



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
INGENIERÍA ELÉCTRICA – INSTRUMENTACIÓN

DISEÑO E IMPLEMENTACIÓN DE CRISTALES MAGNÓNICOS PARA DISPOSITIVOS DE
MICROONDAS

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN INGENIERÍA

PRESENTA:
CRISTIAN EFRAÍN RODRÍGUEZ REYES

TUTOR PRINCIPAL
CÉSAR LEONARDO ORDÓÑEZ ROMERO
INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM

CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX.

CCADET; MAYO 2016



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.

JURADO ASIGNADO:

Presidente: Dr. MONSIVAIS GALINDO GUILLERMO

Secretario: Dr. KOLOKOLTSEV FLATOV OLEG V.

Vocal: Dr. ORDÓÑEZ ROMERO CÉSAR LEONARDO

1^{er.} Suplente: Dr. MATATAGUI CRUZ DANIEL

2^{d o.} Suplente: Dr. MARTYNYUK OLEKSANDR

Lugar o lugares donde se realizó la tesis: NOMBRE DEL LUGAR

TUTOR DE TESIS:

CÉSAR LEONARDO ORDÓÑEZ ROMERO

FIRMA

Agradecimientos.

A mi madre que sin su cariño, confianza y ánimo no podría haber llegado hasta donde estoy, gracias por siempre brindarme tu apoyo incondicional en todo momento.

A mi padre quien es la persona a quien más admiro en este mundo y respeto, agradezco tus siempre sabios consejos y tu fe que siempre me ha mantenido de pie en los momentos más difíciles de mi vida.

Al Dr. César Ordóñez quien me brindó la oportunidad de trabajar con él, me proporcionó apoyo y me guio en esta etapa como estudiante de posgrado.

Al Dr. Daniel Matatagui cuya dedicación, guía, amistad y paciencia (mucho paciencia) me ayudó a concluir el presente trabajo.

A todos mis amigos del posgrado con quienes viví momentos geniales e inolvidables, pero principalmente a Ramiro, Chucho, Migue (el chido), Jenny, Juanito y Pato cuyo apoyo en momentos difíciles me ayudaron a seguir adelante durante mis estudios de maestría.

Y en general a todos los involucrados en el programa de posgrado en ingeniería eléctrica de la UNAM por brindarme la oportunidad de continuar con mis estudios.

Resumen.

Se presenta el diseño y desarrollo de un dispositivo magnónico, en específico un cristal magnónico unidimensional, para ser usado como filtro de señales con frecuencia en escala de microondas. El dispositivo está basado en teoría de ondas de espín y la dispersión de ondas superficiales.

La manera con que se obtiene el efecto de filtrado es por medio de inserción de surcos colocados de manera periódica sobre una guía de onda, estas periodicidades están pensadas para cambiar las propiedades magnéticas del material haciendo que los parámetros de la onda cambien, principalmente la velocidad de grupo. Además, dicho fenómeno se estudia en función del espesor de película, ancho, profundidad y número de surcos.

El diseño parte de una simulación computacional del comportamiento de los parámetros de transferencia sobre el dispositivo; una vez definido el comportamiento con los parámetros propuestos, se continuó con la formación de los surcos, para éste caso se usó un procedimiento de ataque químico sobre una muestra de un material magnético, además, se experimentó con otras alternativas para desarrollar el dispositivo tales como evaporación de un material o la adición de nanopartículas de un material magnético distinto al de la muestra.

Cabe señalar que el objetivo del presente trabajo es poder desarrollar dispositivos magnónicos de filtrado con determinadas propiedades operacionales variando solamente las características geométricas en una muestra seleccionada.

Índice.

Capítulo 1. Ondas de espín.

Conceptos de magnetismo.

Materiales magnéticos.

Introducción a ondas de espín

Ondas electromagnéticas en medios dispersivos

Ecuaciones de Maxwell.

Aproximación magnetostática.

 Ondas Volumétricas Frontales (Forward Volume Waves).

 Ondas Volumétricas Regresivas (Backward Volume Waves).

 Ondas Superficiales (Surface Waves).

Capítulo 2. Medios periódicos.

Introducción a filtros de microondas

Estructuras periódicas.

Filtrado mediante periodicidades.

Matrices “T”.

Parámetros de dispersión (S).

Teoría de propagación de ondas de espín en medios periódicos.

Capítulo 3. Microfabricación.

Litografía

Fotolitografía

Depósito de capas delgadas

 Deposición física de vapor (PVD)

 Deposición química de vapor (CVD)

Capítulo 4. Arreglo experimental y resultados

Método 1

Método 2

Método 3

Capítulo 5. Conclusiones.

Anexos.

Bibliografía.

Capítulo 1. Ondas de espín

Las ondas de espín son la propagación de perturbaciones del orden magnético en materiales magnéticos, es por ello que antes de iniciar el tema de propagación de ondas se iniciará con la introducción de algunos conceptos necesarios, así como también la clasificación y descripción de los materiales magnéticos a fin de distinguir las ventajas y desventajas que presentan cada uno de ellos y entender por qué es mejor el uso de ciertos materiales para éste tema de investigación.

Conceptos de magnetismo

Para empezar el tema se introducirán algunos conceptos de magnetismo iniciando con el momento magnético, el cuál es el momento ejercido ya sea en una barra magnética o en una espira de corriente cuando se le aplica un campo externo. Para dejarlo en claro se verá en términos de polos magnéticos y de corrientes.

Imaginando que un imán en forma de barra se encuentra con un ángulo θ con respecto a un campo aplicado \mathbf{H} (Fig. 1. 1(a)) y que la fuerza en cada polo es $\mathbf{F} = p\mathbf{H}$. Entonces, el torque actuando sobre el imán, será únicamente la componente perpendicular de la fuerza por la distancia a su centro de masa, es:

$$pH\sin\theta \frac{l}{2} + pH\sin\theta \frac{l}{2} = pHl\sin\theta = mH\sin\theta \quad (1.1)$$

Donde $m = pl$ (el producto de la fuerza del polo y la longitud del imán) es el *momento magnético*.

Ahora, visto desde otro punto de vista, si en una espira circula una corriente I y posee un área A (Fig. 1. 1(b)), entonces su momento magnético se define como:

$$\mathbf{m} = IA \quad (1.2)$$

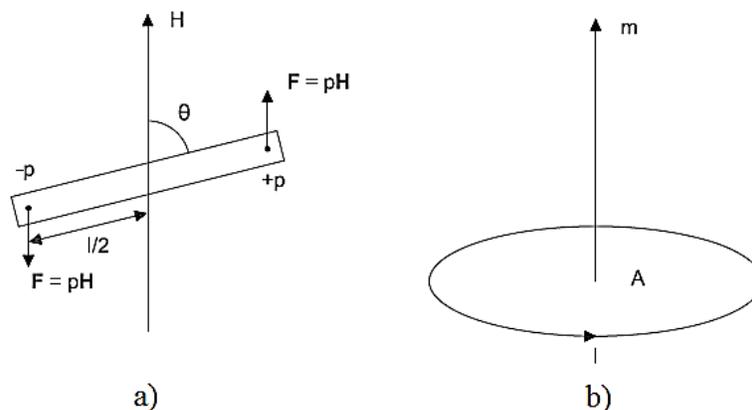


Fig. 1. 1 Cálculo del momento ejercido en un imán dentro de un campo magnético (a), momento producido por una espira de corriente con determinada área A .

Entonces, el momento magnético es una cantidad fundamental, ésta puede ser vista a nivel macroscópico (imán) o microscópico (electrón). Esta cantidad nos servirá para entender los tipos de materiales magnéticos y sus características.

Ahora, otro concepto que es necesario definir para continuar es el de un dipolo magnético, el cual lo describiremos al igual que se hizo con el momento magnético, como un imán de pequeña longitud pero momento finito o como el momento producido por un bucle de corriente con pequeña área y momento finito. Las líneas de campo alrededor de un dipolo magnético se muestran en la (Fig. 1. 2). La energía de un dipolo magnético es cero cuando el dipolo es perpendicular a un campo magnético externo. Así, se puede ver que al cambio de ángulo $d\theta$ con respecto a un campo:

$$\begin{aligned} dE &= 2(pH \operatorname{sen}\theta) \frac{l}{2} d\theta \\ &= mH \operatorname{sen}\theta d\theta, \end{aligned}$$

Y la energía de un dipolo a un ángulo θ con respecto a un campo magnético es:

$$\begin{aligned} E &= \int_{\pi/2}^{\theta} mH \operatorname{sen}\theta d\theta \\ &= -mH \cos\theta \\ &= -\mathbf{m} \cdot \mathbf{H} \end{aligned}$$

La expresión anterior es para sistema cgs, mientras que para el SI queda como:

$$E = -\mu_0 \mathbf{m} \cdot \mathbf{H} \tag{1. 3}$$

Donde μ_0 es la permeabilidad en el vacío ($4\pi \times 10^{-7} \frac{N}{A^2}$). Ahora, habiendo cubierto estos conceptos básicos entraremos en materia en lo que se refiere a los campos magnéticos que se encuentran *dentro* de los materiales, los cuales son un poco diferentes a los campos magnéticos que ya conocemos.

Cuando aplicamos un campo magnético \mathbf{H} a un material, la respuesta generada en el material se llama inducción magnética, \mathbf{B} , y la relación entre ambos es una propiedad del material. En algunos materiales (y vacío), \mathbf{B} es una función lineal de \mathbf{H} , pero la mayoría de las veces es más complicado. La ecuación que relaciona \mathbf{B} (Wb/m^2) y \mathbf{H} (A/m) es:

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \tag{1. 4}$$

Donde \mathbf{M} (A/m) es la magnetización, la cual se define como el momento magnético por unidad de volumen,

$$\mathbf{M} = \frac{\mathbf{m}}{V}$$

M es una propiedad del material, y depende de los momentos magnéticos individuales de cada átomo, ion o molécula y en cómo estos momentos interactúan entre ellos.

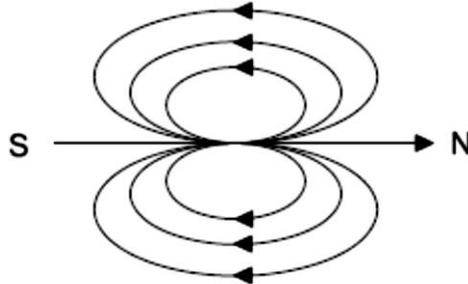


Fig. 1. 2. Líneas de campo en un dipolo magnético.

La relación de **M** con **H** se llama susceptibilidad:

$$\chi = \frac{\mathbf{M}}{\mathbf{H}} \quad (1.5)$$

Básicamente, la susceptibilidad magnética indica que tan apto es un material a magnetizarse ante la presencia de un campo magnético externo aplicado. Por otro lado, a la relación que existe entre **B** y **H** se le llama permeabilidad:

$$\mu = \frac{\mathbf{B}}{\mathbf{H}} \quad (1.6)$$

μ indica que tan absorbente es el material ante el campo magnético (hablando respecto a magnetización). Esto es, que un material que concentra una gran cantidad de densidad de flujo en su interior presenta una gran permeabilidad. La relación entre la permeabilidad y la susceptibilidad es:

$$\frac{\mu}{\mu_0} = 1 + \chi \quad (1.7)$$

donde en el SI la susceptibilidad es adimensional y la permeabilidad tiene unidades de H/m.

La manera de representar el comportamiento de **M** contra **H** es con el uso de curvas de magnetización las cuales son característica de cada material. A continuación se muestra un esquema de estas curvas para los materiales diamagnéticos, paramagnéticos, antiferromagnéticos, ferromagnéticos y ferrimagnéticos Fig. 1. 3 [1]

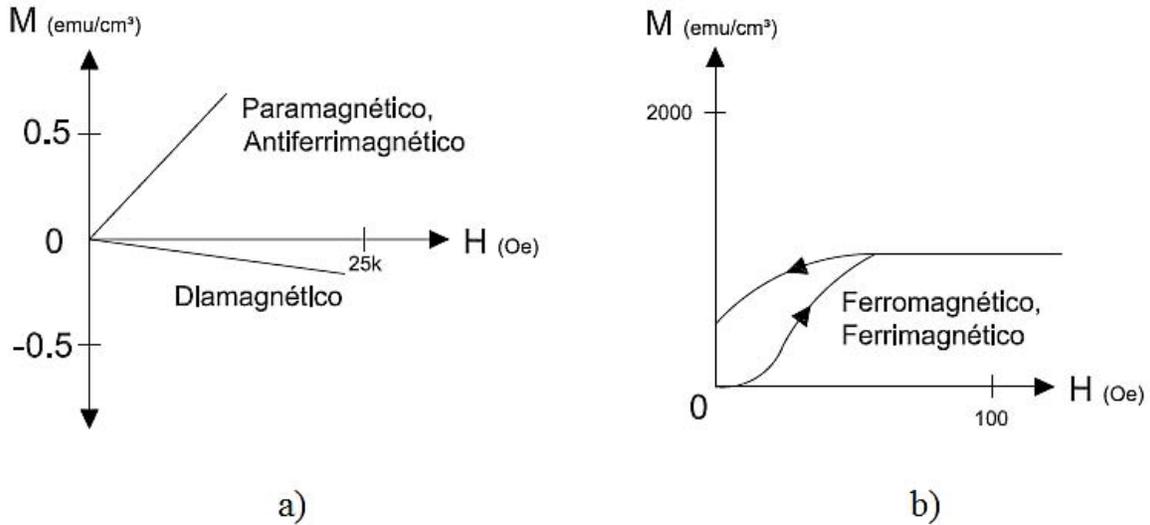


Fig. 1. 3. Curva de magnetización, a) Diamagnéticos, Paramagnéticos y Antiferromagnéticos, b) Ferromagnéticos y Ferrimagnéticos.

Como se puede ver en la Fig. 1. 3(a) la magnetización es lineal para diamagnéticos, paramagnéticos y antiferromagnéticos. Se nota que se requiere campos aplicados grandes para obtener un pequeño cambio en la magnetización. También se nota que en los materiales diamagnéticos la pendiente es negativa lo cual quiere decir que su susceptibilidad es pequeña y negativa generando así una magnetización en dirección contraria al campo externo aplicado y que la permeabilidad es poco menor que 1. En los paramagnéticos y antiferromagnéticos la pendiente es positiva y la susceptibilidad y permeabilidad es pequeña y positiva y un poco mayor que 1.

Por otro lado, el esquema de la Fig. 1. 3(b) muestra las curvas de magnetización para ferromagnéticos y ferrimagnéticos; se puede apreciar que ya no se trata de un comportamiento lineal, además, se distingue un punto de saturación por lo que no importa si se sigue aumentando el campo sólo se logrará un mínimo o nulo cambio en la magnetización. Otro punto a tomar en cuenta, es que en estos materiales se necesita un campo no tan grande para obtener una magnetización comparable a los materiales mostrados en la Fig. 1. 3(a).

Como se sabe, los electrones son partículas cargadas que poseen un momento angular, lo que significa que tienen un momento magnético, similar al que ocurre cuando una corriente de partículas cargadas se encuentra circulando en una espira Fig. 1. 1(b).

Como vimos anteriormente, la energía de un momento magnético dipolar, \mathbf{m} , en un campo magnético \mathbf{H} se muestra en la Ec. (1. 3), así como también definimos que el momento magnético dipolar producido por una espira de corriente es Ec. (1. 2), el cual se encuentra en dirección perpendicular al plano de corriente, I .

Si asumimos que la corriente es producida enteramente por un electrón orbitando a una distancia a del núcleo del átomo, entonces la magnitud de la corriente es igual a la carga en el electrón multiplicada por su velocidad, v , dividida por la circunferencia de la órbita ($2\pi a$):

$$I = \frac{ev}{2\pi a} = -\frac{|e|v}{2\pi a}$$

El signo menos es debido a que la carga del electrón es negativa, así que la dirección del flujo de corriente es opuesto al movimiento del electrón. Si el área de la órbita es $A = \pi a^2$, entonces la Ec. (1. 2) queda:

$$\mathbf{m} = IA = \frac{eav}{2} = -\frac{|e|va}{2} \quad (1. 8)$$

Pero el momento angular en cualquier objeto con una dirección circular es igual a la masa por la velocidad multiplicada por la distancia hasta su eje ($m_e va$). Ahora, determinando que el momento angular orbital proyectado en el eje de un campo magnético solamente puede tener los valores $m_l \hbar$, ya que la componente del momento angular orbital a lo largo de la dirección de un campo es siempre más pequeño que el momento angular total (sabiendo que la magnitud del momento angular orbital para el orbital p es $\sqrt{l(l+1)}\hbar = \sqrt{2}\hbar$, donde l es el número cuántico orbital), lo cual significa que el vector del momento angular orbital nunca puede apuntar directamente en la dirección del campo, y en cambio, precesa de forma cónica alrededor de la dirección del campo, lo cual es una característica intrínseca del momento angular en mecánica cuántica; entonces el momento angular proyectado dentro del eje de un campo es:

$$m_e va = m_l \hbar$$

donde m_l es el número cuántico magnético y \hbar es la constante de Planck, despejando

$$v = \frac{m_l \hbar}{m_e a}$$

Luego, sustituyendo en Ec. (1. 8) nos da la expresión para el momento magnético dipolar en el eje de un campo que es:

$$\mathbf{m} = -\frac{e\hbar}{2m_e} m_l = -\mu_B m_l \quad (1. 9)$$

Con esto se puede apreciar que el vector del momento dipolar está apuntando en dirección contraria al vector del momento angular, debido a que la carga del electrón es negativa. La expresión correspondiente a la magnitud de la contribución del momento magnético orbital es:

$$m = \mu_B \sqrt{l(l+1)}$$

Ahora, sabiendo que la energía del momento de un dipolo magnético, m , en un campo magnético, H , está dado por la expresión:

$$E = -\mu_0 \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}$$

Luego sustituyendo la Ec. (1. 9) en la ecuación anterior nos da como resultado la energía del electrón en un campo magnético:

$$E = \mu_0 \frac{e\hbar}{2m_e} m_l H = \mu_0 \mu_B m_l H \quad (1.10)$$

Donde la cantidad $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ es llamado *magnetón Bohr*, y es la unidad elemental del momento magnético orbital en un átomo, cuyo valor es de $9.274 \times 10^{-24} \text{ J/T}$. Así podemos ver que la energía de un electrón en una órbita atómica con un momento orbital angular diferente de cero, cambia en presencia de un campo magnético, esto es proporcional al momento angular orbital y de la intensidad del campo aplicado. Este fenómeno es conocido como *efecto Zeeman*.

Como se ha visto hasta ahora, un electrón con un momento angular orbital se comporta como una corriente eléctrica, y por lo tanto tiene un momento magnético asociado a un campo magnético. Además, un electrón posee un momento magnético intrínseco resultante de su espín. El momento magnético de espín del electrón interactúa con el campo magnético proveniente de su movimiento orbital. Esta interacción es llamada acoplamiento espín-orbita. La magnitud del acoplamiento espín-orbita es determinado por la carga en el núcleo del átomo, la cual depende del número atómico, Z . De hecho, la interacción espín-orbita es proporcional a Z^4 .

Ahora, ya que hay dos contribuciones al momento magnético de los átomos, el espín del electrón y el momento angular orbital, podemos realizar una clasificación de los materiales, donde la diferencia recae en saber si el material en cuestión tiene o no un momento magnético neto resultante de la suma de los dos anteriores.

Materiales magnéticos

Uno de los objetivos actuales en el desarrollo tecnológico es la búsqueda de la miniaturización de dimensiones y reducción en el consumo de energía en los sistemas de síntesis y procesamiento de señales analógicas y digitales a frecuencias de microondas y ondas milimétricas, esto es lo que impulsa el desarrollo de nuevas investigaciones que exploran la física básica de la materia y el comportamiento de los campos electromagnéticos y excitaciones magnéticas en nuevos materiales o en materiales conocidos pero con perfiles micro y nano estructurados.

Todos los materiales se pueden clasificar en dos grandes grupos, aquellos que tienen átomos con momentos magnéticos permanentes y aquellos que no. Otra manera de clasificar los materiales es en base a sus propiedades magnéticas refiriéndonos en este caso a la susceptibilidad magnética ($\bar{\chi}$) la cual se expresa de la siguiente manera:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \bar{\chi} * \mathbf{H} \quad (1.11)$$

Donde \mathbf{M} es momento magnético por unidad de volumen también llamada magnetización, \mathbf{H} es el campo externo aplicado y \mathbf{M}_0 es la magnetización espontánea en ausencia de campo externo. Generalmente la susceptibilidad se representa con una matriz de (3x3), sin embargo para materiales isotrópicos la magnetización inducida puede ser paralela o anti-paralela al campo externo aplicado lo cual hace que éste sea un escalar. Ahora, como el valor de la susceptibilidad dentro de la Ec. (1.11) es responsable del incremento o disminución de la magnetización (tomando en cuenta que el campo externo es constante así como también el valor de \mathbf{M}_0) se puede hacer una clasificación de los

materiales tomando que tan “susceptible” es el material para magnetizarse. Para éste estudio se utilizará la clasificación que surge a partir que la presencia o no de momento magnético neto.

Diamagnéticos

Siguiendo el mismo camino, pasaremos a investigar otra contribución al momento magnético de los átomos. Éste es el cambio en movimiento orbital en los electrones cuando se les aplica un campo magnético externo.

El cambio en el movimiento orbital debido a un campo aplicado externo se llama efecto diamagnético, el cual ocurre en todos los átomos, sólo que el efecto es tan débil que solo los átomos en donde no se tiene un momento magnético neto resultante se pueden clasificar como diamagnéticos.

La manera de explicar el fenómeno de cambio de movimiento orbital se hace con la ley de Lenz, ya que, cuando un campo magnético es aplicado, corrientes extras son generadas en el átomo por inducción electromagnética. La ley de Lenz dice que la corriente inducida es en dirección opuesta al campo aplicado, entonces, el momento magnético inducido está en dirección opuesta al campo aplicado. Así, a mayor campo, más “negativa” es la magnetización. Incluso si el momento magnético de un átomo se cancela, los cambios en el momento magnéticos siempre actúan en sentido opuesto, lo cual explica por qué los átomos sin momento magnético neto presentan efecto diamagnético Fig. 1. 4.

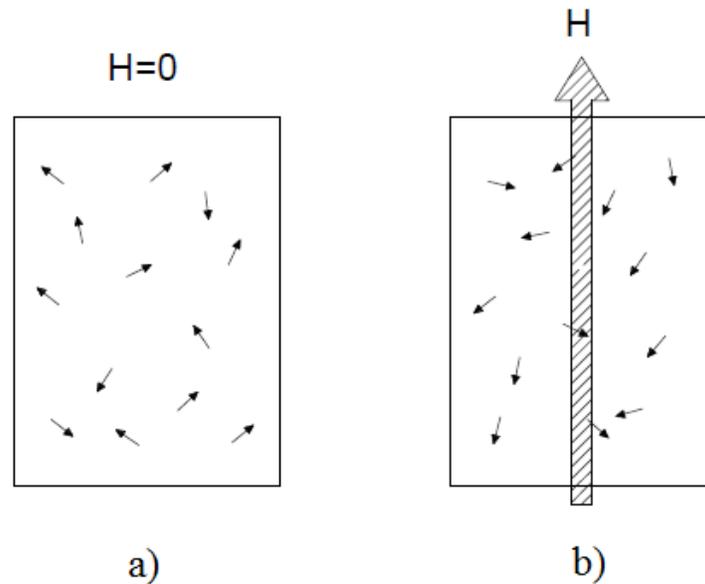


Fig. 1. 4. Esquema de material diamagnético, a) sin campo aplicado H , b) con campo aplicado H .

Paramagnéticos

El fenómeno de paramagnetismo ocurre en materiales que sí poseen momento magnético neto. En estos materiales los momentos magnéticos están débilmente aplicados entre ellos, y entonces la energía térmica causa un alineamiento aleatorio de los momentos, como se muestra en la Fig. 1. 5(a).

Cuando un campo magnético es aplicado, los momentos empiezan a alinearse, pero sólo una pequeña porción de ellos son desviados en dirección del campo (Fig. 1. 5 (b)).

En lo que respecta a la susceptibilidad de éstos materiales, a bajos campos, la densidad de flujo dentro del material paramagnético es directamente proporcional al campo aplicado, así que la susceptibilidad, $\chi = M/H$, es aproximadamente constante (generalmente alrededor de 10^{-3} y 10^{-5}). Ya que la susceptibilidad es poco mayor que cero, la permeabilidad es un poco más grande que 1 (a diferencia de los diamagnéticos en donde es poco menor que 1).

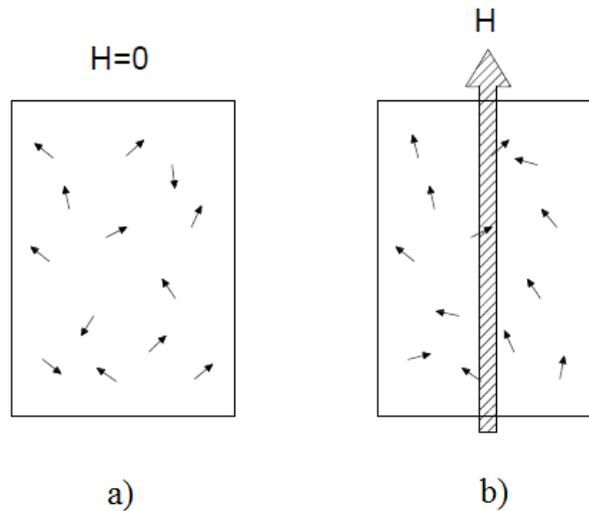


Fig. 1. 5. Esquema de material paramagnético, a) sin campo aplicado H, b) con campo aplicado H.

Ferromagneticos.

Estos materiales poseen una fuerte interacción interna entre los momentos magnéticos lo que causa que se alineen provocando una *magnetización espontanea* a pesar de los efectos térmicos, esta interacción es de naturaleza cuántica. Así, estos materiales poseen un momento elemental permanente que se alinea espontáneamente (debajo de temperatura crítica).

En la ausencia de campos externos, el orden magnético dentro del material está conformado en un patrón complejo de *dominios magnéticos*. Los momentos se alinean dentro de cierto dominio pero cambian bruscamente de dirección en la frontera entre dominios Fig. 1. 6(a). Así, cada dominio actúa como un pequeño imán que es pequeño en volumen en comparación con el tamaño de la muestra del material Fig. 1. 6(b). En equilibrio, estos dominios se orientan entre ellos a fin de minimizar el momento magnético neto de la muestra del material. Cuando un campo externo es aplicado, los dominios comienzan a alinearse con el campo magnético dando lugar a una magnetización neta Fig. 1. 7. Así, un ferromagnético isotrópico también cuenta con una susceptibilidad escalar positiva.

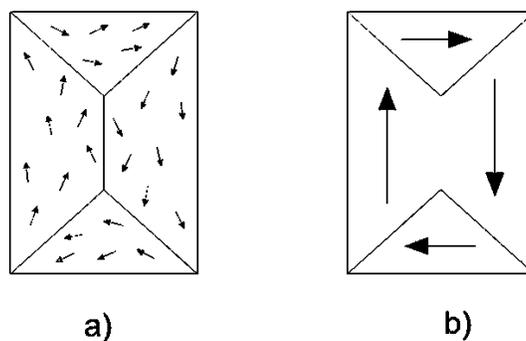


Fig. 1. 6. Representación del concepto de dominios magnéticos.

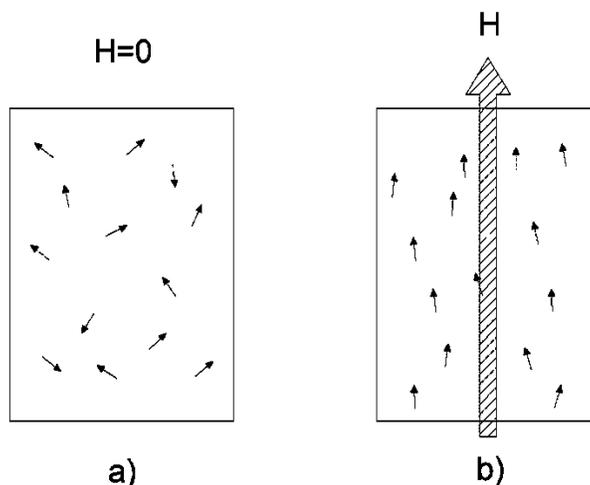


Fig. 1. 7. Ejemplo de comportamiento de material ferromagnético.

Ferrimagnéticos y Antiferromagnéticos

En algunos materiales, el acoplamiento entre momentos es tal que los momentos adyacentes tienden a alinearse entre ellos de manera opuesta. Visto en gran escala, se pueden describir como si se tratara de dos “subredes” de material ferromagnético alineados de manera opuesta uno con otro. Si la magnetización de ambas subredes son iguales, el material es llamado *antiferromagnético*, mientras que si son de distinta magnitud se llaman ferrimagnéticos. En general, los ferrimagnéticos no se limitan a tener sólo dos “subredes” ya que la característica que los distingue es que la magnetización neta se mantiene en equilibrio y que al menos una de las subredes debe ser opuesta a la otra.

Por otro lado, los antiferromagnéticos, se comportan como paramagnéticos anisotropicos. En ausencia de un campo externo, la magnetización de las dos subredes se cancela, provocando la ausencia de un momento magnético neto. En estos, la susceptibilidad a lo largo de la dirección paralela (o antiparalela) a los momentos es muy pequeña ya que la aplicación de un campo paralelo (o antiparalelo) no crea un torque neto. En contraste, la susceptibilidad perpendicular al momento

neto es más grande ya que los momentos en ambas subredes tienden a rotar en dirección al campo aplicado.

A temperaturas diferentes de cero, las alteraciones térmicas previenen el perfecto alineamiento de los momentos magnéticos en cualquier material. Mientras la temperatura aumenta, estas alteraciones térmicas se hacen más grandes hasta el punto de destruir el orden magnético dentro del material. Esta transición de temperatura por encima del cual el orden magnético se destruye se llama *temperatura de Curie* para ferromagnéticos y temperatura de Néel para ferri y antiferromagnéticos. Al sobrepasar esta temperatura de transición, los ferromagnéticos, ferrimagnéticos y antiferromagnéticos presentan una susceptibilidad paramagnética.

Materiales de particular importancia para aplicaciones en dispositivos de microondas son los óxidos magnéticos conocidos como ferritas y granates magnéticos. Entre los principales materiales para aplicaciones de ondas de espín existe el yttrium iron garnet YIG (granate de itrio y hierro), $Y_3Fe_5O_{12}$ el cuál es un ferrimagnético con dos subredes. Los cinco iones de hierro por fórmula son los únicos constituyentes magnéticos. Tres de estos iones se encuentran en una de las subredes y los otros dos en la otra subred por lo que el momento neto es debido a un ion de hierro por fórmula. Para ver otras de las características del YIG ver *apéndice 1*.

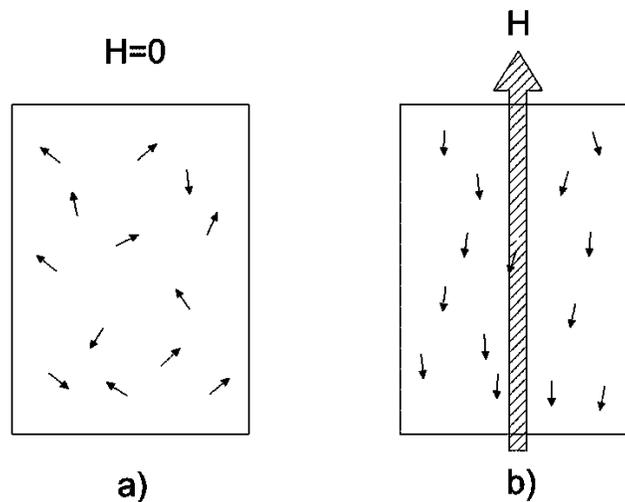


Fig. 1. 8. Representación del fenómeno presente en materiales antiferromagnéticos.

Introducción a las ondas de Espín.

Con lo mencionado anteriormente, se toma en cuenta que las propiedades magnéticas de los materiales son debidas al movimiento orbital y espín de los electrones. Como se trata de partículas subatómicas, la dinámica de los electrones puede verse rigurosamente sólo con mecánica cuántica. Sin embargo, como el magnetismo a nivel macroscópico involucra un gran número de partículas, es posible construir modelos clásicos o semi clásicos los cuales son fáciles de visualizar y suficientemente precisos.

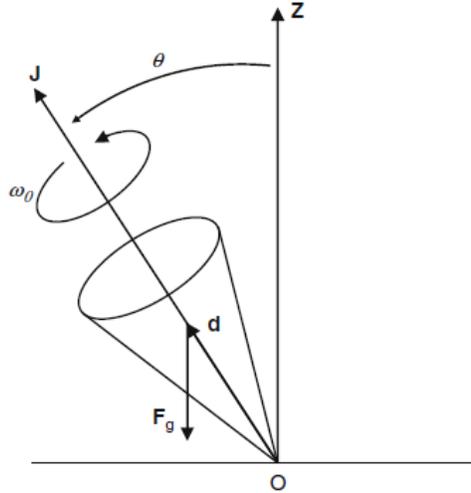


Fig. 1. 9. Modelo de "trompo" para representar fenómeno de resonancia magnética.

Particularmente encontramos que la física del fenómeno de resonancia magnética es muy similar a un trompo girando como el que se muestra en la Fig. 1. 9. Asumiendo que \mathbf{F}_g actúa en el centro de gravedad del trompo localizado por el vector \mathbf{d} . Expresando \mathbf{F}_g en términos del campo gravitacional \mathbf{G} .

$$\mathbf{F}_g = m\mathbf{G} \quad (1.12)$$

Donde $\mathbf{G} = -g\hat{\mathbf{z}}$, g es la aceleración de la gravedad y m es la masa del trompo (kg). Así, el torque ejercido en el trompo por la gravedad es igual a:

$$\boldsymbol{\tau} = \mathbf{d} \times \mathbf{F}_g \quad (1.13)$$

Y, como el torque es igual al cambio en el tiempo del momento angular (que se escribe como $\mathbf{F} = d\mathbf{p}/dt$), se puede escribir también como:

$$\frac{d\mathbf{J}}{dt} = \mathbf{d} \times \mathbf{F}_g \quad (1.14)$$

Donde la magnitud del momento angular está dada por:

$$|\mathbf{J}| = I\omega_0 \quad (1.15)$$

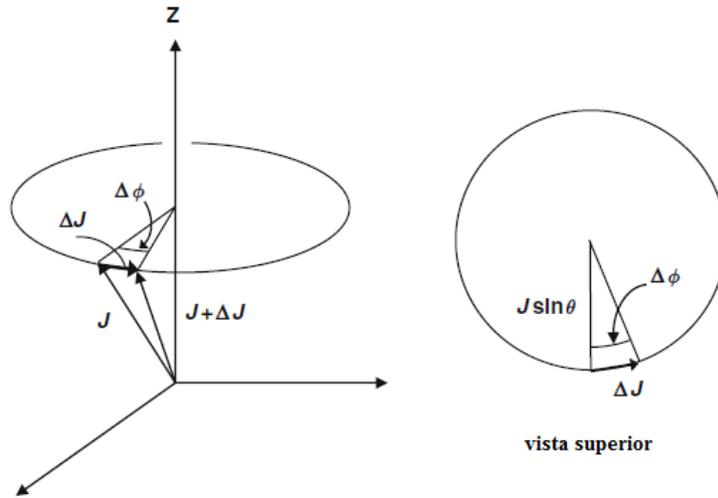


Fig. 1. 10. Cambio en el momento angular de un "trompo" con respecto a un tiempo Δt .

Donde I es el momento de inercia y ω_0 es la velocidad angular de rotación con respecto al eje de simetría del trompo. En un incremento de tiempo Δt , el momento angular cambiará una cantidad ΔJ como se ve en la Fig. 1. 10, por lo que tenemos:

$$\Delta\phi = \frac{\Delta J}{J \sin\theta} \quad (1.16)$$

Donde θ es el ángulo entre el eje z y el eje del trompo, y tenemos aproximadamente la longitud del arco por ΔJ para un $\Delta\phi$. Dividiendo ambos lados de la Ec. (1. 16) entre Δt y tomando el límite de $\Delta t \rightarrow 0$ obtenemos:

$$\frac{d\phi}{dt} = \omega_p = \frac{dJ}{dt} \frac{1}{J \sin\theta} \quad (1.16.1)$$

La frecuencia de precesión angular, ω_p , es la frecuencia a la cual el eje del trompo rota con respecto a la vertical. Así, si sustituimos las Ec. (1. 12) y (1. 14) en (1.16.1) obtenemos:

$$\omega_p = \frac{mgd}{J}$$

O

$$\omega_p = \frac{mgd}{I\omega_0}$$

Una analogía para un modelo magnético se logra reemplazando el trompo por una espira de corriente eléctrica y el campo gravitacional por un campo magnético como se muestra en la Fig. 1. 11. Entonces el momento se define como:

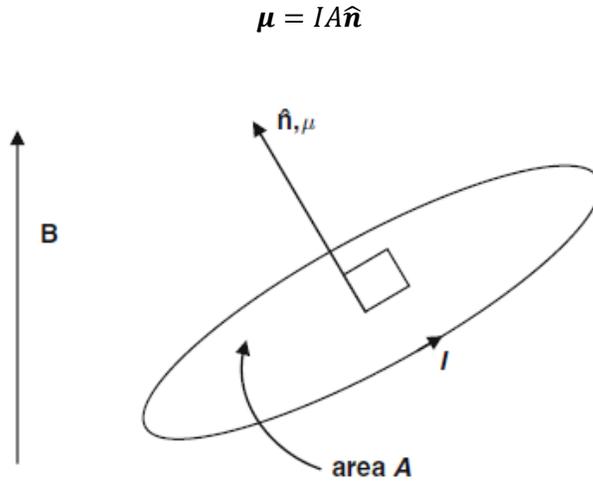


Fig. 1. 11. Espira de corriente en un campo magnético B.

Donde $\hat{\mathbf{n}}$ es un vector unitario normal a la superficie formada por la espira. Por lo tanto, el toque en la espira es:

$$\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{B}$$

Como la corriente es debida al movimiento de partículas cargadas, la espira también posee un momento angular en dirección paralela (o antiparalela) a $\hat{\mathbf{n}}$.

Existe una constante de proporcionalidad entre el momento magnético y el angular presente en el modelo llamada *razón giromagnética* (γ):

$$\boldsymbol{\mu} = \gamma \mathbf{J} \tag{1. 17}$$

Si la carga es negativa, entonces la corriente y la velocidad de la partícula será en dirección opuesta, por lo que $\boldsymbol{\mu}$ y \mathbf{J} serán antiparalelos, y γ será negativa.

Como se mencionó anteriormente, el momento angular dominante que da como resultado una magnetización de manera macroscópica en los materiales esta dado casi enteramente por los electrones. Y como los electrones presentan dos tipos de momento angular: orbital \mathbf{L} y de espín \mathbf{S} , el momento angular total es la suma vectorial de:

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$$

Cuando estos electrones constituyen un sólido, es importante tomar en consideración las maneras en que el momento angular en distintos sitios interactúa con otros. Por simplicidad, nos enfocaremos en el caso en donde el momento angular es enteramente debido al espín. Siguiendo esta línea, la razón giromagnética se define como:

$$\gamma = g \frac{q}{2m_q} \tag{1. 18}$$

Donde g es el factor de Lande que tiene un valor de 2 para momento angular debido sólo al espín y 1 para orbital, q es la carga y m_q es la masa del electrón. La ecuación de movimiento ahora puede escribirse como:

$$\frac{d\mathbf{J}}{dt} = \gamma \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (1.19)$$

Como anteriormente, con el incremento de tiempo Δt , el momento angular cambiará una cantidad $\Delta \mathbf{J}$ (Fig. 1. 10), así que tenemos:

$$\Delta \phi = \frac{\Delta J}{J \sin \theta}$$

Y dividiendo ambos lados de entre Δt y tomando el límite de $\Delta t \rightarrow 0$ obtenemos:

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{J \sin \theta} \frac{dJ}{dt}$$

Viendo que $\frac{d\phi}{dt}$ es la frecuencia angular ω_p y obteniendo sólo la magnitud de $\frac{dJ}{dt}$, tenemos:

$$\omega_p = |\gamma B| \quad (1.20)$$

La ecuación de movimiento para un momento angular \mathbf{J} en presencia de un campo magnético se explica en la Ec.(1. 19), ahora:

$$\frac{d\mathbf{J}}{dt} = \gamma \mu_0 \mathbf{J} \times \mathbf{H}_{eff} \quad (1.21)$$

Aquí, \mathbf{H}_{eff} representa la suma de todos los torques que producen un campo efectivo:

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_{ex} + \mathbf{H}_k \quad (1.22)$$

Donde \mathbf{H} es el campo magnético mientras que \mathbf{H}_k y \mathbf{H}_{ex} son los campos efectivos debido a la anisotropía y al intercambio respectivamente. Multiplicando ambos lados de la Ec. (1. 21) por γN y sabiendo que $\mathbf{M} = \gamma N \mathbf{J}$, obtenemos:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} \quad (1.23)$$

Esta es la *ecuación de movimiento de magnetización sin pérdidas de Landau-Lifshitz*. Además cabe resaltar que \mathbf{H}_{ex} contiene términos proporcionales a \mathbf{M} y $\nabla^2 \mathbf{M}$, pero sólo el término de $\nabla^2 \mathbf{M}$ contribuye al torque debido a que $\mathbf{M} \times \mathbf{M} \equiv 0$. Así, en este contexto se tiene que:

$$\mathbf{H}_{ex} = \lambda_{ex} \nabla^2 \mathbf{M}$$

Campo de intercambio

Para definir cómo surgen los campos efectivos debidos a los campos a nivel molecular, es necesario revisar la ecuación que explica a la interacción de intercambio. Asumiendo que la interacción solamente es significativo entre vecinos. La energía total del i -esimo espín interactuando con su vecino es:

$$\begin{aligned}\varepsilon_i^{(ex)} &= -2 \sum_{j=n.n.} J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \\ &= -2 \mathbf{S}_i \cdot \sum_j' J_{ij} \mathbf{S}_j\end{aligned}$$

En donde el apostrofe en el símbolo de sumatoria significa la suma solo entre los vecinos más cercanos de i . El momento magnético asociado con el espín es:

$$\boldsymbol{\mu} = -g\mu_B \mathbf{S}$$

Así, la energía de intercambio puede ser escrita como:

$$\varepsilon_i^{(ex)} = \frac{2\boldsymbol{\mu}_i}{g\mu_B} \cdot \sum_j' J_{ij} \mathbf{S}_j \quad (1.24)$$

Ya que la energía de Zeeman es el cambio de energía para cada momento magnético individual $\boldsymbol{\mu}$ debido a la presencia de un campo magnético \mathbf{H} y está dado por:

$$\varepsilon_{zm} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} \quad (1.25)$$

Entonces con lo anterior, la Ec. (1.24) se puede interpretar como:

$$\mathbf{H}_{ex} = -\frac{2}{g\mu_0\mu_B} \sum_j' J_{ij} \mathbf{S}_j$$

Ahora, el campo de intercambio se puede separar en dos tipos, uno cuando su magnetización es uniforme y otro cuando no lo es. El caso más simple es cuando su magnetización es uniforme lo que supone que los espines alrededor de un sitio están exactamente paralelos o antiparalelos. Si hay Z vecinos cercanos y la interacción es la misma con todos ($J_{ij} = J$), el campo de intercambio puede ser escrito como:

$$\mathbf{H}_{ex} = -\frac{2ZJ}{g\mu_0\mu_B} \mathbf{S}$$

Donde \mathbf{S} es el espín en cualquier sitio alrededor y se supone que todos los sitios son equivalentes. Este campo efectivo puede ser relacionado al coeficiente de campo molecular λ de un ferromagnético sabiendo que $\mathbf{M} = N\boldsymbol{\mu}$, donde N es la densidad de momentos (m^{-3}). Así:

$$\mathbf{H}_{ex} = \frac{2ZJ}{\mu_0 N g^2 \mu_B^2} \mathbf{M} = \lambda \mathbf{M}$$

Y

$$\lambda = \frac{2ZJ}{\mu_0 N g^2 \mu_B^2}$$

Donde el parámetro de intercambio J puede relacionarse con la temperatura de Curie tomando en cuenta que $L=0$ lo que indica que $J=S$ lo que significa que el momento angular orbital no se toma en cuenta y que solo la contribución debida al momento angular de espín es la que provoca el momento magnético:

$$J = \frac{3k_B T_c}{2ZS(S+1)}$$

Por otro lado, cuando los espines más cercanos a un lugar no son paralelos (magnetización no uniforme), se considera una función vectorial continua $\mathbf{S}(r)$ que da el espín en el i -ésimo lugar cuando se evalúa a $r = r_i$. La suma de todos los espines cercanos puede escribirse (asumiendo que J_{ij} es igual):

$$\sum_j' \mathbf{S}_j = \sum_j' \mathbf{S}(r_i + \delta_j)$$

Donde δ_j es el vector posición del i -ésimo al j -ésimo punto. Haciendo los cálculos el resultado para cualquiera de las 3 estructuras cúbicas (cúbica simple, cubica centrada en el cuerpo y cúbica centrada en las caras) es:

$$\sum_j' \mathbf{S}(r_i + \delta_j) = Z\mathbf{S}(r_i) + \frac{ZR_n^2}{6} \nabla^2 \mathbf{S}(r_i)$$

Donde Z es el número de vecinos cercanos y R_n es la distancia al vecino más cercano. Sustituyendo este resultado en la expresión del campo efectivo queda:

$$\mathbf{H}_{ex} = \frac{2ZJ}{\mu_0 N g^2 \mu_B^2} \left[\mathbf{M} + \frac{R_n^2}{6} \nabla^2 \mathbf{M} \right]$$

El primer término es el campo efectivo para magnetización uniforme, mientras que el segundo término es la nueva contribución surgida de la no uniformidad de la magnetización.

Anisotropía Magnetocristalina.

Regresando al tema de los momentos angulares debidos a los electrones, si el orbital del electrón no es simétrico, la energía de estado depende de la orientación del orbital con respecto a los iones que tiene alrededor dentro del cristal. La interacción entre los momentos de espín y orbital (acomplamiento espín-orbital) causará que la energía del momento neto dependa de la orientación

con respecto al eje mayor del cristal. Esta contribución dependiente de la orientación a la energía total es llamada energía de anisotropía magnetocristalina, ϵ_a .

Anisotropía Uniaxial.

La anisotropía uniaxial resulta del estrés inducido por el crecimiento en películas delgadas y ocurre naturalmente en cristales hexagonales. Se caracteriza por ser un eje que corresponde ya sea a máxima o mínima energía. Si el eje corresponde a un máximo de energía es el eje “difícil”, mientras que si es un mínimo de energía se conoce como eje fácil.

Amortiguamiento

De acuerdo a la *Ec. (1. 23)*, una vez que la magnetización se desalinea, precesará por siempre dentro de un campo magnético, esto es, nunca alcanzará la configuración de mínima energía con M paralelo a H . Este resultado intuitivo es obtenido porque no hay fuentes de amortiguamiento magnético incluidas hasta ahora en el modelo.

Físicamente, el amortiguamiento resulta de la transferencia de energía de la precesión del espín en el sistema a vibraciones en la estructura del cristal. Un mecanismo para el acoplamiento entre el sistema magnético y las vibraciones es cuando los espines localizados en distintas partes del cristal interactúan por medio de sus campos dipolares. Como la fuerza de esta interacción depende de la distancia entre espines, las vibraciones modulan la interacción dando lugar al acoplamiento espín-estructura. Este acoplamiento también puede ser modulada por las interacciones espín-orbita.

Para introducir estas pérdidas en la ecuación de torque, se necesita una componente de $d\mathbf{M}/dt$ en la dirección $-\theta$; por ejemplo, en la dirección con la cual se busca minimizar el ángulo en el cono que se crea entre el vector magnetización y el campo H aplicado con lo que se lleva la magnetización hacia su punto de equilibrio con M paralela a H . Una opción es introducir en la ecuación de Landau-Lifshitz un término proporcional a $-(\mathbf{M} \times \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff})$ (Fig. 1. 12):

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma\mu_0(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}) + \frac{\lambda\gamma\mu_0}{M_s}\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}) \quad (1. 26)$$

Otro término alternativo sugerido por Gilbert es:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma\mu_0(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}) + \frac{\alpha}{M_s}\left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}\right) \quad (1. 27)$$

En ambos casos λ y α son tan pequeños que la dirección de $\frac{d\mathbf{M}}{dt}$ es perturbada en menor medida en la presencia de estas pérdidas, ambas ecuaciones son equivalentes.

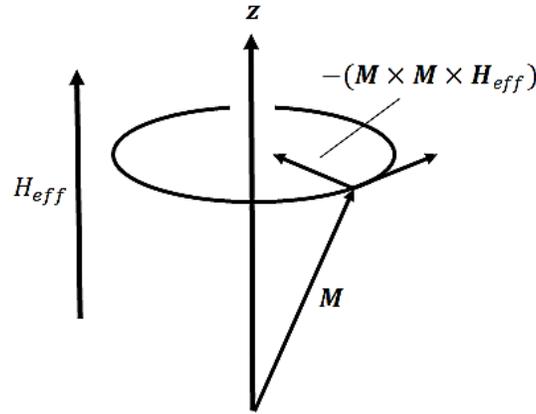


Fig. 1. 12. Ejemplo de torque por amortiguamiento introducido por Landau-Lifshitz.

Ondas electromagnéticas en medios dispersivos.

Hasta ahora sólo se ha visto la teoría básica de magnetismo y la descripción de la susceptibilidad magnética en ferro- o ferrimagnéticos. Ahora veremos las propiedades de ondas electromagnéticas propagándose en medios caracterizados por susceptibilidades magnéticas, es por ello que se inicia con las ecuaciones fundamentales que gobiernan los campos electromagnéticos:

Ecuaciones de Maxwell

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (1. 28)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1. 29)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (1. 30)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1. 31)$$

Donde \mathbf{H} es la intensidad de campo magnéticos (A/m), \mathbf{D} es la densidad de flujo eléctrico (C/m²); \mathbf{J} es la densidad volumétrica de corriente eléctrica (A/m²); \mathbf{E} es la intensidad de campo eléctrico (V/m); \mathbf{B} es la densidad de flujo magnético (Wb/m² o T) y ρ es la densidad de volumen de carga eléctrica (C/m³).

Como estamos interesados en campos que varían de forma sinusoidal a una frecuencia dada, entonces podemos escribir:

$$\mathbf{E}(t) = \text{Re}\{\mathbf{E}(\omega)e^{-i\omega t}\}$$

Donde $\mathbf{E}(\omega)$ es una cantidad compleja que contiene amplitud y fase del campo. Ahora, como en la notación anterior todas las dependencias del tiempo son de la forma $e^{-i\omega t}$, la derivada del tiempo puede remplazarse por $-i\omega$. Entonces, *en el dominio de la frecuencia*, las ecuaciones de Maxwell se escriben de la siguiente manera:

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega \mathbf{D} + \mathbf{J} \quad (1.28a)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega \mathbf{B} \quad (1.29a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (1.30a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.31a)$$

Las densidades de flujo en el espacio libre están relacionadas a las intensidades de campo de una manera lineal por:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} \quad (1.32)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (1.33)$$

Donde ε_0 y μ_0 son la permitividad y permeabilidad en el espacio respectivamente.

$$\varepsilon_0 \approx \frac{1}{36\pi} \times 10^{-9} (F/m),$$

$$\mu_0 \equiv 4\pi \times 10^{-7} (H/m).$$

Sin embargo, en un material aparecen términos adicionales a causa de la respuesta del medio en presencia de campos externos. Las expresiones generales son:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (1.34)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (1.35)$$

Donde \mathbf{P} es el momento dipolar eléctrico por unidad de volumen ($(C \cdot m)/m^3 = C/m^2$) y \mathbf{M} es el momento dipolar magnético por unidad de volumen ($(A \cdot m^2)/m^3 = A/m$), también conocidos como polarización y magnetización respectivamente. Medios en donde \mathbf{P} y \mathbf{M} dependen sólo de la primera cantidad de energía del campo se dicen que son lineales. Si la respuesta de un medio lineal ante un campo aplicado es instantánea, la densidad de polarización y magnetización se relacionan con la intensidad de campo por:

$$\mathbf{P}(t) = \varepsilon_0 \bar{\chi}_e \cdot \mathbf{E}(t) \quad (1.36)$$

$$\mathbf{M}(t) = \bar{\chi}_m \cdot \mathbf{H}(t) \quad (1.37)$$

Donde $\bar{\chi}_e$ y $\bar{\chi}_m$ son los tensores de susceptibilidad eléctrica y magnética respectivamente. Si la respuesta no es instantánea, entonces el medio tiene “memoria” y la respuesta debe ser obtenida por la integración sobre todas las excitaciones. Este medio se dice que es dispersivo.

Sin embargo, en el dominio de la frecuencia, la respuesta a una sinusoidal alcanza un estado estacionario que es determinado por la amplitud de la excitación. En términos de estos estados estacionarios, la integración no es necesaria y puede escribirse:

$$\mathbf{P}(\omega) = \varepsilon_0 \bar{\chi}_e(\omega) \cdot \mathbf{E}(\omega) \quad (1.38)$$

$$\mathbf{M}(\omega) = \bar{\chi}_m(\omega) \cdot \mathbf{H}(\omega) \quad (1.39)$$

Sustituyendo estas ecuaciones en las expresiones de las relaciones constitutivas (Ec. (1.34) y (1.35)) nos permiten escribir:

$$\mathbf{D} = \bar{\varepsilon} \cdot \mathbf{E} \quad (1.40)$$

$$\mathbf{B} = \bar{\mu} \cdot \mathbf{H} \quad (1.41)$$

Donde

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_0 (\bar{\mathbf{I}} + \bar{\chi}_e)$$

$$\bar{\mu} = \mu_0 (\bar{\mathbf{I}} + \bar{\chi}_m)$$

Son los tensores de permitividad y permeabilidad respectivamente, e $\bar{\mathbf{I}}$ es la matriz unitaria. Estas últimas cuatro ecuaciones son la forma general de las relaciones constitutivas. Si $\bar{\varepsilon}$ o $\bar{\mu}$ se reducen a un escalar constante por la matriz unitaria, se dice que el material es isotrópico eléctrico o magnético respectivamente. Alternadamente, si el medio requiere que se represente $\bar{\varepsilon}$ o $\bar{\mu}$ por una matriz de 3x3 se llama anisotrópico eléctrico o magnético.

Ecuaciones de onda.

Vamos a considerar las propiedades de los campos con dependencias de espacio y tiempo de la forma $\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t)$. A cierto tiempo t_0 , la superficie en la cual la fase permanece constante está dada por:

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t_0 = \phi_0 \quad (1.42a)$$

O

$$\hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r} = \frac{\omega t_0 + \phi_0}{k} \equiv C_0 \quad (1.42b)$$

Donde $\hat{\mathbf{k}} = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$ es un vector unitario paralelo a \mathbf{k} . Ésta es la ecuación para un plano perpendicular al vector \mathbf{k} como se muestra en la siguiente figura.

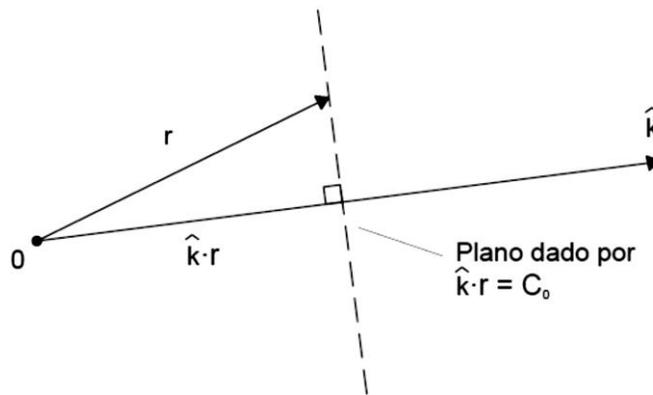


Fig. 1. 13. Plano descrito por $\hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{r} = C_0$

Hay que notar que de acuerdo a la Ec. (1. 42a), el incremento de fase a lo largo de \mathbf{k} con t_0 es constante. La distancia a lo largo de \mathbf{k} que corresponde al cambio de fase de 2π es la longitud de onda λ . Así, de la ecuación Ec. (1. 42a), tenemos que:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Donde la cantidad k es el *número de onda* ya que es proporcional al número de longitudes de onda por unidad de longitud.

En cuanto a la Ec. (1. 42a), se puede ver que la constante C_0 incrementa mientras el tiempo incrementa. Así, el plano de fase constante se mueve en dirección de $\hat{\mathbf{k}}$. La velocidad de este movimiento es la *velocidad de fase* v_p y está dado por:

$$v_p = \frac{\partial C_0}{\partial t_0} = \frac{\omega}{k}$$

Gracias a la forma y movimiento de la superficie constante de fase, las soluciones de la forma $\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t)$ son llamadas *ondas planas uniformes*.

Sólo asumiendo una dependencia de tiempo de la forma $\exp(-i\omega t)$ nos permite reemplazar las derivadas con respecto al tiempo en las ecuaciones de Maxwell con $-i\omega$, asumiendo una dependencia

del espacio de la forma $\exp(ik \cdot r)$ nos permite reemplazar el operador ∇ con ik . Así, para *soluciones de ondas planas*, las ecuaciones de Maxwell se convierten en:

$$ik \times \mathbf{H} = -i\omega \mathbf{D} + \mathbf{J} \quad (1.43)$$

$$k \times \mathbf{E} = \omega \mathbf{B} \quad (1.44)$$

$$ik \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (1.45)$$

$$k \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.46)$$

Viendo que la Ec. (1.46) viene de multiplicar \mathbf{k} en ambos lados de la Ec. (1.44), ya que $\mathbf{k} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) \equiv 0$. De manera similar, al hacer producto punto con \mathbf{k} en ambos lados de la Ec. (1.43) da (1.45) dando como resultado la relación entre ρ y \mathbf{J} la cual es:

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{J} = \omega \rho$$

Esta es una forma de la ecuación de continuidad, y expresa la conservación de la carga. Ahora, tomando las ecuaciones (1.45) y (1.46), para el caso de un medio no conductor y sin excitaciones. Estas ecuaciones pueden expresarse solamente con términos de \mathbf{E} y \mathbf{H} con el uso de las relaciones constitutivas (1.32) y (1.33). El resultado es:

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\omega \bar{\epsilon} \cdot \mathbf{E} \quad (1.47)$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega \bar{\mu} \cdot \mathbf{H} \quad (1.48)$$

Velocidad de grupo

Aunque las ondas planas son una idealización muy útil, los campos son de duración y extensión finita. Estos campos se pueden representar por la integral general de Fourier:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \mathbf{H}(\mathbf{k}, \omega) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$$

Esta integral, formada por la suma individual de ondas planas, puede representar cualquier función de \mathbf{r} y t . Sin embargo, algunas restricciones son puestas por las ecuaciones de Maxwell y sus tensores no permiten ondas planas con una arbitraria ω y \mathbf{k} ; sólo aquellas ondas que satisfacen la relación de dispersión $\omega = \omega(k)$ pueden contribuir. Usando esta condición efectivamente despeja ω de la integral, por lo que se puede escribir:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \mathbf{H}(\mathbf{k}) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega(k)t)}$$

Ahora, se considera un paquete de ondas similar al que se muestra en la Fig. 1. 14. Si éste paquete contiene un gran número de oscilaciones con longitud de onda λ_0 , entonces se espera que la función $H(\mathbf{k})$ presente un pico cerca de $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 = (2\pi/\lambda_0)\hat{\mathbf{k}}$. Así, la contribución dominante en la integral ocurrirá para \mathbf{k} cerca de $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0$. Si el intervalo de contribución es suficientemente pequeño, podemos aproximar $\omega(\mathbf{k})$ por los primeros dos términos de las series de Taylor:

$$\omega(\mathbf{k}) \approx \omega(\mathbf{k}_0) + \left. \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} \right|_{\mathbf{k}_0} \cdot (\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) + \dots,$$

Donde

$$\frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} = \hat{\mathbf{x}} \frac{\partial \omega}{\partial k_x} + \hat{\mathbf{y}} \frac{\partial \omega}{\partial k_y} + \hat{\mathbf{z}} \frac{\partial \omega}{\partial k_z} \equiv \nabla_{\mathbf{k}} \omega$$

Sustituyendo esta expansión dentro de la integral de Fourier y escribiendo $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 + (\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)$ nos da:

$$H(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left\{ e^{i(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r} - \omega(\mathbf{k}_0)t)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} H(\mathbf{k}) \exp[i(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0) \cdot (\mathbf{r} - \nabla_{\mathbf{k}} \omega|_{\mathbf{k}_0} t)] \right\}$$

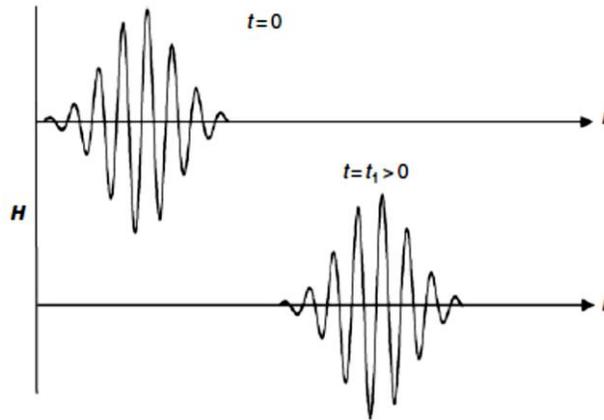


Fig. 1. 14. Propagación de paquete de ondas. Las oscilaciones se muestran en dos instantes de tiempo.

El factor fuera de la integral es simplemente una onda plana caracterizada por (ω_0, \mathbf{k}_0) . La integral varía lentamente en el espacio comparada con el factor de onda plana ya que $|\mathbf{k} - \mathbf{k}_0| \ll |\mathbf{k}_0|$. Por lo tanto, esta integral representa la envolvente del paquete de ondas de la Fig. 1. 14. Para examinar el movimiento en un punto de la envolvente, se necesita que:

$$\mathbf{r} - \nabla_{\mathbf{k}} \omega|_{\mathbf{k}_0} t = \text{cte.}$$

La velocidad a la cual la envolvente se mueve se llama velocidad de grupo \mathbf{v}_g y es obtenida haciendo la derivada de la ecuación anterior con respecto al tiempo:

$$\mathbf{v}_g \equiv \nabla_{\mathbf{k}} \omega$$

En general, la velocidad de fase y de grupo de una onda no es igual. La diferencia entre ambas velocidades se puede demostrar geoméricamente como sigue.

Considerando que la superficie en el espacio \mathbf{k} está definida por la ecuación

$$\omega(\mathbf{k}) = \text{constante}$$

La velocidad de fase v_p en un punto en particular en esta superficie es paralela al vector \mathbf{k} desde el origen hasta el punto en consideración y tiene la magnitud de $v_p = \omega/k$ (Fig. 1. 15). En contraste, la velocidad de grupo está dada por $\nabla_{\mathbf{k}}\omega$, el cual produce un vector normal a la superficie. Así, v_p y v_g difieren en magnitud y dirección.

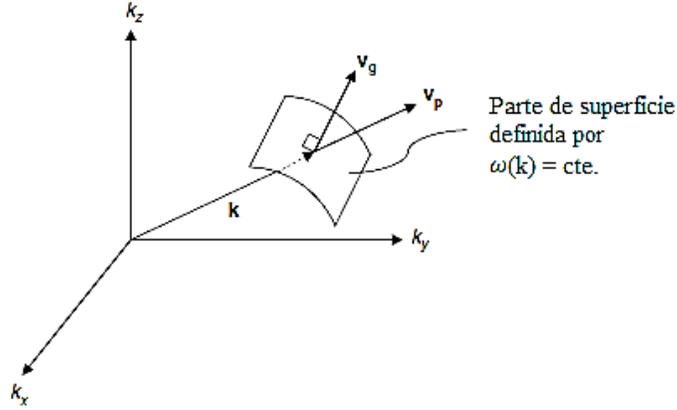


Fig. 1. 15. Interpretación geométrica de velocidad de fase y grupo.

Aproximación magnetostática

Considerando una propagación de ondas planas con una dirección arbitraria en una ferrita magnetizada. De las ecuaciones (1. 35) y (1. 48), las ecuaciones de Maxwell se pueden escribir:

$$\mathbf{k} \times \mathbf{h} = -\omega \boldsymbol{\varepsilon} \mathbf{e} \quad (1. 49)$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{e} = \omega \mu_0 (\mathbf{h} + \mathbf{m}) \quad (1. 50)$$

Haciendo producto cruz en ambos lados de la Ec. (1. 49) da como resultado:

$$\mathbf{k} \mathbf{k} \cdot \mathbf{h} - k^2 \mathbf{h} = -\omega^2 \mu_0 \boldsymbol{\varepsilon} (\mathbf{h} + \mathbf{m}) \quad (1. 51)$$

Donde se ha utilizado la identidad:

$$\overline{\mathbf{k}} \cdot \overline{\mathbf{k}} = \mathbf{k} \mathbf{k} - k^2 \overline{\mathbf{I}}$$

Ya que $\mathbf{k} \cdot \mathbf{b} = \mu_0 \mathbf{k} \cdot (\mathbf{h} + \mathbf{m}) = 0$, entonces:

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{h} = -\mathbf{k} \cdot \mathbf{m}$$

Sustituyendo este resultado en la Ec. (1. 51 y resolviendo para \mathbf{h} tenemos:

$$\mathbf{h} = \frac{k_0^2 \mathbf{m} - \mathbf{k} \mathbf{k} \cdot \mathbf{m}}{k^2 - k_0^2} \quad (1. 52)$$

Donde $k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon$

Haciendo un procedimiento similar, encontramos \mathbf{e} en términos de \mathbf{m} . Haciendo producto cruz con \mathbf{k} en ambos lados de la Ec. (1. 50) obtenemos:

$$-k^2 \mathbf{e} = -\omega^2 \mu_0 \epsilon \mathbf{e} + \omega \mu_0 \mathbf{k} \times \mathbf{m}$$

Aquí se ha usado el hecho de que $\mathbf{k} \cdot \mathbf{e} = \mathbf{0}$ y sustituyendo la Ec. (1. 49) por $\mathbf{k} \times \mathbf{m}$. Resolviendo para \mathbf{e} :

$$\mathbf{e} = \frac{\omega \mu_0 \mathbf{k} \times \mathbf{m}}{k_0^2 - k^2} \quad (1. 53)$$

Finalmente, ya que $\nabla \times \mathbf{h} = -\omega \epsilon \mathbf{e}$, podemos escribir:

$$\nabla \times \mathbf{h} = \frac{k_0^2 \mathbf{k} \times \mathbf{m}}{k_0^2 - k^2} \quad (1. 54)$$

Sabiendo que $|\mathbf{k}| \gg |\mathbf{k}_0|$ es verdad para ciertas frecuencias. Como el numerador y denominador de la Ec. (1. 52) contienen términos cuadráticos de k , podemos concluir que \mathbf{h} es finito para un valor grande de $|\mathbf{k}|$ dado por $\mathbf{k} \cdot \mathbf{m} \neq \mathbf{0}$. En contraste, las ecuaciones (1. 53) y (1. 54) para \mathbf{e} y $\nabla \times \mathbf{h}$, desaparecen cuando $1/k$ para $|\mathbf{k}|$ grandes. Así para órdenes pequeños, las ondas son descritas por las *ecuaciones magnetostáticas*

$$\nabla \times \mathbf{h} = \mathbf{0} \quad (1. 55)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{b} = \mathbf{0} \quad (1. 56)$$

Después de resolver estas ecuaciones para \mathbf{b} y \mathbf{h} , se obtiene una aproximación del campo eléctrico de

$$\nabla \times \mathbf{e} = i\omega \mathbf{b} \quad (1. 57)$$

Estas últimas tres ecuaciones comprenden la *aproximación magnetostática* de las ecuaciones de Maxwell. Las ondas descritas por estas ecuaciones se pueden llamar ondas magnetostáticas. Sin embargo, el acoplamiento de espín en estas ondas está dominado por los campos dipolares

provenientes de los momentos magnéticos en lugar de la interacción de intercambio. Esto ocurre cuando $k_0 \ll k \ll \pi/a$, donde a es el espaciamento entre espines. Es por ello que estas ondas también son conocidas como *ondas de espín dipolares*.

Ecuaciones de Walker.

La siguiente es la ecuación de Walker, está basada sólo en las ecuaciones magnetostáticas (1. 55) y (1. 56) y describe los modos magnetostaticos en un medio homogéneo

$$(1 + \chi) \left[\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right] + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0$$

Como ejemplo del uso de la ecuación de Walker, se considera una propagación de ondas planas en un medio infinito. Asumiendo que $\psi \propto \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ entonces lo anterior se convierte en:

$$(1 + \chi)(k_x^2 + k_y^2) + k_z^2 = 0 \quad (1. 58)$$

Si el ángulo de propagación con respecto al eje \hat{z} (en dirección del campo externo aplicado) es θ , entonces:

$$k_x^2 + k_y^2 = k^2 \sin^2 \theta,$$

$$k_z^2 = k^2 \cos^2 \theta$$

Sustituyendo estas ecuaciones en la Ec. (1. 58) y simplificando campos:

$$\chi \sin^2 \theta = -1$$

Lo cual se puede expresar en términos de frecuencia para χ . El resultado es:

$$\omega = [\omega_0(\omega_0 + \omega_M \sin^2 \theta)]^{1/2} \quad (1. 59)$$

Hay que notar que este resultado es independiente de la magnitud de k ; y que las ondas a esta frecuencia pueden tener cualquier longitud de onda.

Ondas de Espín

Al tomar en cuenta los efectos de intercambio dentro de la Ec. (1. 59) se debe de reemplazar ω_0 por un término que involucra la interacción de intercambio $\omega_0 + \omega_0 \lambda_{ex} k^2$, entonces la relación de dispersión queda:

$$\omega = [(\omega_0 + \omega_0 \lambda_{ex} k^2)(\omega_0 + \omega_M(\lambda_{ex} k^2 + \sin^2 \theta))]^{1/2} \quad (1. 60)$$

Esta ecuación se grafica en la Fig. 1. 16, para los casos cuando $\theta = 0, \pi/2$. Podemos ver que mientras la magnitud de k incrementa, el término de intercambio $\lambda_{ex} k^2$ eventualmente se hace más grande respecto a la unidad. Cuando esto ocurre, las excitaciones son comúnmente llamadas ondas de espín

u ondas de espín de intercambio. Por el contrario, cuando $\lambda_{ex}k^2 \ll 1$, las excitaciones se llaman ondas de espín dipolares u ondas magnetostáticas.

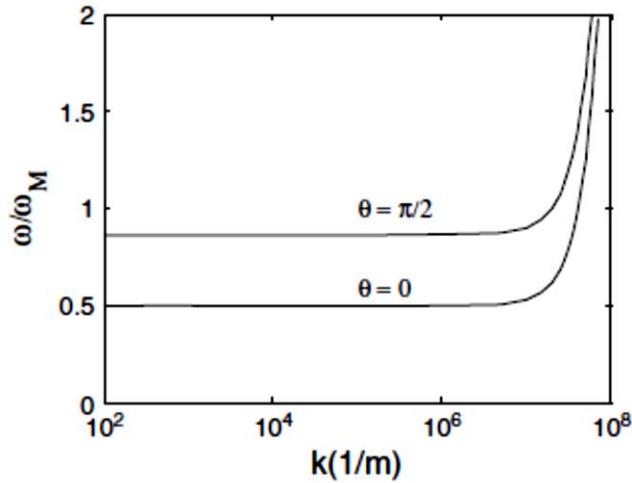


Fig. 1. 16. Relación de dispersión de onda magnetostática para intercambio con propagación paralela y perpendicular.

La onda por lo tanto evoluciona continuamente mientras el valor de k aumenta; se usa el término de onda electromagnética cuando ambas interacciones dipolares de los campos eléctrico y magnético son importantes, pero la interacción de intercambio es despreciable, son ondas magnetostáticas u ondas de espín dipolares cuando la interacción dipolar magnética dominan sobre las interacciones eléctricas y de intercambio, y ondas espín de intercambio cuando sólo las interacciones debidas al intercambio son importantes. El término general de “ondas de espín” es usado para ambos casos excitaciones dipolares y de intercambio. El valor de la constante de intercambio está determinada por la medición de las ondas de espín a frecuencias de microondas, para el caso del YIG es $\lambda_{ex} = 3 \times 10^{-16}m^2$.

Se ha observado que los espín cerca de la superficie de películas delgadas de un material magnético se comportan como si estuvieran incrustados a manera de que no precesan. Este comportamiento es debido a que los espines en la superficie presentan un campo de anisotropía distinto al que se presenta en un volumen. Las reflexiones que se presentan en la superficie superior e inferior causan resonancias en las ondas de espín, esto cuando el espesor de la película es igual a la mitad de un entero de longitud de onda Fig. 1. 17. Como resultado del efecto de incrustación, campos RF uniformes pueden ser usados para excitar resonancias en las ondas de espín que corresponden a un número par de media longitud de onda a través de la película delgada. Las frecuencias resonantes pueden ser obtenidas de la Ec. (1. 60) con $k = n\pi/d$, donde d es el espesor de película y n es un número entero. El resultado para una película normalmente magnetizada ($\theta = 0$) es:

$$\omega_n = \omega_0 + \omega_M \lambda_{ex} \left(\frac{\pi n}{d} \right)^2$$

Donde $\omega_0 = -\gamma\mu_0(H_{DC} - M_S)$ y H_{DC} y M_S son el campo externo aplicado y la magnetización de saturación respectivamente. El campo aplicado es reducido por la presencia de un campo de demagnetización, $-M_S$ generado por las cargas magnéticas efectivas en la superficie de la película.

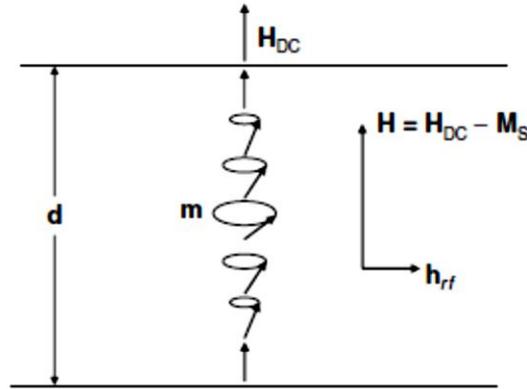


Fig. 1. 17. Resonancia de ondas de espín en películas delgadas.

Se sabe que para una onda plana en un medio infinito la aproximación magnetostática es válida cuando k es grande en comparación con el número de onda en el vacío. Para medios finitos, la aproximación magnetostática puede extenderse para $k = 0$ si las dimensiones de la muestra es pequeña comparada con la longitud de onda en el vacío. Estos modos se llaman modos uniformes de precesión ya que la magnetización precesa en fase a lo largo de toda la muestra.

Ondas de volumen frontales (Forward Volume Waves).

Considerando una película delgada de ferrita con un campo DC aplicado de manera perpendicular al plano como se muestra en la Fig. 1. 18. Y suponiendo que el campo aplicado es suficientemente intenso como para saturar el material por lo que la magnetización estará en la dirección paralela al campo aplicado.

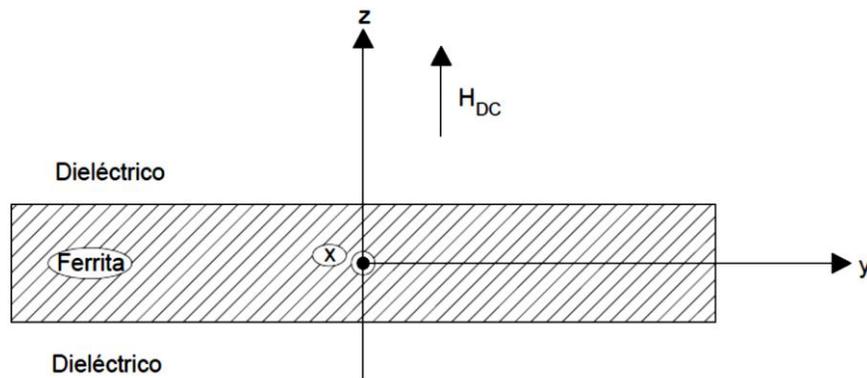


Fig. 1. 18. Geometría para modos de precesión uniforme.

Ya que las ondas magnetostáticas planas pueden propagarse en una ferrita a cualquier frecuencia que este en el rango de:

$$\omega_0 \leq \omega \leq \sqrt{\omega_0(\omega_0 + \omega_M)}$$

Suponiendo que se excita una onda plana en la ferrita con un vector de onda:

$$k = k_t + \hat{z}k_z$$

Donde

$$k_t = \hat{x}k_x + \hat{y}k_y$$

En cuyo caso se espera que las reflexiones ocurran cuando la onda golpea la parte superior de la frontera superior y después rebotar en la parte inferior como se muestra en la Fig. 1. 19. El vector de onda reflejado será:

$$k = k_t - \hat{z}k_z$$

Eventualmente, se creará una distribución de campo estacionario la cual se puede descomponer en un set de ondas de ida y vuelta en la película.

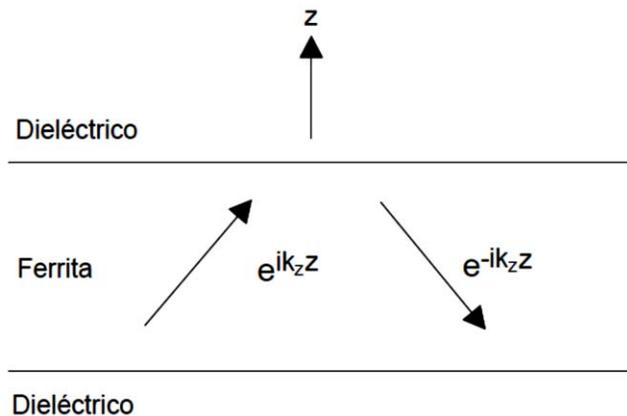


Fig. 1. 19. Esquema de propagación de onda dentro de guía de onda (ferrita).

La ecuación que interesa saber sobre la propagación de ondas es la de la relación de dispersión, la cual relaciona la dependencia entre la frecuencia angular y el número de onda (o de propagación) además de conectar diferentes propiedades de las ondas tales como su energía y longitud de onda. Esta dispersión se produce cuando las ondas planas de diferentes longitudes de ondas tienen distintas velocidades de propagación. Dicha ecuación de dispersión es:

$$\tan \left[\frac{k_t d}{2} \sqrt{-(1 + \chi)} - \frac{n\pi}{2} \right] = \frac{1}{\sqrt{-(1 + \chi)}}$$

Esta ecuación relaciona el número de onda en la película k_t a la frecuencia radial ω (contenida en χ). La ecuación de dispersión puede resolverse gráficamente trazando ambos lados de la ecuación contra $[-(1 + \chi)]^{1/2}$ como se muestra en la Fig. 1. 20. Las intersecciones de las curvas representan soluciones de la curva de dispersión.

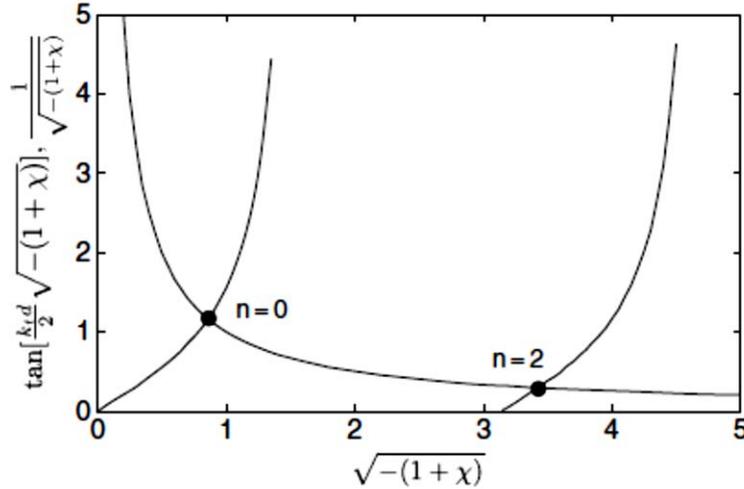


Fig. 1. 20. Solución grafica de la curva de dispersión de modos de volumen frontales (forward volume modes).

Donde, una aproximación a la relación de dispersión puede ser resuelta para ω la cual fue derivada por Kalinikos [13]. Para el modo con orden más bajo ($n = 0$), el resultado es:

$$\omega^2 = \omega_0 \left[\omega_0 + \omega_M \left(1 - \frac{1 - e^{-k_t d}}{k_t d} \right) \right]$$

Existen algunas observaciones con respecto a la naturaleza de estos modos de propagación:

- La relación de dispersión depende de la magnitud pero no de la dirección de k_t . Por lo tanto, la propagación de la onda es isotrópica en la película.
- Además de que la velocidad de fase y grupo tienen diferentes magnitudes, ambas tienen la misma dirección. Ondas con esta característica son llamadas “forward waves”.
- La amplitud de la onda está distribuida sinusoidalmente a través del volumen de la película.

Es por estas dos últimas características y por el uso de la aproximación magnetostática, que estos modos se llaman ondas magnetostáticas de volumen frontales (magnetostatic forward volume waves) u ondas de espín frontales.

Ondas de volumen regresivas (Backward Volume Waves).

Gracias a la simetría, cuando un campo es aplicado en la normal de una película delgada, se sabe que las características de la propagación de las ondas frontales son independientes de la dirección en el plano de la película. Esta simetría no está presente cuando el campo es aplicado tangencialmente en el plano. En general, las características de propagación de ondas tangencialmente magnetizadas depende del ángulo entre k y H_{DC} . Cuando k es paralelo a H_{DC} los modos de propagación se llaman posteriores (*magnetostatic backward volumen waves*).

La curva de dispersión para este tipo de propagación se obtiene de:

$$\tan \left[\frac{k_t d}{2\sqrt{-(1+\chi)}} - \frac{(n-1)\pi}{2} \right] = \sqrt{-(1+\chi)}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.61)$$

Donde también se puede obtener su aproximación resuelta explícitamente para ω . Para el modo de orden más bajo ($n = 1$) [Kalinikos]:

$$\omega^2 = \omega_0 \left[\omega_0 + \omega_M \left(\frac{1 - e^{-k_z d}}{k_z d} \right) \right]$$

Las soluciones de la Ec. (1. 61) se muestran en la Fig. 1. 21. Como se vio en las ondas frontales, estos modos se pueden descomponer en ondas planas que se encuentran yendo y regresando en las partes superior e inferior de la película delgada mientras se propagan a lo largo de la dirección z . Cuando $k_z = 0$, las ondas se propagan perpendiculares al campo aplicado. Refiriéndose a la Fig. 1. 16, esto corresponde al límite cuando $\theta = \pi/2$ así que la frecuencia está en la parte superior de la parte superior. Cuando k_z incrementa, el ángulo del vector \mathbf{k} de la onda plana disminuye. En el límite superior de k_z , la onda plana se propaga paralelamente al campo aplicado ($\theta = 0$) y la frecuencia se aproxima al límite inferior.

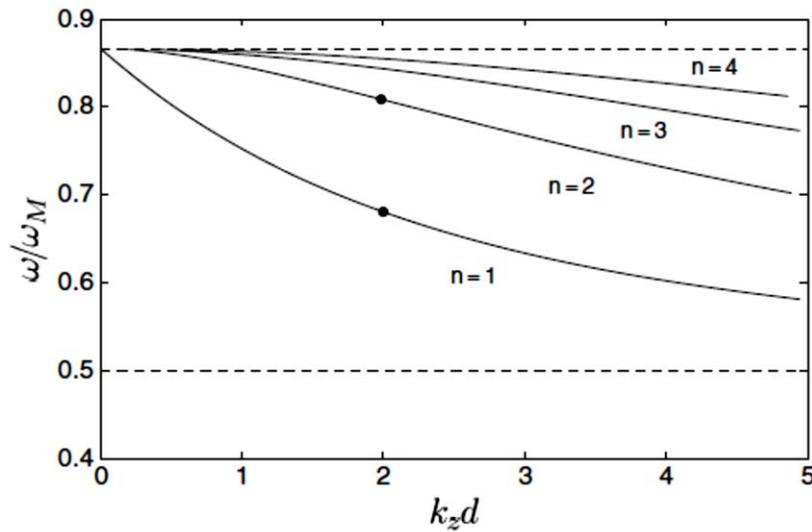


Fig. 1. 21. Diagrama de la relación de dispersión para ondas posteriores (backward volume waves) con $\omega_0/\omega_M = 0.5$.

Las siguientes observaciones se pueden hacer con respecto a la naturaleza de estos modos:

- Todos los modos tienen la misma frecuencia de corte en la ausencia de intercambio. No hay un rango de frecuencia donde sólo un modo se propague.
- La relación de dispersión es independiente de la dirección de la velocidad de propagación. Así, invirtiendo la dirección de propagación no cambia las propiedades del modo.
- La velocidad de fase de cierto modo de propagación en un punto (ω_1, k_{z1}) es $v_p = \omega_1/k_{z1}$ y es positiva. En contraste, la velocidad de grupo está dada por $v_g = \partial\omega/\partial k_z$ y es negativa. Así ambas velocidades están apuntando en direcciones opuestas. Una onda con esta propiedad se llama posterior (backward wave).
- La amplitud de la onda está distribuida sinusoidalmente a través del volumen de la película delgada.

El término de onda magnetostática de volumen posterior (magnetostatic backward volume wave) viene de las últimas dos observaciones.

Ondas Superficiales (Surface Waves).

Ahora se considera que la propagación de las ondas es perpendicular al campo externo aplicado, o a través de la dirección $\pm x$ de la Fig. 18. Para este caso, la relación de dispersión se ve inalterada si la dirección de la propagación es invertida, entonces queda de la siguiente manera:}

$$\omega^2 = \omega_0(\omega_0 + \omega_M) + \frac{\omega_M^2}{4} [1 - e^{-2kd}]$$

LA ecuación anterior se grafica en la Fig. 22. Es importante resaltar que k solo toma valores positivos en las ecuaciones anteriores, además, el hecho de que la relación de dispersión es independiente de v , los campos de los modos no lo son. Cuando la dirección de propagación es invertida, el modo cambia de una superficie a otra. Este fenómeno se llama desplazamiento de campo no recíproca.

Algunas propiedades importantes de estos modos son:

- Sólo se produce un modo de propagación, en lugar de una serie de modos con diferentes variaciones de espesor, como lo es en las ondas frontales y posteriores.
- Además de que la relación de dispersión es independiente de la velocidad v , los modos en los campos. Los cambios en los campos de una cara de la película la otra cuando la dirección de la propagación es invertida. El hecho es que la relación de dispersión no es afectada por el cambio en el campo debido a la simetría de las condiciones de frontera en cualquier lado de la película.
- La velocidad de fase y de grupo apuntan en la misma dirección. Así, este modo se trata de una onda frontal (forward wave).
- La amplitud de la onda no está distribuida periódicamente a través del espesor de la película pero decae exponencialmente desde la superficie de la película.

Es por estas observaciones, que estos modos se llaman ondas magnetostática superficiales (Magnetostatic Surface Waves).

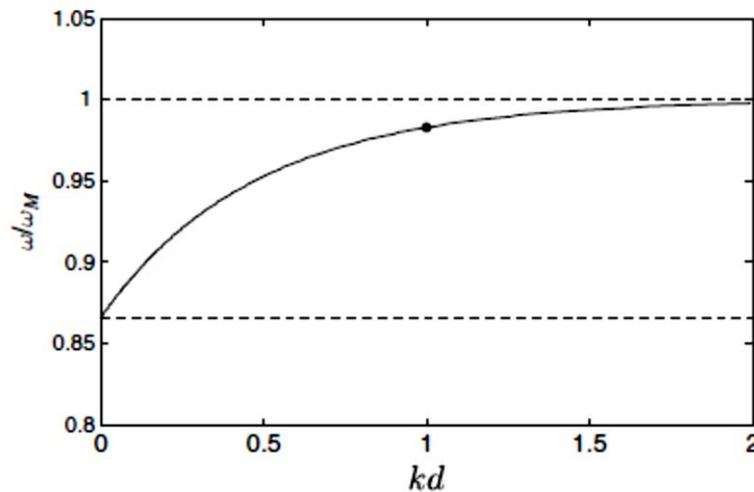


Fig. 1. 22. Diagrama de dispersión para ondas superficiales.

Capítulo 2. Medios Periódicos

Las estructuras periódicas se encuentran en muchos lugares, desde estructuras heterogéneas hasta en materiales alterados, ya sea por medio del hombre o naturalmente donde se encuentran geometrías o propiedades que varían periódicamente en el espacio en un amplio rango de escalas.

La motivación que inició el estudio de este tipo de estructuras fue el diseño estructural, sin embargo, con el paso del tiempo se encontró que también se puede aplicar para la atenuación y aislamiento de vibraciones de manera localizada, esto basado en la habilidad de dichas estructuras para impedir la propagación de ondas elásticas en bandas localizadas dentro de las cuales se produce una fuerte atenuación de la vibración.

Más adelante, se inició una amplia investigación de esta configuración pero en menores escalas, en un principio, involucraba el análisis y diseño de meta-materiales fotónicos para distintas aplicaciones ya que estos dispositivos son esencialmente estructuras que varían de manera periódica, esta configuración se logra variando la masa, rigidez o elasticidad en el material.

Dispositivos de comunicación tales como la telefonía celular trabajan con sistemas fonónicos debido a sus características de filtrado de señales a bajo consumo de energía. Además, muchos dispositivos de censado basados en resonadores y filtros fotónicos y fonónicos confían en las características aportadas por los estructuras periódicas. Dichas propiedades están asociadas con la interferencia constructiva y destructiva que se origina en la interface periódica del material, produciendo así los llamados “band gaps” o bandas de frecuencias en donde no se propagan las ondas.

Un ejemplo claro es el de un cristal fotónico, donde la modulación periódica de sus propiedades dieléctricas permiten dirigir, enfocar o guiar las ondas electromagnéticas. La modulación de las propiedades y anisotropía en medios heterogéneos pueden incluso producir índices de refracción negativos en meta-materiales fotónicos lo cual conduce a características de súper-enfocado.

Actualmente en lo que se refiere al campo de procesamiento de señales se ha logrado un gran avance debido al estudio de los medios periódicos en materiales magnéticos, estos básicamente son guías de onda con cambios periódicos en su propiedades magnéticas, las cuales se obtienen de varias maneras entre las cuales están: por calentamiento localizado realizado con un láser, manipulación mecánica debida por la compresión o tensión del material o, para el caso estudiado, cambio de espesor debido a la remoción de material por medio de un ataque químico. Estos se llaman dispositivos magnónicos y son usados en distintas aplicaciones tales como filtros, líneas de retardo y hasta compuertas lógicas.

Introducción filtros en microondas.

Un filtro es una red de dos puertos usado para controlar la respuesta en frecuencia de ciertos puntos en sistemas de radiofrecuencias o microondas proveyendo transmisión dentro del rango de pasa-banda y atenuación en las frecuencias de rechaza-banda. Las respuestas típicas en frecuencia incluyen características pasa-bajas, pasa-altas, pasa-banda y rechaza banda. En cuanto a las aplicaciones, se pueden encontrar en cualquier sistema de comunicaciones en RF o microondas, radares o en sistemas de pruebas y mediciones.

A causa del continuo avance en síntesis de redes con elementos distribuidos, el uso nuevos materiales, hace que el diseño de filtros de microondas permanezca como un área muy activa de investigación.

Entonces, para el estudio de la teoría y diseño de filtrado se hará con el estudio de las características en frecuencia de las estructuras periódicas, las cuales consisten en una línea de transmisión o guía de onda cargada periódicamente con elementos que hacen que su respuesta en frecuencia sea distintas en las secciones con elementos distintos al de la guía de onda. Esto es lo que nos lleva al método de parámetros de imagen.

Este método para diseño de filtros consiste en una cascada de secciones con bi-puertos que proveen las frecuencias de corte y características de atenuación deseadas, pero no permite la especificación de respuesta a una frecuencia en particular dentro del rango de operación. Así, aunque el procedimiento es algo simple, el diseño del filtro por este método con frecuencia debe de hacer muchas iteraciones a fin de llegar al resultado deseado.

Un método más moderno se llama por inserción de pérdidas, el cuál usa técnicas de síntesis de redes para diseño de filtros con una respuesta específica a cierta frecuencia. El diseño consta de filtros pasa-bajas que son normalizados en términos de impedancia y frecuencia. Luego transformaciones son aplicadas a fin de convertir el diseño prototipo a un rango de frecuencia e impedancia deseado.

Ambos métodos de diseño de filtros llevan a circuitos con uso de elementos tales como capacitores e inductores, que para aplicaciones de microondas dichos diseños usualmente son modificados para emplear elementos distribuidos en secciones dentro de una línea de transmisión (transformaciones de Richard e identidades de Kuroda).

Estructuras periódicas.

Un ejemplo de estructura periódica es una línea infinita de transmisión o guía de onda la cual se encuentra periódicamente cargada con elementos reactivos Fig. 2.1. Estas estructuras periódicas se pueden hacer de distintas formas, dependiendo de la línea de transmisión que se esté utilizando.

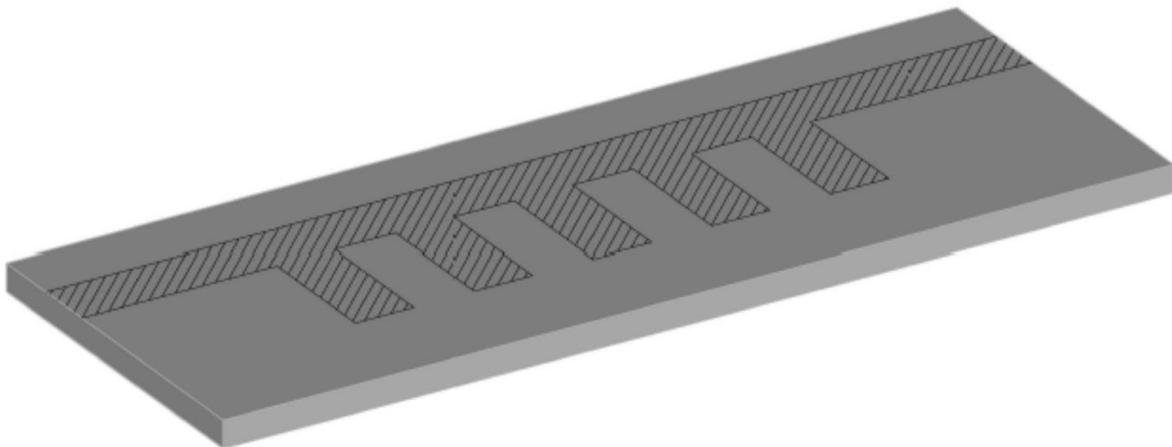


Fig. 2. 1. Ejemplo de estructura periódica.

Normalmente los elementos que constituyen las estructuras están ubicados a manera de discontinuidades y se modelan a manera de reactancias en paralelo (o serie) en una línea de transmisión Fig. 2.2, estas estructuras periódicas proporcionan propagación de onda lenta (menor a la velocidad de fase de la línea sin periodicidades).

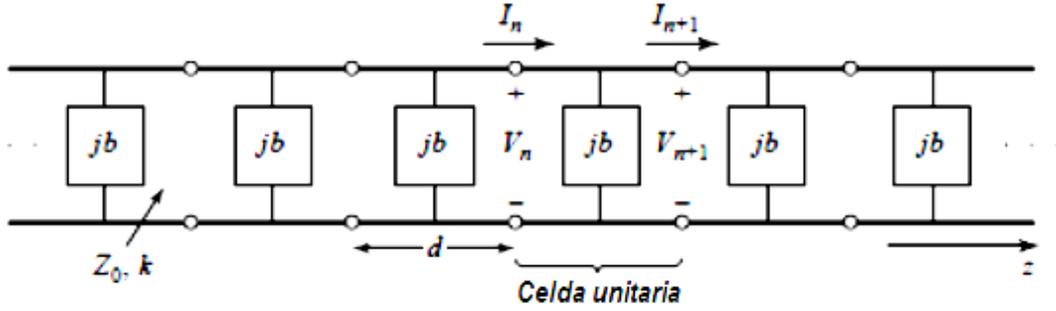


Fig. 2. 2. Circuito equivalente de periodicidades. La línea sin periodicidades tiene impedancia característica Z_0 y constante de propagación k .

Filtrado mediante periodicidades.

Pasando al tema de la presente tesis, se debe de explicar la teoría en la cual se basa el funcionamiento del filtro utilizando medios periódicos con ondas de espín. Como inicio se decidió que el filtro esté constituido por una guía de onda de YIG la cual es modificada por medio de surcos los cuales cambian el espesor del material de manera periódica provocando que la propagación de las ondas de espín sea distinta en las secciones donde se encuentra marcada con surcos. Esta decisión se tomó basándose en el método que sería más sencillo de realizar, así como también en la respuesta que presenta ya que existen investigaciones donde afirman resultados satisfactorios con éste método.

Para ello, se hará uso de la unión de dos maneras de calcular la dispersión en un medio, estas son las matrices T y los parámetros S.

Matrices T

El método de la matriz T es ampliamente usado para el cálculo de dispersión en partículas con tamaños de escalas dentro de la longitud de onda de la luz.

El método en ondas dispersivas involucra escribir la relación entre la onda incidente en un medio dispersivo, expandido en términos de eigen-funciones.

$$U_{inc} = \sum_n^{\infty} a_n \psi_n^{(inc)} \quad (2.1)$$

Donde a_n son los coeficientes de expansión para una onda incidente; por otro lado, la onda disipada la cual está expandida en términos de eigen-funciones

$$U_{dis} = \sum_k^{\infty} p_k \psi_k^{(dis)} \quad (2.2)$$

Donde p_k son los coeficientes de expansión para la onda disipada, todo esto se escribe como una simple matriz

$$p_k = \sum_n^{\infty} T_{kn} a_n \quad (2.3)$$

O

$$P = TA \quad (2.4)$$

Donde T_{kn} son los elementos de la matriz T. Éste método puede ser usado para ondas escalares o vectores de onda en una gran variedad de geometrías, con la única restricción de que la geometría del problema permita la expansión de las ondas como series discretas en términos de eigen-funciones ortogonales, que la respuesta del dispersor en la onda incidente sea lineal y que la expansión de las series para las ondas se trunquen en un número finito de términos.

La matriz T depende sólo de la partícula, ya sea composición, tamaño forma y orientación, y es independiente del campo incidente. Esto quiere decir que para cualquier partícula, sólo se debe de calcular una vez la matriz T y después sólo repetir cálculos.

Parámetros S.

Los parámetros S o parámetros de dispersión son los coeficientes de reflexión y transmisión entre una onda incidente y la reflejada. Estos parámetros describen el comportamiento de un dispositivo bajo condiciones lineales en un determinado rango de frecuencia. Pero a pesar de ser aplicables a cualquier frecuencia, los parámetros S principalmente se usan para redes que operan en radiofrecuencia (RF) y frecuencias de microondas.

Dentro del contexto de dichos parámetros, dispersión se refiere a la forma en que las corrientes y tensiones que se desplazan en una línea de transmisión son afectadas cuando son expuestas a una discontinuidad debida a la introducción de una impedancia diferente a la impedancia característica de la línea de transmisión.

Los parámetros son cuatro y para que sean válidos, las impedancias en el puerto de entrada y salida deben ser las mismas.

S11: Coeficiente de reflexión directa o de entrada.

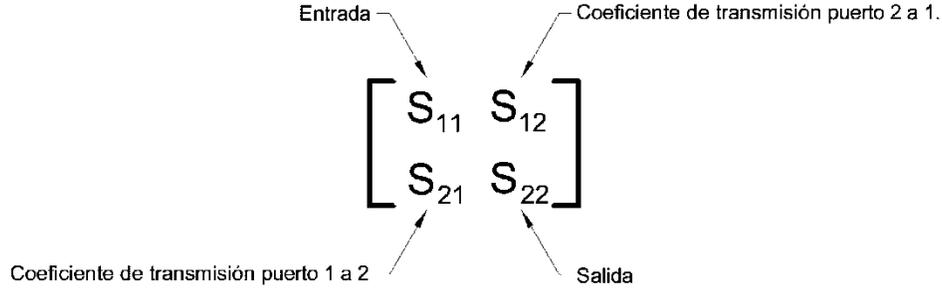
S21: Coeficiente de transmisión directa.

S22: Coeficiente de reflexión inversa.

S12: Coeficiente de transmisión inverso.

Además, debido a las frecuencias con las que se trabaja (escala de GHz), interesan los parámetros que usen magnitudes tales como el coeficiente de reflexión, pérdida de retorno y principalmente transmisión en donde destaca ganancia, atenuación y pérdidas por inserción.

Ahora, la matriz de dispersión, desde el punto de vista práctico, describe el comportamiento de un dispositivo con los parámetros S, esto se puede resumir en:



Teoría de medios periódicos para cristales magnónicos.

En un caso general, la teoría que describe la dispersión de las ondas de espín dentro de medios periódicos está basada en una ecuación singular

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}) = 4\pi\hat{k}[f, \mathbf{H}_i(\mathbf{r}), \mathbf{M}(\mathbf{r})] \tag{2.5}$$

$$\left[\int_V \hat{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')\mathbf{m}(\mathbf{r}')d\mathbf{r}' + \mathbf{h}(\mathbf{r}) \right] \tag{2.6}$$

Donde \mathbf{m} es la magnetización, \mathbf{h} es el campo de microondas en la entrada de la película (guía de onda), $\hat{G}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ es la función de Green para un dipolo magnético y el término de $\hat{k}[f, \mathbf{H}_i(\mathbf{r}), \mathbf{M}(\mathbf{r})]$ es el tensor de susceptibilidad de la onda magnética la cual depende de la frecuencia portadora de la onda de espín f y de los parámetros del material, los cuales están en función de la posición \mathbf{r} ; además, los surcos en la película producen no homogeneidades dentro del campo interno \mathbf{H}_i y en la magnetización \mathbf{M} . La integración se hace sobre el volumen, así, las no homogeneidades del espesor de película son tomadas en cuenta.

Una solución aproximada es tomando en cuenta que los modos más bajos del campo dipolar de las ondas de espín volumétricas decaen dentro de una distancia muy pequeña de su fuente. Debido a que el ancho de los surcos w es mucho más pequeño que a , las ondas de espín viajan como eigenmodos de una película de espesor continuo d_0 a través de la mayoría de la película. Para las secciones donde la película es d_0 , la integral se reduce en una fórmula simple lo cual muestra que entre los surcos realizados sobre la película, las ondas transmitidas y reflejadas solamente acumulan fase y decaen debido al amortiguamiento magnético.

Entonces, para describir la formación de bandas prohibidas, se debe de considerar la dispersión de ondas de espín volumétricas para el caso de un solo surco para luego usar matrices de dispersión de (parámetros T) y obtener así el efecto de surcos consecutivos.

Es por ello que se considera a las periodicidades como secciones rectangulares de líneas de transmisión con distintas constantes de propagación para la misma frecuencia portadora. Además, se rechaza el hecho de que los surcos no son completamente rectangulares (trapezoidales debido al ataque químico isotrópico con el que se logran dichas periodicidades). Para poder describir la transmisión a través de las periodicidades se debe de describir cómo las matrices T se relacionan con las amplitudes de onda incidente y reflejada dentro de medios no homogéneos.

Relación entre matrices T y parámetros S.

Para explicar la relación entre los parámetros de dispersión (parámetros S) y las matrices T iniciaremos explicando un método con el cual se miden simultáneamente la componente real e imaginaria de la permitividad (ϵ) y permeabilidad (μ) de un material dado. El método general, hace uso de la medición de los parámetros S complejos para una guía de onda o línea de transmisión cargada con el material bajo prueba para calcular ϵ y μ . Dicha técnica usa una línea de transmisión en forma de tira en donde bloques de un material dado se insertan. Se usa analizador de redes para hacer el barrido en frecuencia de los parámetros S en la línea de transmisión cargada donde la permitividad y permeabilidad complejas se medirán. La técnica se desarrolló para caracterizar propiedades electromagnéticas de ciertas ferritas en la banda de frecuencia de 0.5 – 5.5 GHz. La habilidad para medir los parámetros eléctricos y magnéticos simultáneamente hace de ésta técnica ideal para medir las propiedades de los materiales usados en aplicaciones electromagnéticas.

El diagrama de la *Fig. 2.3* representa una línea de transmisión de longitud $2l+t$ cargada en el centro con un material de longitud t con permitividad y permeabilidad complejas desconocidas

$$\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r'' \quad (2.7)$$

$$\mu_r = \mu_r' - j\mu_r'' \quad (2.8)$$

La línea de transmisión tiene una impedancia característica de Z_0 (espacio libre en las regiones I y III) que cuando se carga con el material de muestra (región II) se convierte en Z , donde

$$Z = Z_0 \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \quad (2.9)$$

En las regiones donde no hay material de muestra, la constante de propagación es $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$, mientras que en las regiones cargadas, la constante de propagación es compleja y se representa como k , donde

$$k = k_0\sqrt{\mu_r\epsilon_r} \quad (2.10)$$

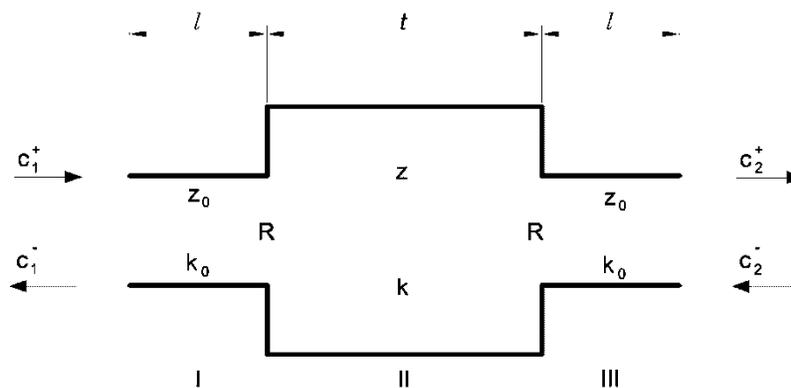


Fig. 2. 3. Diagrama para determinar los parámetros S.

En los límites del plano de las regiones I y II, y las regiones II y III, existen coeficientes de reflexión complejos R y $-R$, respectivamente, donde

$$R = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \quad (2.11)$$

Usando Ec. 2.9, las ecuaciones 2.10 y 2.11 se pueden resolver de manera simultánea para dar con los parámetros deseados

$$\epsilon_r = \frac{k}{k_0} \left(\frac{1 - R}{1 + R} \right) \quad (2.12)$$

$$\mu_r = \frac{k}{k_0} \left(\frac{1 + R}{1 - R} \right) \quad (2.13)$$

Así, conociendo los valores de k y R se pueden encontrar ϵ_r y μ_r . Los valores para k y R pueden ser encontrados de las mediciones de los parámetros S_{11} y S_{21} medidos en la entrada (extremo izquierdo de la región I) y salida (extremo derecho de la región III) de la Fig. 2.3.

Para poder relacionar k y R con las mediciones de los parámetros S, se debe de considerar la relación entre los voltajes de entrada y salida en las terminales a la entrada C_1^+ y C_1^- , y en las terminales de salida C_2^+ y C_2^-

$$\begin{bmatrix} C_1^+ \\ C_1^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_2^+ \\ C_2^- \end{bmatrix} \quad (2.14)$$

Donde la matriz [T] es la amplitud total de onda para un “dispositivo” en la Fig. 2.3. Los elementos de [T] se pueden encontrar multiplicando la matriz de amplitud de onda por cada sección de transmisión y reflexión como se muestra

$$[T] = \begin{bmatrix} e^{jk_0l} & 0 \\ 0 & e^{-jk_0l} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (1 - R)^{-1} & R(1 - R)^{-1} \\ R(1 - R)^{-1} & (1 - R)^{-1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} e^{jk_0l} & 0 \\ 0 & e^{-jk_0l} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (1 + R)^{-1} & -R(1 + R)^{-1} \\ -R(1 + R)^{-1} & (1 + R)^{-1} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} e^{jk_0l} & 0 \\ 0 & e^{-jk_0l} \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

Después de hacer la multiplicación, los elementos de [T] son

$$\begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} = \frac{1}{(1 - R^2)} \cdot \begin{bmatrix} e^{j2k_0l} [e^{jkl} - R^2 e^{-jkl}] & -j2R \sin kt \\ j2R \sin kt & e^{-j2k_0l} [e^{-jkl} - R^2 e^{jkl}] \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

Y se relacionan con los parámetros S como sigue

$$\begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1/S_{12} & -S_{22}/S_{12} \\ S_{11}/S_{12} & (S_{12}^2 - S_{11}S_{22})/S_{12} \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

Así, los parámetros S son

$$S_{21} = S_{12} = \frac{(1 - R^2)e^{-j2k_0l}}{e^{jkl} - R^2e^{-jkl}} \quad (2.18)$$

$$S_{11} = S_{22} = \frac{j2Re^{-j2k_0l} \sin kt}{e^{jkl} - R^2e^{-jkl}} \quad (2.19)$$

Resolviendo simultáneamente las ecuaciones (2.18) y (2.19) para kt y R

$$kt = \cos^{-1} \left(\frac{e^{-j4k_0l} + S_{12}^2 - S_{11}^2}{2e^{-j2k_0l}S_{12}} \right) = \cos^{-1}(\arg) \quad (2.20)$$

$$R = \frac{S_{11}}{e^{-j2k_0l} - S_{12}e^{-jkl}} \quad (2.21)$$

Entonces ϵ_r y μ_r se obtienen a través de Ec. 2.12 y 2.13.

A causa del gran número de operaciones con números complejos, se debe de tener cierto cuidado cuando se pone en uso la Ec. (2.20). Cuando se resuelve para componentes reales e imaginarios, (2.20) se convierte en

$$kt_{real} = \Theta_G \pm 2n\pi, \quad n = 0,1,2, \dots \quad (2.22)$$

$$kt_{imag} = \ln G \quad (2.23)$$

Donde Θ_G y G son números reales definidos como

$$\Theta_G = \tan^{-1} \left[\frac{Im(\arg + \sqrt{\arg^2 - 1})}{Re(\arg + \sqrt{\arg^2 - 1})} \right] \quad (2.24)$$

$$G = \left(\left[Re(\arg + \sqrt{\arg^2 - 1}) \right]^2 + \left[Im(\arg + \sqrt{\arg^2 - 1}) \right]^2 \right)^{1/2} \quad (2.25)$$

El múltiplo entero de 2π que aparece en Ec. 2.22 es resultado de la función de coseno inverso multi-valorado. Para materiales con longitudes en el rango de $0 \leq t \leq \lambda_m/2$ (λ_m es la longitud de onda dentro del material), la rama principal de \cos^{-1} debe ser usada, por ejemplo $n=0$. Ya que las muestras de material con longitud $t > \lambda_m/2$ introducen resonancia que invalida las mediciones de S_{11} y S_{21} , todas las muestras tuvieron valores de $t < \lambda_m/2$; por lo tanto, los valores de $n=0$ fueron correctos.

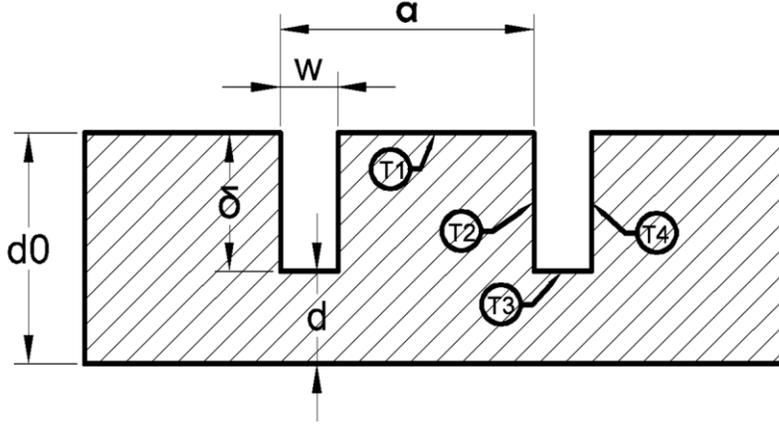


Fig. 2. 4. Geometría de surcos periódicos realizados sobre material de muestra.

Entonces, partiendo de la Fig. 2.4, la matriz $T^{(1)}$ donde se representa las dimensiones que poseen los surcos, en la parte donde no se tiene surco y se tiene una longitud $a-w$ tiene sólo los componentes diagonales:

$$T^{(1)} = \begin{pmatrix} e^{(-ik_1+k'_1)(a-w)} & 0 \\ 0 & e^{(ik_1-k'_1)(a-w)} \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

Donde k_1 es el número de onda de la onda que se propaga en la sección del periodo donde no se encuentra la ranura, $k'_1 = \gamma\Delta H/(2v_{gr})$ es la razón de amortiguamiento espacial de la onda de espín, γ es la razón giromagnética, ΔH es la resonancia ferromagnética en el ancho de línea y v_{gr} es la velocidad de grupo.

$$k_1 = -\frac{1}{2d_0} \ln \left\{ 1 + \frac{4}{\omega_M^2} [\omega_0(\omega_0 + \omega_M) - \omega^2] \right\} \quad (2.27)$$

De manera similar, la matriz $T^{(3)}$, representa el comportamiento de la onda de espín en la parte inferior del surco, la cual tiene un espesor de película de $d = d_0 - \delta$ y un ancho de w , entonces se tienen los componentes diagonales:

$$T^{(3)} = \begin{pmatrix} e^{(-ik_3+k'_3)w} & 0 \\ 0 & e^{(ik_3-k'_3)w} \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

Donde k'_3 es la razón de amortiguamiento de las ondas de espín dentro de un surco. Aquí se usa el hecho de que la dispersión para las ondas de espín volumétricas para números de onda pequeños donde $kd \ll 1$ es prácticamente lineal. Por lo tanto el número de onda de las ondas de espín en los surcos es $k_3 = k_1 d_0/d$.

En los bordes de cada surco, la onda incidente es parcialmente reflejada. Esto también es tomado en cuenta por las matrices T. La matriz para el borde frontal es $T^{(2)}$ y para el borde posterior es $T^{(4)}$. De acuerdo con lo explicado anteriormente, el coeficiente de transmisión a través de la unión es $1 - \Gamma$. Entonces se obtiene que:

$$T^{(2)} = \begin{pmatrix} (1 - \Gamma)^{-1} & \Gamma(1 - \Gamma)^{-1} \\ \Gamma(1 - \Gamma)^{-1} & (1 - \Gamma)^{-1} \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

$$T^{(4)} = \begin{pmatrix} (1 + \Gamma)^{-1} & -\Gamma(1 + \Gamma)^{-1} \\ -\Gamma(1 + \Gamma)^{-1} & (1 + \Gamma)^{-1} \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

Usando las propiedades de multiplicación de las matrices T se obtiene la matriz T para un solo periodo en la estructura que es:

$$T = [T^{(1)} \cdot T^{(2)} \cdot T^{(3)} \cdot T^{(4)}] \quad (2.31)$$

Luego, para obtener la matriz T para todas las periodicidades con N surcos T^{mc} , se debe de elevar T a la N-ésima potencia:

$$T^{mc} = [T^{(1)} \cdot T^{(2)} \cdot T^{(3)} \cdot T^{(4)}]^N \quad (2.32)$$

Ahora, el parámetro más importante para los cristales magnónicos que son en los que está basado el presente trabajo es el coeficiente de transmisión. Este se define como $P_{tr} = 1/|T_{11}^{mc}|^2 = 1/|T_{22}^{mc}|^2$, donde T_{11}^{mc} y T_{22}^{mc} son elementos de la matriz.

Para continuar en la misma línea, se debe de especificar cómo es el coeficiente de reflexión Γ ; para ello se parte de la analogía del cambio de propiedades en una guía de onda debida al cambio en la impedancia característica Z de una línea de transmisión de microondas. [21]. La expresión para el coeficiente de reflexión para la unión de dos líneas de transmisión con impedancias características Z_0 y Z de describen de la siguiente manera:

$$\Gamma^{linea.transmisión} = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \quad (2.33)$$

Suponiendo que el cambio en la impedancia característica de una guía de ondas de espín derivado del cambio de espesor en la película de YIG es debido al cambio en la inductancia efectiva en la película. Entonces la impedancia característica es linealmente proporcional a la constante de propagación, con lo que se obtiene la fórmula para el coeficiente de reflexión de una onda que llega al borde de un surco en la sección con espesor de película d_0 Fig. 2.4:

$$\Gamma = \frac{d_0 - (d_0 - \delta)}{d_0 + (d_0 - \delta)} = \frac{\delta}{2d_0 - \delta} \quad (2.34)$$

Para la onda que incide en la misma unión pero en dirección contraria, $\Gamma_- = -\Gamma$, el cuál ya está considerado en las matrices descritas anteriormente y quiere decir que el cambio de fase es debida a la reflexión de uno a otro borde en el surco es π .

Capítulo 3. Microfabricación

Un circuito integrado (CI) es una serie de dispositivos electrónicos (transistores, diodos, resistores) que se han fabricado e interconectado de manera eléctrica en una pequeña pastilla (chip) plana de material semiconductor. El silicio (Si) es el material semiconductor que más se utiliza en los CI, debido a su combinación de propiedades y bajo costo, pero también se llega a utilizar germanio (Ge) y arseniuro de galio (GaAs). Como los circuitos se fabrican de una sola pieza, se utiliza el término electrónico de *estado sólido* para hacer referencia a dichos dispositivos.

Los CI se desarrollan mediante la adición, alteración y remoción de capas de manera selectiva en regiones extremadamente pequeñas (micrómetros o nanómetros) de la superficie de la oblea para crear los detalles de los dispositivos. Los procesos mediante los cuales se agregan las capas incluyen técnicas de deposición de películas delgadas tales como la evaporación térmica, pulverización catódica, ablación laser y la deposición química de vapor entre otras. También se emplean técnicas adicionales para la formación de capas, como la oxidación térmica.

Para distinguir qué regiones se afectarán con cada paso del procesamiento se forman máscaras en la superficie para proteger algunas áreas y permitir que otras queden expuestas al proceso particular:

- Eliminación de películas: Las capas se remueven de las regiones seleccionadas a través de técnicas de ataque, utilizando agentes químicos (por lo general, soluciones ácidas) y otras tecnologías más avanzadas, como el ataque químico con plasma.
- Deposición de películas: Se deposita una capa de un material distinto por medio de procesos de deposición física de vapor (PVD) o por deposición química (CVD).

La repetición consecutiva de la exposición de diferentes áreas a cada proceso da lugar a que la oblea inicial de silicio se transforma de manera gradual en muchos circuitos integrados.

En resumen, puede decirse que la producción de los CI basados en silicio consiste en las siguientes etapas,

- Procesamiento del material base, en el cuál se toma un material para formar obleas
- fabricación de CI, que consiste en múltiples paso de procesamiento que agregan, alteran y remueven capas delgadas en regiones seleccionadas para formar dispositivos electrónicos; se utiliza la litografía para definir las regiones que van a procesarse sobre la superficie de la oblea
- encapsulado del CI, en la cual la oblea se prueba y se corta en dados individuales (pastillas o chip de CI), y los dados se encapsulan en forma adecuada.

Litografía.

Un CI consiste en muchas regiones microscópicas sobre la superficie de una oblea que en un proceso planar, las regiones se fabrican mediante una secuencia de pasos; cada paso agrega otra capa a las áreas seleccionadas de la superficie. La forma de cada capa se determina mediante un patrón geométrico que representa la información acerca del diseño del circuito, el cual se transfiere a la superficie de la oblea por medio de un procedimiento conocido como litografía, que básicamente es el mismo procedimiento que se ha utilizado por artistas e impresores durante siglos.

En el procesamiento de semiconductores se utilizan varias tecnologías litográficas: 1) fotolitografía, 2) litografía con electrones, 3) litografía con rayos X y 4) litografía con iones. Las diferencias entre técnicas consisten en el tipo de radiación que se utiliza para transferir el patrón de la máscara a la superficie mediante la exposición de la resina sensible a la radiación específica.

Fotolitografía.

La fotolitografía (litografía óptica), utiliza la radiación de la luz para exponer una cubierta de material fotorresistente sobre la superficie de la oblea del material a trabajar. Para lo cual se utiliza una máscara que contiene un patrón geométrico requerido para cada capa la cual separa la fuente de luz del sustrato (oblea), de manera que sólo quedan expuestas las porciones del material fotorresistente que no están cubiertas por la máscara. La máscara consiste en una lámina plana de un material transparente, sobre la cual se imprimen patrones con una sustancia opaca (tinta) que al iluminarlas evitan el paso de luz en áreas determinadas.

Un material fotorresistente o fotoresina, es un polímero sensible a la radiación de la luz dentro de cierto rango de longitudes de onda; la sensibilidad provoca un incremento o decremento en la solubilidad del polímero, respecto a ciertos productos químicos. La práctica típica es utilizar fotoresinas sensibles a la luz ultravioleta. La luz UV tiene una longitud de onda más corta que la luz visible, y permite una imagen más fina de los detalles microscópicos sobre la superficie de la oblea. También permite que las áreas de fabricación y de fotorresistencia en el laboratorio se iluminen a niveles de luz bajos fuera de la banda UV.

El desempeño de la fotoresina se caracteriza por: adhesión a la superficie de la oblea, la resistencia a los agentes químicos, la resolución (término que se utiliza para describir la anchura mínima de los motivos del patrón y el espaciado en ellos) y la fotosensibilidad (medida de la respuesta a distintas longitudes de onda de la luz).

Existen dos tipos de fotoresinas: positivas y negativas. Una resina positiva se vuelve más soluble en soluciones de revelado después de exponerse a la luz. Una resistencia negativa se vuelve menos soluble (el polímero hace enlaces y se endurece) cuando se expone a la luz. En la *Fig. 3. 1* se ilustra la operación de los dos tipos de fotoresina. La ventaja principal de la fotoresina positiva es una mejor resolución. Mientras que las negativas tienen una mejor adhesión a superficies de SiO_2 y a superficies metálicas, un bajo deterioro ante solventes químicos y una alta sensibilidad.

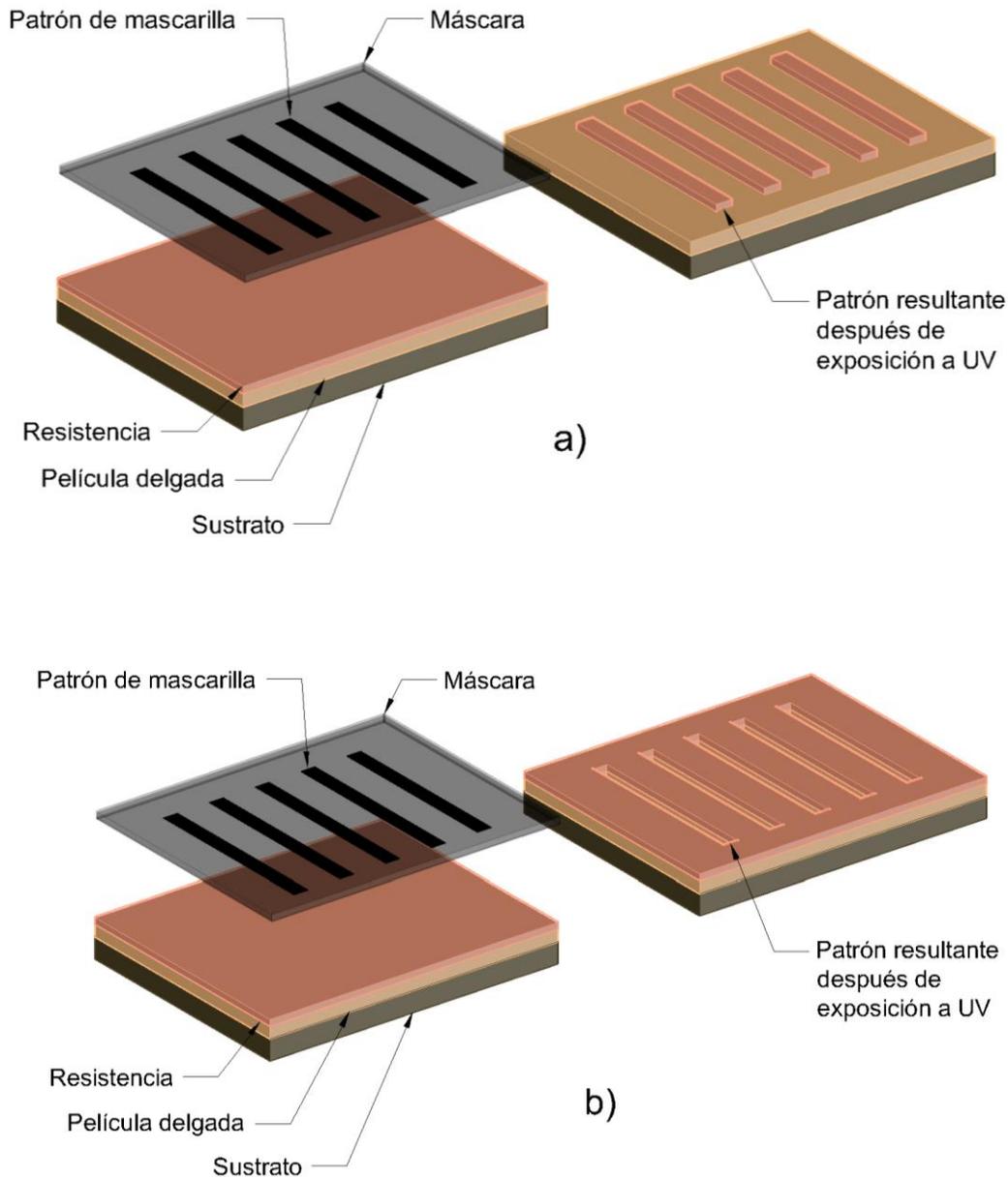


Fig. 3. 1. Tipos de fotoresistencias: a) positiva y, b) negativa.

Las fotoresinas se exponen a través de la máscara por medio de alguna de las tres técnicas de exposición: a) impresión por contacto, b) impresión por proximidad y c) impresión por proyección *Fig. 3. 2*. En la impresión por contacto, la máscara se presiona contra el recubrimiento resistente durante la exposición. Esto da como resultado una alta resolución del patrón en la superficie de la oblea; una desventaja importante es que el contacto físico con las obleas gasta gradualmente la máscara. En la impresión por proximidad la máscara se separa del recubrimiento resistente a una distancia aproximada que va de 10 a 25 μm . Esto elimina el desgaste de la máscara, pero la resolución de la imagen se reduce ligeramente. La impresión por proyección implica la utilización de un sistema de lentes (o espejos) de alta calidad para proyectar la imagen a través de la máscara sobre la oblea (de

este modo, la máscara no se desgasta) y el patrón de la máscara se reduce mediante proyección óptica para obtener una alta resolución.

El propósito de la fotolitografía es exponer regiones específicas para un proceso determinado, la secuencia para del proceso en la fotolitografía es la siguiente:

- **Preparación de la superficie.** La oblea se limpia para promover la adhesión adecuada de la resina.
- **Aplicación de material fotoresistente (fotoresina).** Las fotoresinas se aplican esparciendo una cantidad medida de una resina líquida sobre el centro de la oblea y después haciendola girar para distribuir el líquido y obtener un espesor uniforme de recubrimiento del orden de micras, donde la velocidad a la que se debe de girar es del orden de miles de rpm dependiendo del espesor que se desea y del material usado.
- **Horneado suave.** El propósito de éste es remover solventes, promover la adhesión y endurecer la resistencia. Las temperaturas típicas para el horneado suave están alrededor de 90 °C.
- **Alineación de la máscara y exposición.** En este paso la máscara se alinea en relación a la oblea con el fin de poder hacer multiprocesos y la resistencia se expone a través de la máscara mediante uno de los métodos descritos anteriormente. La alineación debe de hacerse con alta precisión, utilizando equipo óptico mecánico diseñado para este propósito. La exposición de la resistencia depende de una función de intensidad de la luz por tiempo.
- **Horneado post exposición.** En algunos casos las fotoresinas requieren un horneado justo después de la exposición, este sirve para mejorar la adherencia. Generalmente se hace a temperaturas cercanas a los 100 °C y el tiempo varia de 1 hasta 6 minutos.
- **Revelado.** Después del horneado post exposición se debe dejar enfriar la muestra a temperatura ambiente y después la oblea expuesta se sumerge en una solución de revelado que es específica para las distintas fotoresinas, o la solución se esparce sobre la superficie de la oblea. Para la fotoresina negativa, las área no expuestas se disuelven en la sustancia de revelado; de esta manera dejan al descubierto la superficie de la oblea. Por lo general después del revelado se aplica un enjuague para detenerlo y para remover los químicos residuales.
- **Horneado fuerte.** Durante el horneado se remueven las sustancias volátiles que quedan de la solución de revelado y se aumenta la adhesión de la fotoresina, especialmente en las orillas de la película de fotoresina que acaba de colocarse.
- **Proceso aditivo o sustractivo de material.** Una vez creado el patrón sobre la oblea, se procede a realizar la adición o sustracción de material. Por ejemplo, un proceso aditivo involucraría depositar una capa de otro material encima de la fotoresina para llenar los espacios donde no hay material fotoresistente; mientras que en un proceso de sustracción de material se hace un ataque químico con el que se remueve parte de material del que está hecho la oblea.
- **Desprendimiento de fotoresina.** Después del proceso de adición o sustracción, debe removerse el recubrimiento de fotoresina que queda en la superficie. La eliminación se lleva a cabo utilizando técnicas húmedas o en seco. El desprendimiento húmedo utiliza líquidos químicos: generalmente cada fotoresina tiene su químico removedor, pero cuando no se cuenta con éste es común utilizar una mezcla de ácido sulfúrico y peróxido de hidrógeno ($H_2SO_4 - H_2O_2$). El desprendimiento en seco utiliza el ataque químico con plasma e incluye el oxígeno como gas reactivo.

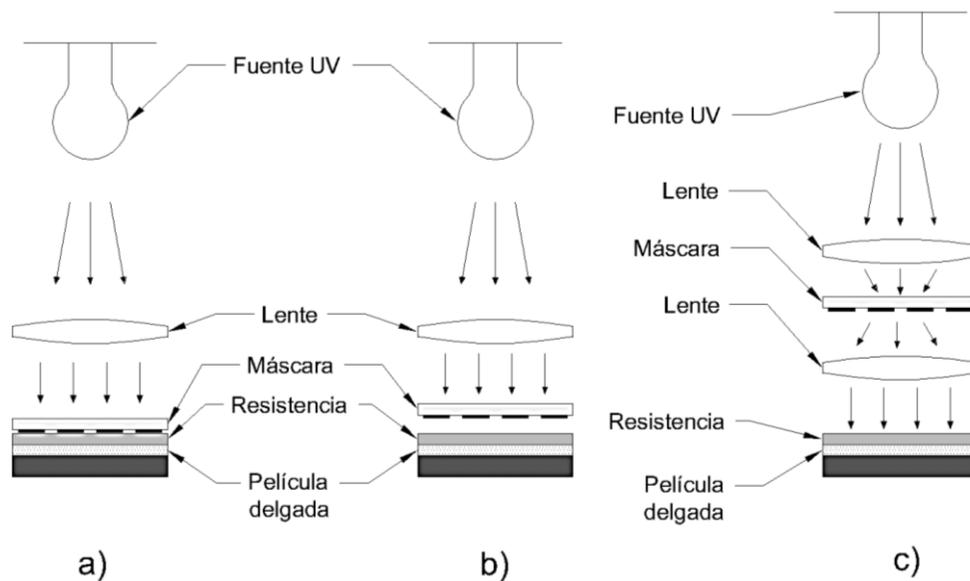


Fig. 3. 2. Tipos de exposición para litografía, a) por contacto, b) por proximidad y c) por proyección.

Otras técnicas de litografía.

Conforme disminuye el tamaño de los patrones a dibujar, la fotolitografía convencional de UV se vuelve cada vez menos adecuada, aumentando en importancia otras técnicas de litografía que ofrecen mayor resolución. Estas son la litografía ultravioleta extrema, la litografía con haz de electrones, la litografía con rayos X y la litografía con iones. Para cada una de estas técnicas se requieren materiales resistentes especiales que reaccionan al tipo de radiación particular.

La litografía ultravioleta extrema (EUV) representa un refinamiento de la litografía UV convencional, esto a través del uso de longitudes de onda más cortas durante la exposición. El espectro del UV va de 10 nm a 380 nm y su extremo superior está cerca del rango de la luz visible (400-700 nm). La tecnología EUV permite que el tamaño de un circuito se reduzca a alrededor de 0.04 μm , comparado con 1 μm con exposición UV convencional.

La litografía con haz de electrones (haz E) presenta la ventaja de una longitud de onda más corta comparada con la fotolitografía UV; así se elimina virtualmente la difracción durante la exposición de la resistencia y permite una resolución más alta de la imagen (hasta 10 nm). Otra ventaja es que un haz de electrones puede dirigirse para exponer sólo ciertas regiones de la superficie de la oblea, y por lo tanto se elimina la necesidad de una máscara. Desafortunadamente, los sistemas de haces de electrones de alta calidad son demasiado costosos. Además, debido al tiempo debido por el método de exposición se considera un método lento a comparación con las otras técnicas de máscara de la litografía óptica, es por ello que sólo se utiliza para cantidades de producción pequeñas.

La litografía con rayos X al igual que la litografía con haz de electrones, las longitudes de onda de los rayos X son más pequeñas que las de la luz por lo que se pueden obtener resoluciones de hasta 20 nm. Es con esto que presentan la promesa de obtener una imagen más fina durante la exposición de la resistencia. Los rayos X son difíciles de enfocar durante la litografía. Por lo tanto, se debe de utilizar

la impresión por proximidad o contacto y debe de usarse una fuente de rayos X pequeña a una distancia relativamente grande de la superficie de la oblea para obtener una buena resolución de la imagen a través de la máscara.

Los sistemas de litografía por iones se divide en dos categorías: 1) sistemas de haces de iones enfocados, cuya operación es similar a los sistemas de haces de electrones y evita la necesidad de una máscara, y 2) los sistemas con máscara de haces de iones, los cuales exponen la resistencia a través de una máscara mediante impresión por proximidad. Al igual que sucede con los sistemas de haces de electrones y rayos X, la litografía con iones produce una mejor resolución en la imagen que la fotolitografía con UV convencional.

Procesos aditivos y sustractivos.

Los procesos anteriores tienen como objetivo exponer cierta parte de la oblea, esto con el fin de posteriormente realizar la adición de un material o la sustracción. Para el caso de adición se hacen depósitos de capas delgadas lo que involucra depositar una capa de otro material con el objetivo de cubrir la zona donde no hay fotoresina y que al remover la capa de fotoresina quede el patrón del otro material dibujado sobre la superficie de la muestra, más adelante se describirán a detalle algunos de los métodos para el depósito de capas delgadas.

Por otro lado, para el proceso de remoción de material se usa el método de ataque químico con el cual se logra remover el material de la superficie. El ataque químico se hace de manera selectiva, cubriendo las áreas de la superficie que deben protegerse y dejando las otras áreas expuestas para su ataque.

Existen dos tipos principales de procesos de ataque químico: ataque químico húmedo y el ataque químico con plasma seco. El ataque húmedo es el más fácil de utilizar, mientras que el ataque seco tiene las desventajas de la dificultad de implementar el sistema, la baja velocidad de ataque así como también un costo mayor que el requerido para el ataque húmedo.

El ataque químico húmedo implica el uso de una solución acuosa, normalmente un ácido, para atacar al material objetivo. La solución se selecciona debido a que ataca químicamente al material que ha de removerse y no a la capa protectora que se usa como máscara.

La manera más simple de este proceso es sumergir las obleas con sus respectivas máscaras en un disolvente adecuado por un tiempo específico; inmediatamente después se someten a un enjuague para detener el ataque. Las variables, como el tiempo de inmersión, la concentración del disolvente y la temperatura, son importantes para determinar la cantidad de material que se está removiendo. La manera en que se ve un ataque adecuado es mostrada en la *Fig. 3.3*. Se puede apreciar que la reacción del ataque químico es isotrópica, produciendo un corte por debajo de la máscara. Es por ello que las máscaras deben de tener el tamaño adecuado para compensar dicho efecto.

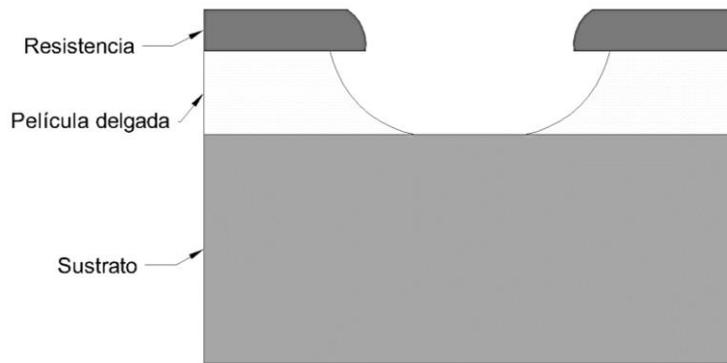


Fig. 3. 3. Ejemplo de un ataque químico adecuado.

La selectividad de ataque químico del disolvente es la relación del rango de disolución entre el material objetivo y otro material que se utiliza como máscara o como el material de sustrato. Si el control de proceso no es adecuado, puede ocurrir que el ataque químico sea excesivo o muy débil como se puede ver en la *Fig. 3. 4*. El ataque débil, se produce cuando el tiempo que se mantuvo la muestra dentro de la solución es demasiado corto o la solución de ataque es demasiado débil. El ataque excesivo se produce por una sobreexposición al ataque químico, esto implica una pérdida del material objetivo que ha de removerse, con el cual se pierde definición del patrón y es posible que se dañe la capa que se encuentra debajo de la capa objetivo.

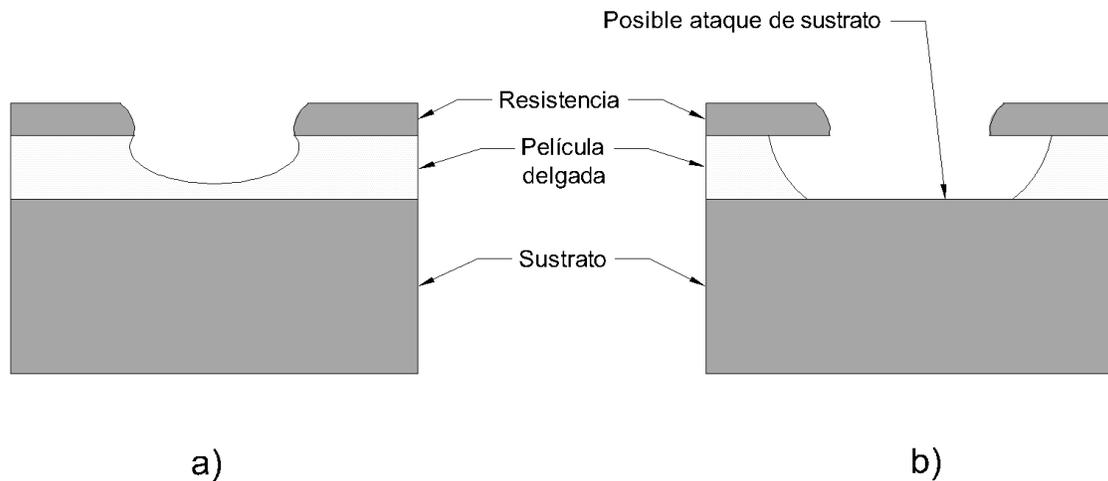


Fig. 3. 4. Dos problemas de ataque químico: a) ataque débil, b) ataque excesivo.

Ataque químico con plasma seco. Este proceso usa un gas ionizado para disolver el material objetivo. El gas ionizado se crea al introducir una mezcla adecuada de gases en una cámara al vacío y al utilizar energía eléctrica de RF para ionizar una parte del gas y de esta manera crear un plasma. El plasma de alta energía reacciona con la superficie objetivo y vaporiza el material que se va a remover. Existen varias formas en las cuales se usa un plasma para disolver un material.

En el ataque químico con plasma, la función del gas ionizado es generar átomos o moléculas que sean químicamente muy reactivos, para que la superficie objetivo se diluya químicamente con la exposición. Por lo general, los reactivos para el ataque químico con plasma se basan en gases de flúor o de cloro y oxígeno. En general, la selectividad del ataque químico es más problemática en el ataque químico con plasma que en el ataque húmedo.

Una función alternativa del gas ionizado puede ser bombardear físicamente el material objetivo, causando que los átomos se desprendan de la superficie. El proceso se conoce como ataque químico por bombardeo de partículas.

La ventaja de los procesos de ataque químico con plasma sobre los de ataque húmedo es que los primeros son muy anisotrópicos. Esta propiedad se define fácilmente en base a la *Fig. 3. 5*. El grado en el cual un proceso de ataque químico es anisotrópico se define como la relación:

$$A = \frac{d}{u}$$

Donde A = grado de anisotropía; d = profundidad del ataque químico; y u = la dimensión del corte hacia abajo *Fig. 3. 5b*. El ataque húmedo usualmente tiene valores de A alrededor de 1.0, que indica un ataque isotrópico. Con la deposición electrónica, el bombardeo con partículas atómicas de la superficie es casi perpendicular y provoca valores de A que se aproximan al infinito, casi totalmente anisotrópico. El ataque químico con plasma y el ataque con iones reactivos tienen altos niveles de anisotropía, pero por debajo del que se obtienen con el ataque por bombardeo con partículas atómicas. A medida que disminuye la escala de la litografía, la anisotropía se convierte cada vez más en un factor sumamente importante para obtener las dimensiones requeridas.

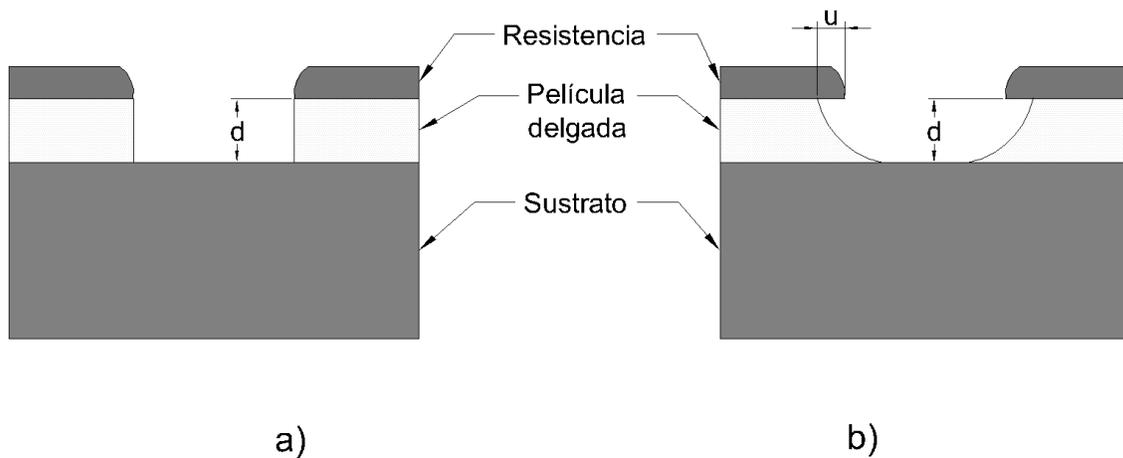


Fig. 3. 5. Ataque químico completamente anisotrópico a); ataque químico isotrópico.

Depósito de capas delgadas

A continuación, se analizan los procesos más importantes de recubrimiento, donde la característica común de éstos es que todos producen un recubrimiento independiente sobre la superficie del material de sustrato. Debe obtenerse una buena adhesión entre el recubrimiento y el sustrato, pero para que esto ocurra la superficie debe de estar completamente limpia.

Deposición física de vapor (PVD).

La deposición física de vapor (PVD por sus siglas en inglés) es un grupo de procesos en los que se convierte un material en su fase de vapor en una cámara de vacío y se condensa sobre una superficie de sustrato como una película muy delgada. La PVD se usa para realizar recubrimientos tales como metales, aleaciones, cerámicos y otros compuestos inorgánicos incluso polímeros.

Las aplicaciones de la PVD incluyen los recubrimientos decorativos delgados (alrededor de 150 nm) sobre piezas plástica y metálicas. También se usan para recubrimientos antirreflejantes de fluoruro de magnesio sobre lentes ópticos. Además, la PVD se aplica en la fabricación de artículos electrónicos, principalmente para la deposición de metales que tienen el propósito de formar conexiones eléctricas en CI.

Todos los procesos de deposición física de vapor consisten en los siguientes pasos: 1) síntesis del vapor de recubrimiento, 2) transporte del vapor al sustrato y 3) condensación de los vapores sobre la superficie del sustrato.

La síntesis del vapor puede obtenerse mediante diversos métodos, como el calentamiento por resistencia eléctrica o el bombardeo con iones para vaporizar un sólido. Éstas y otras variaciones producen varios procesos de PVD los cuales se agrupan en tres tipos comúnmente usados: 1) evaporación al vacío, 2) bombardeo con partículas y 3) chapeado iónico.

Evaporación térmica

Algunos materiales (metales puros) pueden depositarse sobre un sustrato, transformándolos primero de estado sólido a vapor en una cámara de vacío y después condensándose en la superficie del sustrato. La disposición del proceso de evaporación al vacío se muestra en la *Fig. 3. 6*.

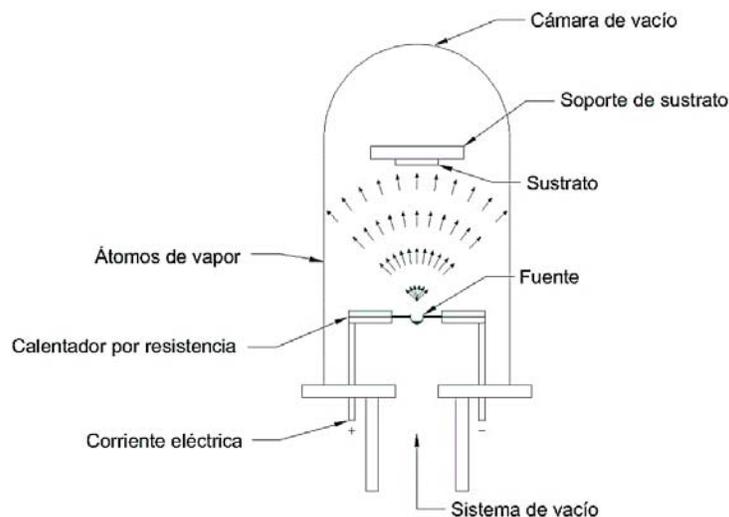


Fig. 3. 6. Esquema de depósito por evaporación en vacío.

El material que se depositará, llamado fuente, se calienta a una temperatura suficiente elevada como para vaporizar el material (o sublimarse). Como el calentamiento se produce en el vacío, la temperatura requerida para la evaporación es significativamente menor que la temperatura correspondiente requerida a presión atmosférica normal. Además, la ausencia de aire evita la oxidación del material fuente a las temperaturas de calentamiento en la cámara y también permite el libre recorrido de las partículas a depositar, donde se toma en cuenta la relación que tiene el vacío con el camino libre medio de las partículas, que es:

$$\lambda = \frac{RT}{\sqrt{2}\pi d^2 N_A P}$$

Donde R es la constante universal de los gases, T es la temperatura, d es el diámetro de la partícula, N_A es el número de Avogadro y P es la presión (vacío) al que se encuentra. El vacío dentro de la cámara prácticamente elimina otras moléculas de gas, por lo que reduce la probabilidad de choques con átomos del vapor de la fuente.

Existen varios métodos para calentar y vaporizar el material. Debe de usarse un recipiente que contenga el material de recubrimiento el cual su punto de fusión debe de ser por encima de la temperatura a la cual se evapora el material fuente. Entre los métodos de vaporización más importantes están el calentamiento por resistencia y el bombardeo con haz de electrones. El calentamiento por resistencia es la manera más sencilla. Se forma de un metal refractario (p. e. W o Mo) en un recipiente adecuado para contener el material. Se aplica una corriente para calentar el envase; éste transmite calor al material en contacto y así lograr la evaporación. El principal problema de éste método es la aleación posible entre el recipiente y su contenido, de modo que la película depositada se contamina con el metal del recipiente de calentamiento. En el bombardeo con haz de electrones, se dirige una corriente de electrones a alta velocidad para bombardear la superficie del material fuente a fin de provocar la vaporización. En contraste con el calentamiento por resistencia, actúa muy poca energía para calienta el recipiente, por lo que se minimiza la contaminación del material del envase con el recubrimiento.

En cualquiera de los dos métodos de evaporación descritos, los átomos evaporados dejan la fuente y siguen trayectorias en línea recta hasta que chocan con otras moléculas de gas o con una superficie sólida. En general, la superficie del sustrato que se va cubrir se coloca en relación con la fuente, de modo que se asegure la deposición de los átomos en forma de vapor sobre la superficie sólida. En ocasiones, se utiliza un manipulador mecánico para rotar el sustrato de tal manera que se recubran todas las superficies. Después del contacto con la superficie del sustrato relativamente fría, el nivel de energía de los átomos que chocan se reduce de manera repentina, hasta un punto donde ya no pueden permanecer en estado de vapor; se condensan y se pegan a la superficie, formando una película.

Bombardeo con partículas

Si la superficie de un sólido se bombardea mediante partículas atómicas de energía suficientemente alta, los átomos individuales de la superficie pueden adquirir suficiente energía debido a la colisión, de modo que se proyecten de la superficie mediante transferencia de cantidad de movimiento. Éste es el proceso conocido como bombardeo con partículas. La manera más conveniente de emplear partículas de alta energía es con un gas ionizado, como el argón, energizado mediante un campo eléctrico para formar un plasma. El bombardeo con partículas, involucra el bombardeo de material de recubrimiento catódico con los iones de argón, lo que provoca que los átomos de la superficie se desprendan y se depositen en un sustrato, formando una película sobre la superficie. El sustrato debe

de colocarse cerca del cátodo y, por lo general, se calienta para mejorar la unión de los átomos del recubrimiento.

Mientras que la evaporación al vacío generalmente se limita a metales, el bombardeo con partículas puede aplicarse casi a cualquier material, elementos metálicos y no metálicos; aleaciones, cerámicos u polímeros. Las películas de aleaciones y compuestos pueden bombardearse con partículas sin cambiar sus composiciones químicas. Las películas de compuestos químicos también pueden depositarse empleando gases reactivos que forman óxidos, carburos o nitruros con el metal bombardeado.

Las desventajas de la PVD por bombardeo con partículas incluyen: 1) velocidades de deposición lentas y 2) como los iones que bombardean la superficie son un gas, por lo general se encuentran restos del gas en las películas de recubrimiento y, en ocasiones, los gases atrapados afectan las propiedades mecánicas.

Chapeado iónico

El chapeado iónico usa una combinación de bombardeo con partículas y evaporación al vacío para depositar una película delgada sobre un sustrato. El proceso inicia preparando el sustrato para que funciones como cátodo en la pieza superior de la cámara y el material fuente se coloca debajo. Después se establece un vacío en la cámara. Se inyecta gas argón y se aplica un campo eléctrico para ionizar el gas (Ar^+) y establecer un plasma. Esto produce un bombardeo iónico del sustrato, por lo que su superficie se frota hasta una condición de limpieza atómica. En seguida, el material fuente se calienta lo suficiente para generar vapores de recubrimiento. Los métodos de calentamiento por resistencia, bombardeo con haz de electrones son muy similares al utilizado en éste método. Las moléculas de vapor pasan a través del plasma y recubren el sustrato. El bombardeo con partículas continúa durante el proceso, por lo que el bombardeo con iones consiste no sólo en los iones de argón originales, sino también con iones del material fuente que se han energizado mientras han estado sujetos al mismo campo de energía que el argón. El efecto de estas condiciones de procesamiento es producir películas de espesor uniforme y una excelente adherencia al sustrato.

El chapeado iónico es aplicable a piezas que tienen geometrías irregulares debido a los efectos de dispersión que existen en el campo del plasma. Además de la uniformidad en el recubrimiento y una buena adherencia, otras ventajas del proceso son altas velocidades de deposición, altas densidades de la película y la capacidad de recubrir las paredes internas de orificios y otras formas huecas.

Deposición química de vapor (CVD).

La PVD implica la deposición de un recubrimiento mediante condensación sobre un sustrato, desde la fase de vapor. Por el contrario, la deposición química de vapor (CVD) implica la interacción entre una mezcla de gases y la superficie de un sustrato calentado, lo que provoca la descomposición química de algunas de las partes del gas y la formación de una película sólida en el sustrato. Las reacciones ocurren en una cámara de reacción sellada. El producto de la reacción (metal o compuesto) forma un núcleo y crece en la superficie del sustrato para formar el recubrimiento. La mayoría de las reacciones de CVD requieren calor. Dependiendo de los productos químicos implicados, las reacciones pueden ser provocadas por otras fuentes de energía, tales como la luz ultravioleta o un plasma. La CVD incluye un amplio rango de presiones y temperaturas, y se aplica a una gran variedad de materiales de recubrimiento y se sustrato.

Algunas de las ventajas de este método son: 1) la capacidad de depositar materiales refractarios a temperaturas por debajo de sus puntos de fusión, 2) es posible controlar el tamaño del grano, 3) el

proceso se realiza a la presión atmosférica y 4) hay una buena unión del recubrimiento a la superficie del sustrato. Las desventajas incluyen: 1) la naturaleza corrosiva y/o tóxica de los productos químicos requiere una cámara cerrada además de equipo de bombardeo y disposición especial, 2) ciertos ingredientes para la reacción son relativamente costosos y 3) la utilización de material es baja.

El proceso de deposición química de vapor se realiza en un reactor, que consiste en 1) sistema de suministro de reactivos, 2) cámara de deposición y 3) sistema de reciclado/disposición *Fig. 3. 7.*

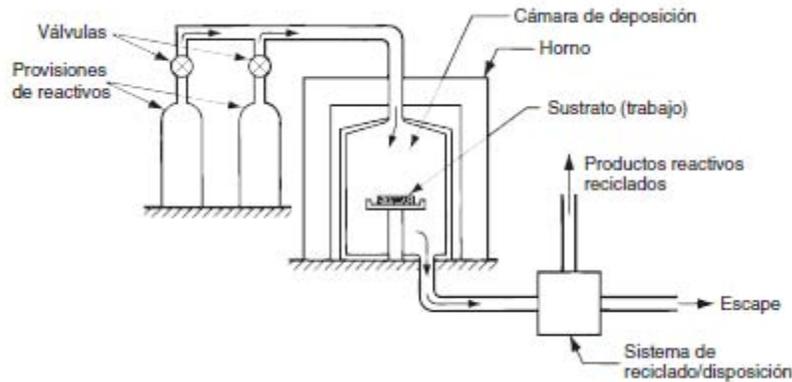


Fig. 3. 7. Reactor típico usado en CVD.

La cámara de deposición contiene los sustratos y las reacciones químicas que conducen a la deposición de los productos de reacción sobre las superficies del sustrato. La deposición ocurre a temperaturas elevadas y el sustrato debe calentarse por inducción, por calor radiante u otros medios. Las temperaturas de deposición para diferentes reacciones de CVD oscilan entre 250 y 1950 °C, de manera que la cámara debe diseñarse para cumplir con estas demandas de temperatura.

El tercer componente del reactor es el sistema de reciclado/disposición, cuya función es volver inofensivos los subproductos de la reacción de CVD. Esto incluye la recolección de materiales tóxicos, corrosivos e inflamables, seguida por una disposición y procesamiento adecuados.

Capítulo 4. Arreglo experimental y resultados.

A continuación se describe el proceso que se llevó a cabo en el desarrollo de los cristales magnónicos con los que se trabajó.

El método que se utilizó para realizar los cristales magnónicos es mediante la formación de surcos en la superficie de la muestra, se eligió dicho método debido a que es la manera más fácil por la cual se logran periodicidades dentro del material; además, se trabajó con otras maneras de realizar las periodicidades para determinar cuál es la manera más sencilla de hacerlos y cuál presenta mejores resultados.

Para ello se dividirá en distintas secciones a fin de distinguir cada una de las etapas del presente trabajo.

Caracterización eléctrica de muestras.

La caracterización de las muestras de YIG se llevó a cabo usando un analizador de redes, así como también el uso de antenas de microcinta y un campo magnético externo proporcionado por un par de imanes permanentes.

La caracterización se hace midiendo los parámetros S (dispersión), esto es conectando las antenas de microcinta con el analizador de redes por medio de conectores SMA, luego, se colocan dichas antenas dentro del campo generado por los imanes como se muestra en el arreglo de la Fig. 4.1,

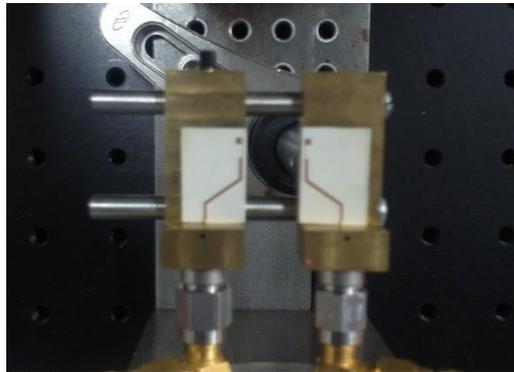


Fig. 4. 1. Arreglo experimental de antenas dentro de campo magnético de 770 Oe.

Una vez armado el arreglo anterior se procede a colocar una muestra de YIG sobre las antenas a fin de servir como guía de onda, entonces, se genera una señal de microondas en el analizador de redes la cuál es llevada a través de los cables, llega a las antenas y ellas generan una onda electromagnética a una frecuencia definida la cual genera la excitación de los momentos magnéticos provocando así la propagación de la onda de espín, esta a su vez se propaga a través de la muestra de YIG y finalmente la onda es recibida por otra antena de microcinta y convertida a una señal eléctrica la cuál es registrada por el analizador de redes Fig. 4.2.

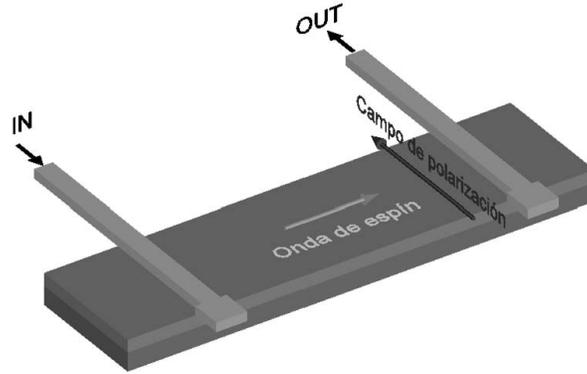


Fig. 4. 2. Diagrama de caracterización eléctrica de muestras de YIG.

Los datos obtenidos del proceso antes mencionado son los parámetros de dispersión (S), estos son utilizados debido a que se trabaja con frecuencias altas (encima de 1GHz). Los datos se obtienen en dB y en ángulo de desfase, pero para fines del presente trabajo sólo se toman en consideración las mediciones para transmisión (S_{21}), ya que es con ellos con los que se determinan las frecuencias de la onda electromagnética se están propagando a lo largo de la guía de onda formada por el YIG como se muestra a continuación.

Fig. 4. 3. Caracterización de muestra de YIG S21, medición de transmisión en dB.

Una vez obtenidos los datos, se analizaron los resultados obtenidos a fin de obtener una relación entre las variables involucradas en las mediciones, entre las cuales se encuentran el campo externo aplicado, las propiedades del material utilizado que en este caso se trata del YIG (magnetización de saturación, razón giromagnética), así como también el espesor de la película y la separación entre antenas. Para ello, se grafica la curva de dispersión de las ondas de espín superficiales por medio del programa desarrollado para éste propósito (Anexo 1), es así como se obtiene una referencia luego identificar el efecto provocado por las periodicidades en la muestra de YIG. A continuación se presentan las mediciones de las muestras utilizadas en este trabajo.

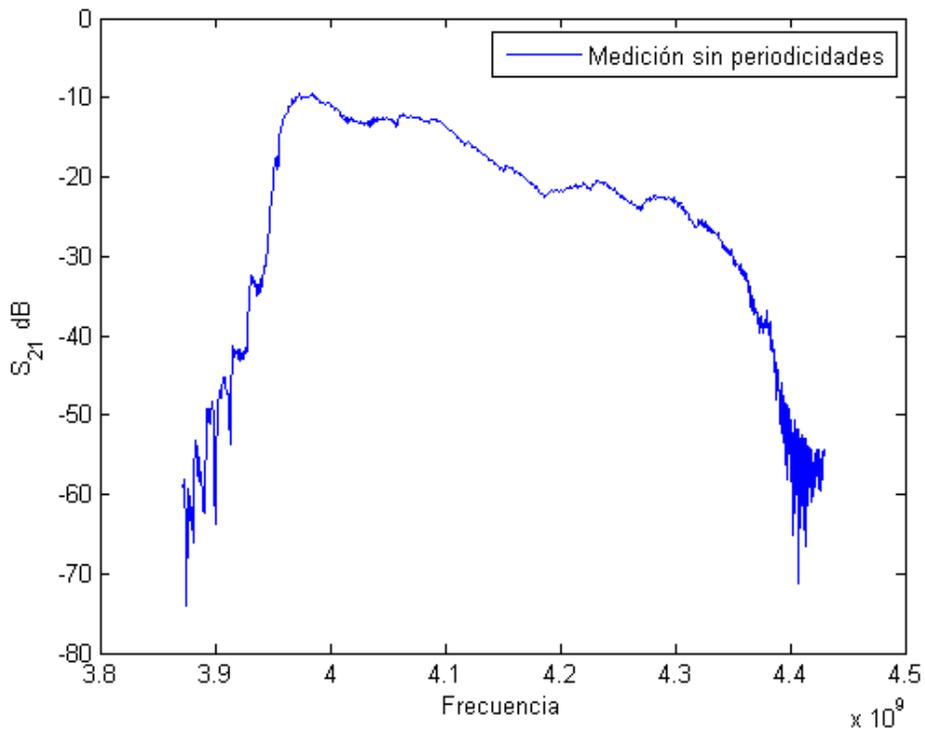


Fig. 4. 4. Medición de transmisión de YIG 34 sin periodicidades.

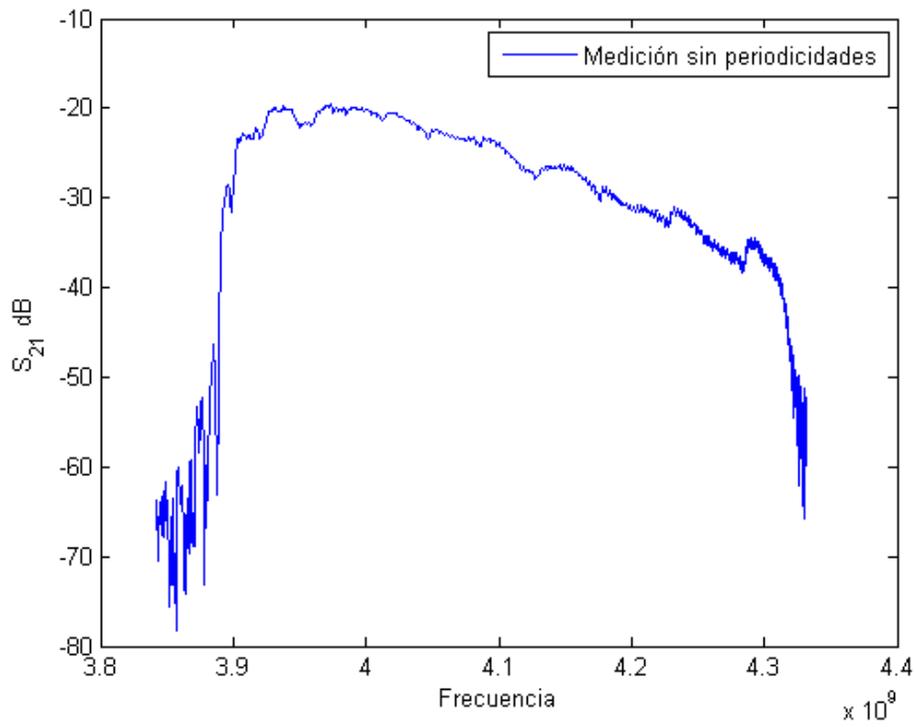


Fig. 4. 5. Medición de transmisión de YIG 39 sin periodicidades.

Método 1

Litografía

Luego de hacer la caracterización eléctrica de las muestras, se procede a la elaboración de la estructura periódica sobre la película, para ello hace un proceso de litografía que involucra distintos procesos, los cuales se enumeran a continuación:

1. Limpieza de muestras

Para eliminar cualquier impureza sobre la superficie de la película se hace una limpieza con acetona (C_3H_6O), primero, se meten las muestras dentro del disolvente durante 20 minutos. Después del tiempo indicado se introducen en 2-propanol (C_3H_8O), esto para eliminar los restos del disolvente al que fueron expuestas anteriormente. Para finalizar, se enjuagan las muestras con agua desionizada y se secan por medio de nitrógeno (N).



Fig. 4. 6. Limpieza de muestras.

2. Spin Coating.

Después de la limpieza, se realiza un pre-horneado para eliminar la humedad de ellas y asegurar así la máxima adherencia de la resina a la película. Esto se hace colocando las muestras en una plancha durante 20 minutos a 110 °C.

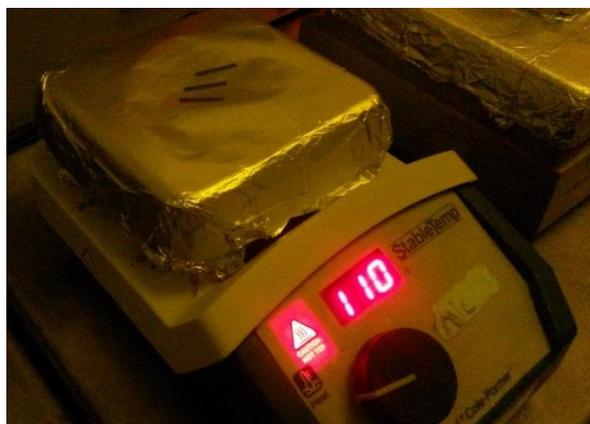


Fig. 4. 7. Horneado suave de las muestras a 110°C.

Después, se deposita sobre las muestras una película de resina fotosensible que en nuestro caso se hizo uso de la fotoresina SU8 2002, (anexo 2) mediante la técnica de “Spin coating”, que de acuerdo con las especificaciones de la resina se hizo girar a 3000 rpm para obtener una película de aproximadamente 2 μ m.



Fig. 4. 8. Colocación de muestra dentro de spin-coating.

Después de depositada la película se realiza un horneado de la muestra, ya que después del proceso anterior la resina tiene entre un 20-40% de solventes en su masa total, esto colocándolas a 95° durante 1 minuto dejando así todo listo para la exposición de la resina a rayos UV y poder dibujar el patrón sobre la resina, además de que también se logra que la resina quede menos pegajosa disminuyendo considerablemente la posible contaminación por polvo que pueda pegarse en la superficie.

3. Exposición.

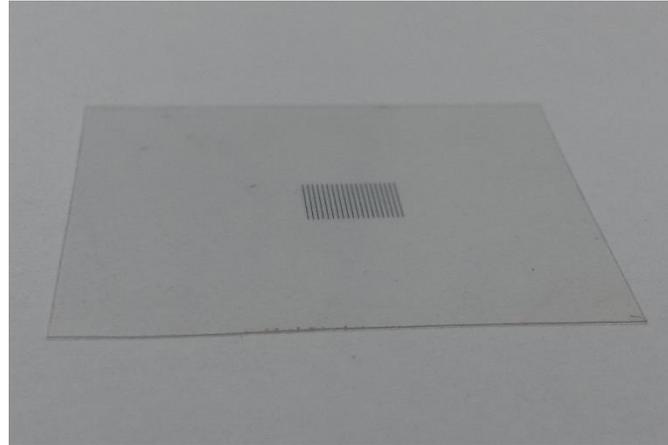


Fig. 4. 9. Máscara de acetato donde está impreso el patrón a plasmar en la muestra.

Ya que la fotoresina es negativa, su exposición a los rayos UV provoca el endurecimiento de las zonas expuestas, mientras que las zonas no iluminadas se pueden retirar fácilmente con la aplicación de un revelador sobre la resina.

Para dibujar el patrón periódico sobre la fotoresina se usa una máscara elaborada en acetato donde se tiene impreso las líneas acomodadas de manera periódica, ésta se coloca sobre la capa de la fotoresina cubriendo así sólo las zonas en donde se quiere que la capa de YIG quede expuesta. Después de la exposición, se hizo un horneado post exposición, que tiene como objetivo mejorar la reacción química de la resina al ser introducida dentro del líquido revelador dejando así resina sólo donde se iluminó con la lámpara UV.

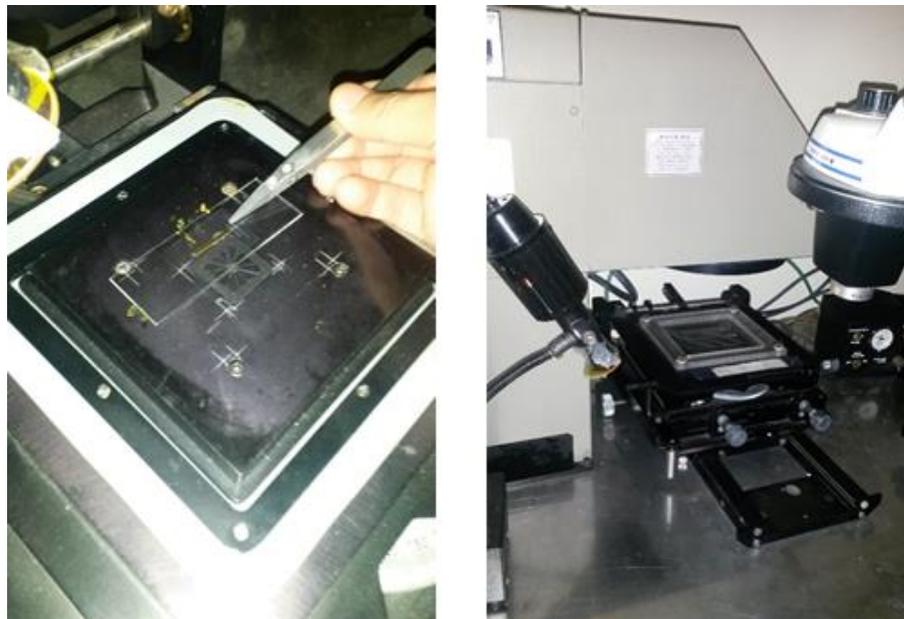


Fig. 4. 10. Colocación de la muestra para su exposición a rayos UV.

4. Revelado.

Para finalizar, se sumergen las muestras en el líquido revelador durante un minuto, diluyendo así la resina en las zonas en donde no estuvo expuesta a los rayos UV, quedando como resultado el patrón periódico diseñado, Fig. 4. 11.



Fig. 4. 11. Revelado de la muestra.

Ataque químico.

La forma en que se realizan los cambios periódicos de las propiedades magnéticas en las muestras es cambiando el espesor de la película del material magnético (YIG), esto se hizo con un ataque químico para remover cierta cantidad de material en las zonas donde no hay fotoresina, consiguiendo una profundidad determinada en el patrón dibujado sobre el YIG.



Fig. 4. 12. Calentado de ácido fosfórico para realizar el ataque químico.

Este proceso se llevó a cabo con el uso de un ácido capaz de remover el YIG del sustrato sobre el cual está depositado, en éste caso se usó ácido fosfórico (H_3PO_4) calentado a su punto de ebullición que es de 160 °C, Fig. 4. 12. El procedimiento consistió en introducir la muestra dentro del ácido durante lapsos de 2 a 5 minutos, con el objetivo de caracterizar el proceso y determinar el tiempo necesario para poder obtener cierta profundidad. La medición de la profundidad de ataque se hizo con un perfilómetro tomando como referencia la medida obtenida del perfilómetro antes del ataque químico usada para determinar el espesor de la resina depositada.. Los resultados que se muestran a continuación fueron obtenidos de obtener profundidades de surco por encima de 1 μm logradas con muestras sumergidas en ácido durante 5 minutos.

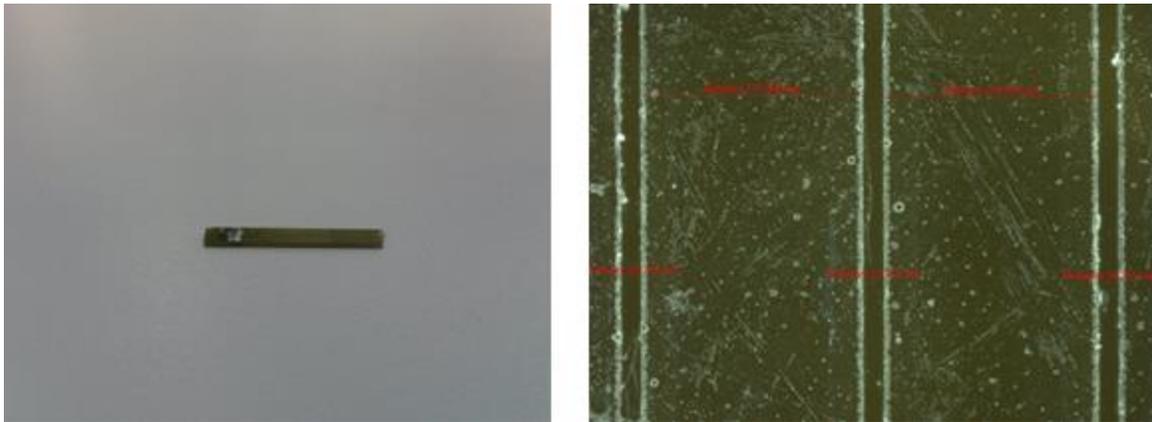
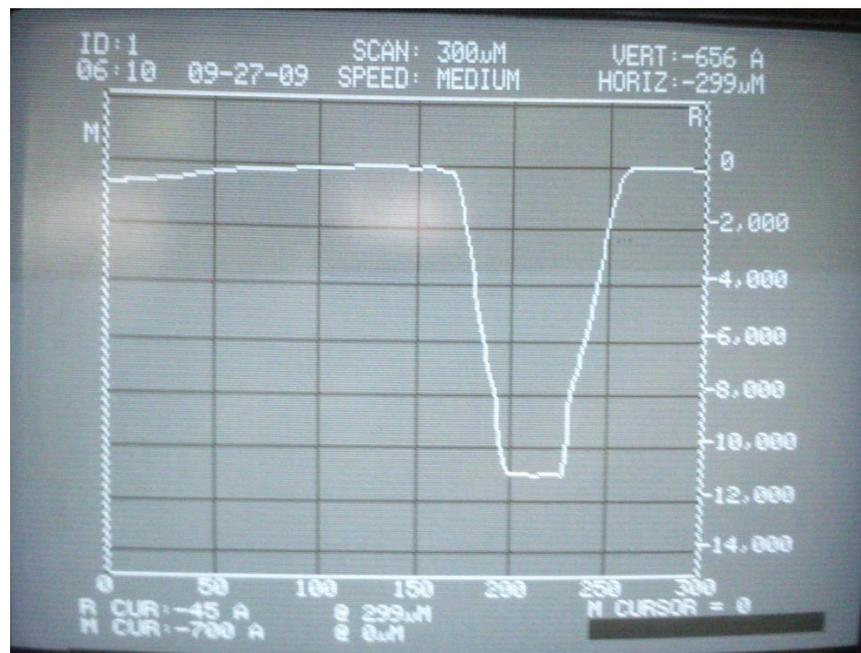
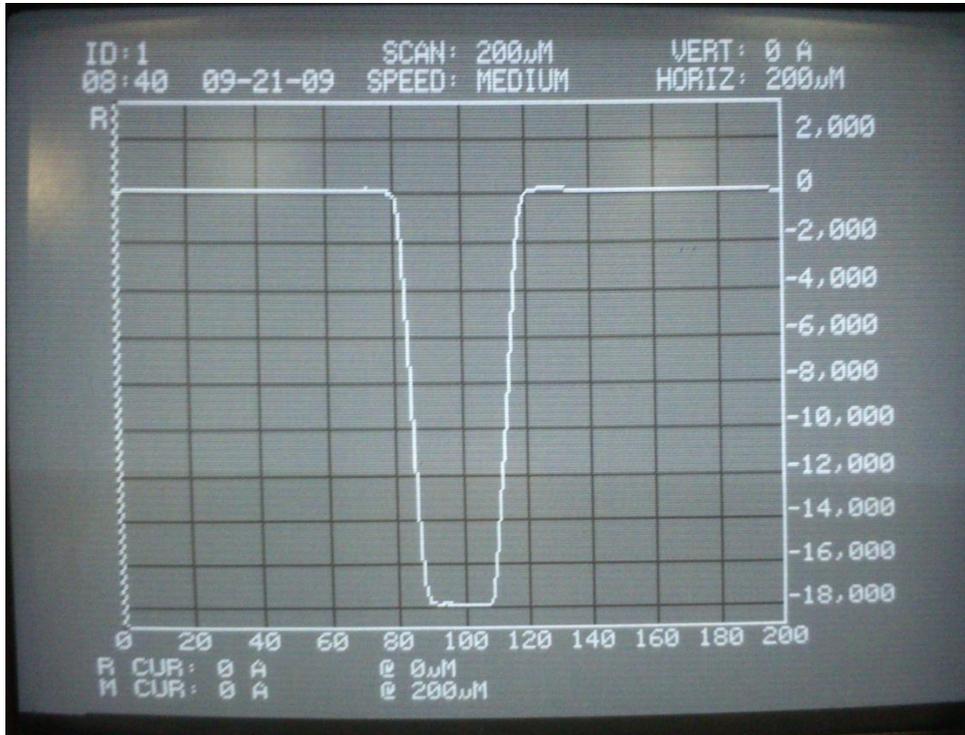


Fig. 4. 13. Cristal magnónico terminado y forma final de surcos.

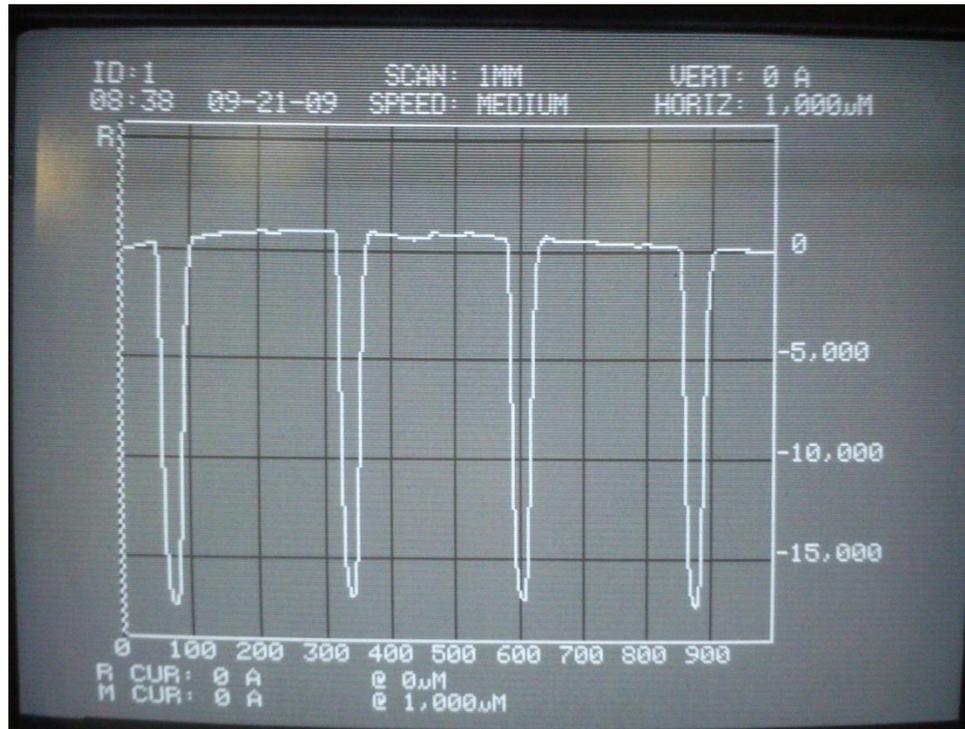
En la Fig. 4. 13 se muestra la foto tomada con un microscopio de campo oscuro de los surcos formados después del ataque químico.



a)



b)



c)

Fig. 4. 14. Medición de surcos por medio de perfilómetro, a) muestra antes de ataque químico (surco formado por litografía, b) surco formado por ataque químico y c) medición de profundidad de varios surcos.

Se puede ver en la Fig. 4. 14 a) el perfil que se obtiene en la muestra después de terminar la litografía, esta imagen es la que se toma de referencia para medir la profundidad lograda después del ataque químico. En la Fig. 4. 14 b) se logra ver que se consiguió una profundidad de aproximadamente 0.8 μm , mientras que en Fig. 4. 14 c) se nota que la profundidad es uniforme en la mayoría de los surcos.

Caracterización eléctrica de cristales magnónicos.

Una vez terminados los cristales, se caracterizó cada uno de ellos de la misma en que se hizo antes de hacer la litografía sobre las muestras, esto permite definir si se tuvo éxito en el proceso sólo al ver la existencia o no de las bandas prohibidas o “bandgaps” que son básicamente las frecuencias donde no se propagan las ondas de espín. Después, se compararon los resultados con las mediciones realizadas al principio del proceso.

Luego se hizo la comparación de resultados con la aproximación teórica por medio de un programa computacional para simular cristales magnónicos (Anexo 1), los resultados se muestran más adelante en la sección de resultados.

Método 2

El segundo método utilizado para dibujar los patrones periódicos sobre la película de material magnético fue por medio de la adición de un segundo material, para ello sólo se buscó un material conductor, que para nuestro caso se utilizó cobre (Cu) como primera opción.

El método descrito a continuación al igual que el primer método requirió de muestras completamente limpias de impurezas para maximizar la adherencia del metal a depositar.

Depósito por medio de evaporación.

La manera en que se depositó el material sobre la película de YIG fue por medio de evaporación al vacío, la metodología se explica a detalle en la sección 3 de la presente tesis. Entre los puntos a destacar durante el proceso se encuentran la manera por la cual se logró dibujar los patrones periódicos encima de la película, estos son dos y son los siguientes:

1. Depósito uniforme de material.

En el primer caso, se depositó encima de la película de material magnético una película uniforme de 150 nm cobre. Una vez hecho lo anterior, se procedió a hacer litografía encima de la película de cobre y después de revelado se consiguieron las líneas periódicas con la misma periodicidad que en el primer método.



Fig. 4. 15. Estación utilizada para realizar el depósito por evaporación.

Como resultado de éste método se lograron periodos bien definidos (líneas continuas y del mismo tamaño), y una resolución idéntica a las anteriores, pero al observarlas con detenimiento se descubrió que el espesor de material evaporado era muy poco la cuál es la principal razón por la que no presentaron resultados positivos al realizar la caracterización de las muestras.

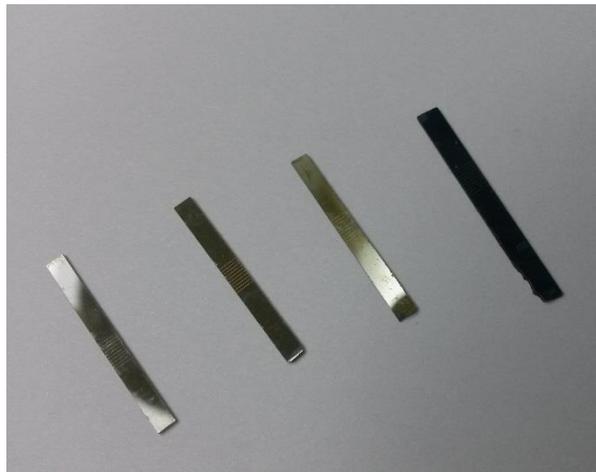
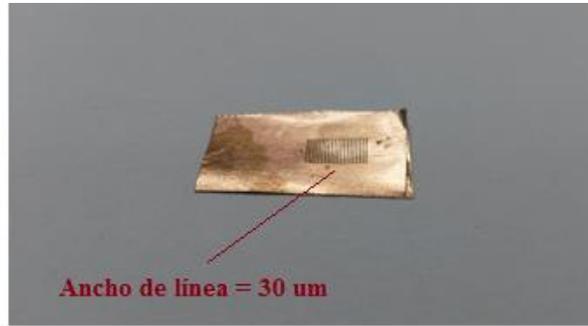


Fig. 4. 16. Muestras obtenidas por evaporación de Cu en capa uniforme.

2. La segunda manera de realizar las líneas periódicas encima de la capa de la muestra fue por medio del uso de máscaras colocadas en contacto, entre la fuente y la muestra durante el proceso de evaporación del cobre, esto es, se hicieron máscaras en base a láminas de cobre donde se dibujaron las rejillas en donde se permitiría dejar pasar las partículas de cobre evaporadas logrando así el depósito directo de las periodicidades.



a)



b)



c)

Fig. 4. 17. a) Máscara utilizada para evaporación de cobre, b) y c) Muestras obtenidas usando máscara.

Uno de los problemas de trabajar con depósitos de cobre fue que al realizar el revelado de la litografía se producían defectos en las líneas lo cual daba como resultado en patrones no uniformes e incompletos por el desprendimiento de algunas líneas. La causa de esto fue la falta de un tratamiento térmico adecuado sobre la muestra para aumentar la adherencia, ya que a pesar de haber realizado dicho tratamiento en las condiciones proporcionadas, el material al estar en contacto con el ambiente se oxidaba provocando así una película oxidada del material.

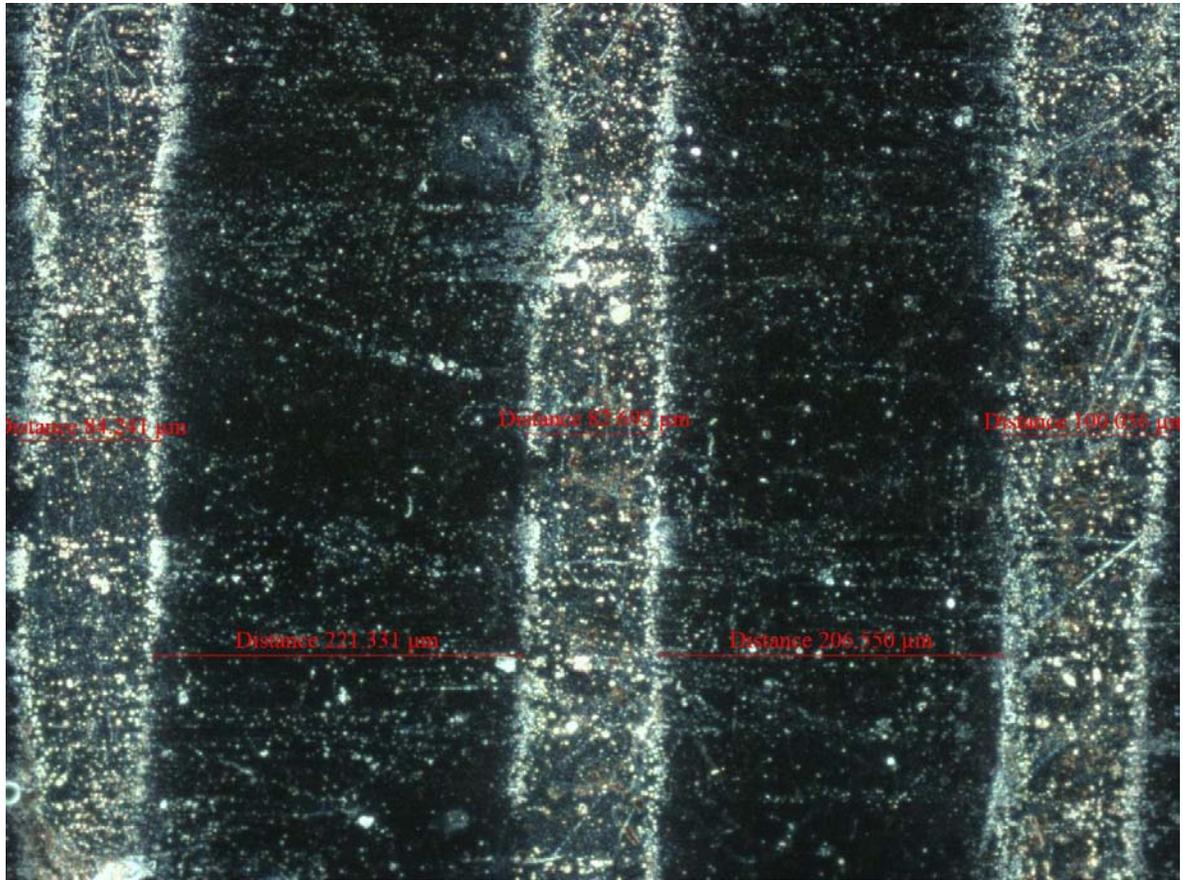


Fig. 4. 18. Fotografía por medio de microscopio de campo oscuro mostrando el acabado de los patrones depositados por medio de ambos métodos de evaporación de Cu.

Método 3

Para finalizar, se hizo el depósito de líneas periódicas utilizando nanopartículas de magnetita (Fe_3O_4), para ello se hizo uso de una solución formada por las nanopartículas junto con propanol. El procedimiento utilizado fue pegar sobre la muestra una máscara similar a la que se utilizó en el método de depósito de cobre haciendo uso de una fotoresina, luego se colocó sobre el “spin coating”, se colocó encima una gota de la solución realizada y se hizo girar a 2000 rpm consiguiendo así que se distribuyera de manera uniforme una capa de las nanopartículas.

Una vez puesta la capa encima de la muestra, se hizo un horneado de la muestra con el objetivo de eliminar cualquier resto del solvente utilizado además de incrementar la adherencia de las nanopartículas sobre la muestra. Para finalizar se introdujo la muestra sobre acetona para poder eliminar la fotoresina y poder retirar fácilmente la máscara previamente pegada.

Como resultado no se obtuvo un patrón periódico a causa del proceso utilizado, por lo tanto no se obtuvo respuesta alguna al realizar la caracterización de la muestra. Sin embargo, no se descarta la posibilidad de realizar dicha tarea no sin antes encontrar un método adecuado para la formación de patrones periódicos sobre la muestra haciendo uso de las mencionadas nanopartículas, el cual sigue en desarrollo.

Resultados

A pesar de que se realizaron varias muestras todos los distintos métodos antes mencionados, sólo se pudieron obtener resultados satisfactorios en dos muestras usando el método de ataque químico; a continuación se muestran las gráficas que lo prueban, así como también la comparación con la simulación realizada con el programa computacional.

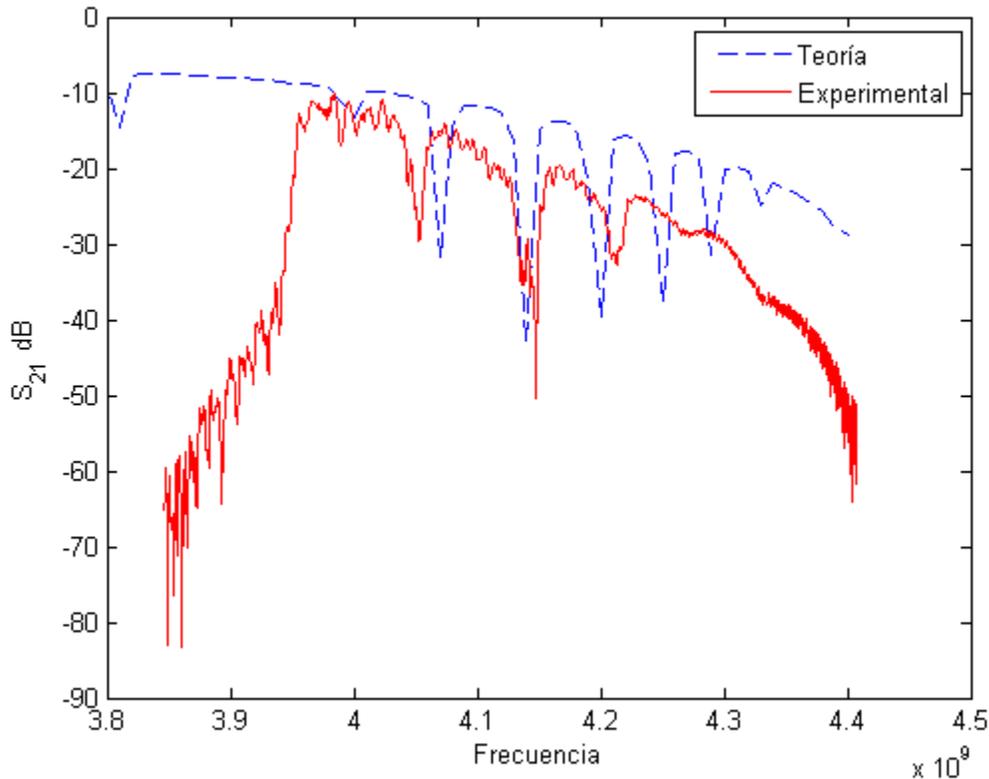


Fig. 4. 19. Comparación usando programa computacional para simular comportamiento de cristales magnónicos contra datos experimentales.

La Fig. 4. 19, muestra la caracterización eléctrica en transmisión de la muestra de YIG número 34, la cual tuvo las características: $H_0 = 770 \text{ G}$, $M_s = 1740 \text{ G}$, $d_0 = 6.3 \mu\text{m}$, $\delta = 0.8 \mu\text{m}$, ancho de surco $w = 25 \mu\text{m}$, periodo $a = 300 \mu\text{m}$ y número de periodos $N = 20$.

Como se puede ver, en ambas gráficas se muestran tres picos principales los cuales coinciden en frecuencia mientras que en amplitud hubo algo de diferencia entre la calculada y la real; teóricamente, para hacer los picos más pronunciados se deben de realizar surcos más profundos, pero para nuestro caso se debe al modelo matemático que se utilizó para la realización del programa, ya que no se toman en cuenta pérdidas debidas a la amortiguación de las ondas de espín.

A pesar de no coincidir perfectamente la simulación con el cristal realizado, los resultados son satisfactorios para nuestra investigación, ya que nos proporcionó una muy buena idea de la ubicación de las frecuencias en las cuales no se están propagando las ondas de espín, lo cual nos proporciona la

seguridad para continuar con el proceso para la formación de los periodos dentro de la muestra de YIG.

La Fig. 4. 20 muestra una fotografía tomada con un microscopio de campo oscuro donde se logra distinguir la forma que tienen los surcos formados debido al ataque químico.

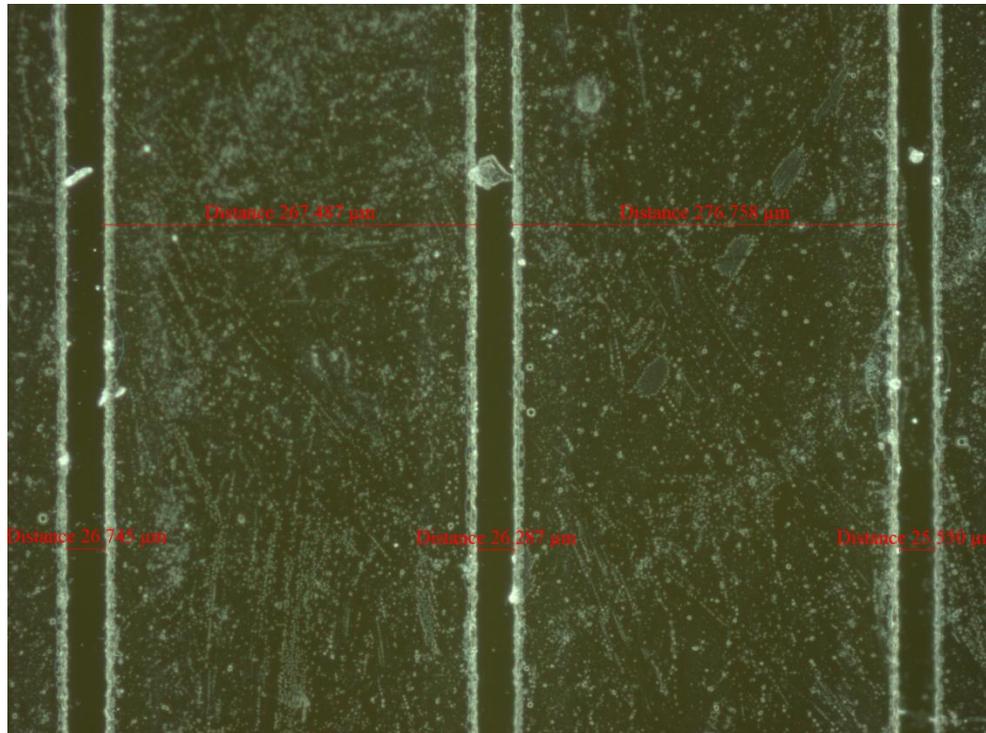


Fig. 4. 20. Fotografía mostrando el acabado de los surcos en la muestra de YIG 34.

Como se puede ver, a pesar de haberse utilizado una máscara con anchos de surco de 25 μm , al realizar el ataque químico en el fondo del surco se llegó a obtener anchos de hasta 27 μm . Esto es debido a la calidad de las máscaras realizadas ya que la resolución de la impresora utilizada para hacer los acetatos no alcanza a definir bien las líneas en los bordes provocando que éstos no sean uniformes.

Además, se logra apreciar la línea gruesa del borde de los surcos, esto es debido al ataque químico ya que actúa de manera anisotrópica haciendo que ataque más rápido en las paredes del surco que en el fondo de éste.

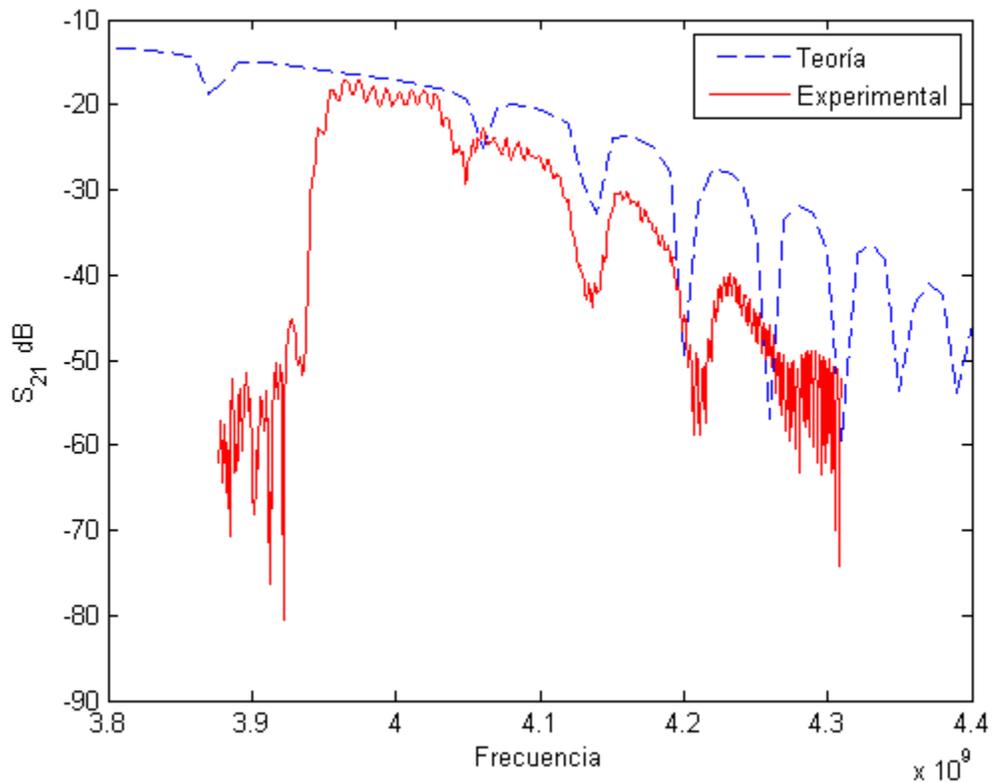


Fig. 4. 21. Comparación usando programa computacional para simular comportamiento de cristales magnónicos contra datos experimentales.

En la Fig. 4. 21 se observa otra muestra con casi las mismas características que similares a la anterior (YIG 34), la única diferencia es que se usó una máscara con ancho de surco de 30 μm y la profundidad obtenida fue alrededor de 1 μm . La diferencia lograda al cambiar el ancho de surco se ve reflejada en el espectro de dispersión que se obtiene ya que los bangaps se ensanchan. Podemos ver que la comparación entre la teoría con lo experimental es satisfactoria, pues se logran distinguir la frecuencia a la cual se presentas las bandas prohibidas en el cristal magnónico.

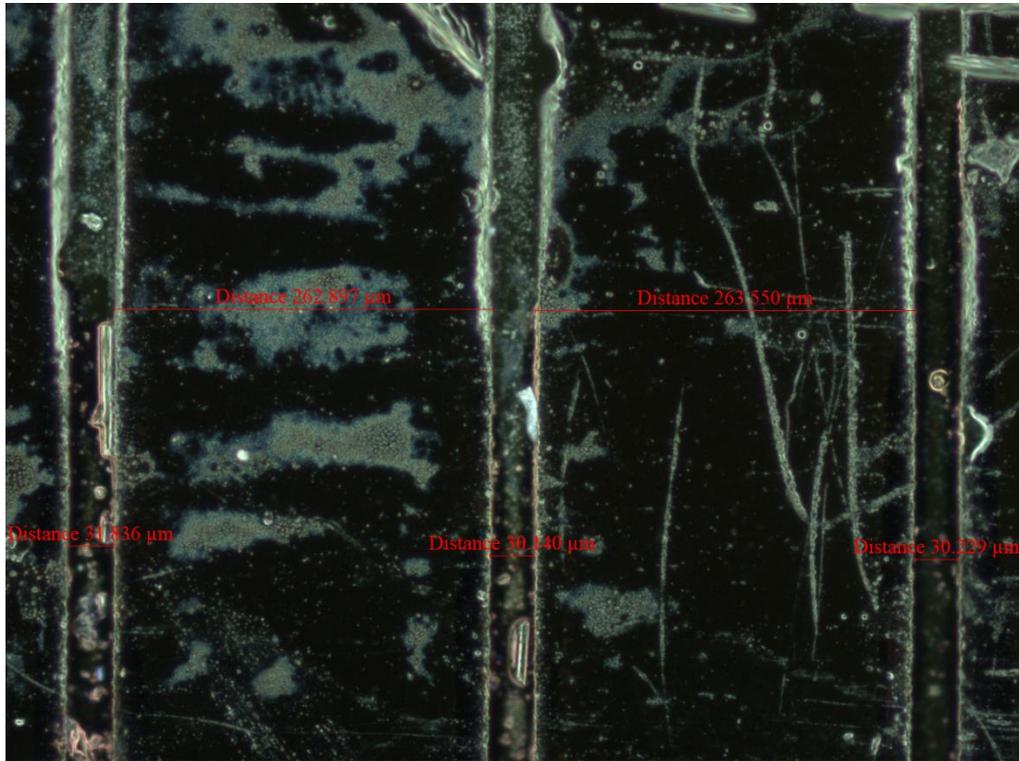


Fig. 4. 22. Fotografía mostrando el acabado de los surcos en la muestra de YIG 39.

Para finalizar se muestra en la Fig. 4. 22 la foto tomada con el microscopio de campo oscuro de la muestra de YIG 39. Se observa en ella residuos de la fotoresina utilizada pero también se distingue que las líneas no son completamente uniformes ya que en los bordes se presenta un ancho mayor que en el centro; esto es debido principalmente a la baja adherencia de la fotoresina en la superficie de la muestra provocando desprendimientos de ésta.

Para finalizar, respecto a las estructuras periódicas hechas por medio de la evaporación de cobre, se obtuvieron resultados no satisfactorios como se mencionó con anterioridad, la razón por la cual se piensa que no funcionó es debido a la delgada capa de Cu que quedó depositada sobre el YIG, pues al parecer no fue suficiente el material para provocar el efecto esperado en dichas zonas. Además, no se hizo un depósito mayor al obtenido debido al calentamiento producido por la evaporación del Cu ya que había una posibilidad de dañar la muestra de YIG al calentarla a su temperatura de Curie.

Capítulo 5. Conclusiones

Durante el desarrollo del presente trabajo se obtuvieron valiosos conocimientos en cuanto a las variables involucradas dentro de los cristales realizados, pues se pudo visualizar como cada una de dichas variables afectaba la señal de salida de cada cristal, entre las cuales se encontró que la periodicidad y en ancho de cada línea afecta considerablemente el resultado de manera que a más delgadas las líneas más estrecho se hace el “bandgap”, es por ello que variando cada uno de estos parámetros se puede desarrollar un cristal con una respuesta específica para la aplicación que se requiera.

Un punto importante a notar es que se logró realizar un programa que simula el comportamiento de los cristales magnónicos, el cual nos da una buena aproximación de funcionamiento de los cristales y proporciona una herramienta para comprender cómo es que modifica la respuesta cada uno de los parámetros involucrados.

Por otro lado, otro objetivo logrado dentro de este trabajo fue el desarrollo de una metodología para el desarrollo de cristales con un “bandgap” determinado para la aplicación requerida, iniciando desde el cálculo y simulación hasta el proceso de fabricación. Esto tiene como consecuencia directa poder desarrollar cristales en menor tiempo y con una mejor calidad mejorando el proceso y dedicando un área específica para el desarrollo de los cristales.

Respecto a la eficiencia del cristal, se llegó a la conclusión que la dispersión puede ser controlada con la profundidad de surco y por su ancho, así como también por el número de surcos, esto en función con el espesor de surco esto porque al realizar surcos con la misma geometría y profundidad en otras muestras con espesor de película mayor no se consiguió ningún resultado satisfactorio. Se concluyó que para poder lograr formar bandgaps es necesario que los surcos sean mayores al 10% del espesor de película. Además, se logró establecer una relación con la formación de las bandas prohibidas “bandgaps” con la uniformidad entre periodos, ya que si los surcos realizados tienen las dimensiones necesarias pero no son pero no son lo más semejantes entre sí, no se logran formar los bandgaps, es por ello que se decide por un patrón de líneas rectas las cuales son fácilmente replicadas

En resumen, concretamente con el desarrollo de esta tesis se logró hacer una técnica para el diseño de cristales magnónicos en base a experimentación y cálculos que logra establecer una metodología que ayuda a cualquiera que esté interesado en el tema. Además marca una base para futuras investigaciones relacionadas con dispositivos magnónicos y su aplicación, ya sea en filtros, sensores, líneas de retardo o incluso compuertas lógicas.

Anexos

Anexo 1. Programa de MATLAB para simulación de cristales magnónicos.

```
%Programa de cálculo de "bandgaps" dentro de Cristal Magnónico (sistema
cgs).
clear,clc
%Parámetros de los surcos en el material.
d0=6.3*10^(-4); %Espesor de película sin surcos (6.3um).
d=0.8*10^(-4); %Profundidad de surco (2.2, 1.6 um).
d2=d0-d; %espesor de fondo de surco
w=2.5*10^(-3); %Ancho de surco (30, 25 um).
a=3*10^(-2); %Ancho del período (300 um).
N=20; %Número de periodos.

%La máxima reflexión ocurre cuando  $k=n\pi/a$  ó para longitudes de onda  $2a/n$ 
%Para un incremento de N la profundidad de las bandas de reflexión
aumenta.
%La reflexión aumenta con incrementos de w y d/d0.

%Parámetros físicos del material.
gamma=-2.8*(10^6); %Razón giromagnética
H0=770;% (G)Campo magnético externo (770 Oe)
Ms=1740;%Magnetización de saturación (1740 G)
Wm=2*pi*gamma*Ms;
W0=2*pi*gamma*H0;
dH=1;% (0.5 Oe)
paso=10000000; %Ancho de frecuencia de barrido.
%Frecuencia de barrido:
f=3.8*(10^9); %Frecuencia inicial
F=4.4*(10^9); %Frecuencia final
Ww=f:paso:F; % (Hz)Frecuencia de barrido.
n=size(Ww);
vectorsin=zeros(n);
l=1;
%Cálculo de las matrices.
for Ww=f:paso:F
W=2*pi*Ww;
k1=- (1/ (2*d0)) *log (1+(4/Wm^2) * (W0* (W0+Wm) -W^2));%Relación dispersión
Vgr1=(((Wm^2)*d0)/(4*W))*exp(-2*k1*d0); %Velocidad de grupo de las ondas
de espín.
k1l=(abs(gamma)*dH)*2*pi/(Vgr1);

T1=[exp((( -1i*k1)+k1l)*(a-w)),0;0,exp(((1i*k1)-k1l)*(a-w))]; % Matriz
para sección no estructurada.

k3=k1*d0/d2; %Razón de amortiguamiento de las ondas de espín dentro del
surco.
Vgr3=(((Wm^2)*d2)/(4*W))*exp(-2*k3*d2); %Velocidad de grupo de las ondas
de espín.
k33=(abs(gamma)*dH)*2*pi/(Vgr3);
%C=30; %Parámetro empírico

T3=[exp((( -1i*k3)+k33)*w),0;0,exp(((1i*k3)-k33)*w)]; %Dentro del surco.
```

```

%Para las fronteras de los surcos se tienen las matrices:
r=(d/(2*d0-d)); % Coeficiente de reflexión.
R=(1-r); %Coeficiente de transmisión a través de las uniones.
RR=(1+r);
T2=[R^(-1), r*(R)^(-1); r*(R)^(-1), R^(-1)];
T4=[RR^(-1), -r*(RR)^(-1); -r*(RR)^(-1), RR^(-1)];

%Luego la multiplicación de las matrices da:
T=T1*T2*T3*T4;
% Matriz para cristal magnónico
Tmc=T^N;
%De la matriz anterior el elemento T11 es el que contiene los valores de
%transmisión (S21).
Ptr=1/(Tmc(1,1)*conj(Tmc(1,1)));
%Luego, para obtener el valor en dB se realiza lo siguiente:
PtrdB=10*log10(Ptr);
vectorsin(l)=PtrdB;
%ingresando reloj
l=l+1;
end
Ww=f:paso:F;
figure(3)
plot(Ww,vectorsin,'--b')
xlabel('Frecuencia GHz')
ylabel('Transmisión S21 (dB)')
hold on

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
s_21=xlsread('ddatosyig39.xlsx','C2:C1124');
ff=xlsread('ddatosyig39.xlsx','B2:B1124');
plot(ff,s_21,'r')
xlabel('Frecuencia')
ylabel('S_2_1 dB')
legend('Teoría','Experimental')
hold off

```

Anexo 2. SU-8 2002 Data sheet

- SU-8 2002 Features
- High aspect ratio imaging
- 0.5 to > 200 μm film thickness in a single coat
- Improved coating properties
- Faster drying for increases throughput
- Near UV (350-400 nm) processing
- Vertical sidewalls

SU-8 2000	% Solids	Viscosity (cSt)	Density (g/ml)
2000.5	14.3	2.49	1.070
2002	29.00	7.5	1.123
2005	45.00	45	1.164
2007	52.50	140	1.175
2010	58.00	380	1.187
2015	63.45	1250	1.200

Fig. A. 1. Viscosidad de SU-8 2000

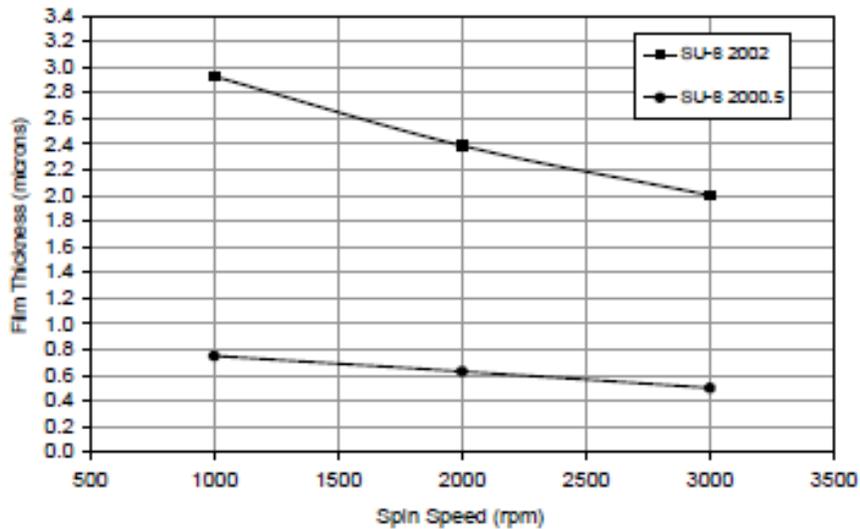


Fig. A. 2. Velocidad vs espesor. SU-8 2002

Physical Properties

(Approximate values)

Adhesion Strength (mPa) Silicon/Glass/Glass & HMDS	38/35/35
Glass Transition Temperature (Tg °C), tan δ peak	210
Thermal Stability (°C @ 5% wt. loss)	315
Thermal Conductivity (W/mK)	0.3
Coeff. of Thermal Expansion (CTE ppm)	52
Tensile Strength (Mpa)	60
Elongation at break (εb %)	6.5
Young's Modulus (Gpa)	2.0
Dielectric Constant @ 10MHz	3.2
Water Absorption (% 85°C/85 RH)	0.65

Anexo 3. Propiedades de Yttrium Iron Garnet (YIG).

Structure and Physical Properties		
Chemical formula		$\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$
Crystal structure		Cubic
Number of formula units per unit cell		8
Lattice constant (25 °C)		12.376 Å
Mass density (25 °C)		5172 kg/m ³
Octahedral Sublattice		
Site density	N_a	$8.441 \times 10^{27} \text{ m}^{-3}$
Angular momentum	J_a	5/2
Landé g factor	g_a	2
Magnetization at 0 K	M_a (0 K)	391.5 kA/m
Tetrahedral Sublattice		
Site density	N_d	$12.66 \times 10^{27} \text{ m}^{-3}$
Angular momentum	J_d	5/2
Landé g factor	g_d	2
Magnetization at 0 K	M_d (0 K)	587.2 kA/m
Molecular Field Constants [1]		
Octahedral	λ_{aa}	735.84
Tetrahedral	λ_{dd}	344.59
Nearest-neighbor	λ_{ad}	1100.3
Phenomenological Exchange Constant [2]		
Defined by $h_{\text{ex}} = \lambda_{\text{ex}} \nabla^2 m$ (3.104)	λ_{ex}	$3 \times 10^{-16} \text{ m}^2$
Macroscopic Magnetic Properties		
Magnetization at 0 K	M_{tot} (0 K)	196 kA/m
Magnetization at 298 K	M_{tot} (298 K)	140 kA/m
Curie temperature	T_c	559 K
Anisotropy Constants		
First-order cubic (4.2 K) [3]	K_{c1} (4.2 K)	-2480 J/m^3
First-order cubic (295 K) [3]	K_{c1} (295 K)	-610 J/m^3
Second-order cubic (4.2 K) [4]	K_{c2} (4.2 K)	-118.0 J/m^3
Second-order cubic (273 K) [4]	K_{c2} (273 K)	-26.0 J/m^3
Optical Properties [5–7]		
Refractive index (1.2 μm)	n	2.2
Faraday rotation (1.2 μm)	ϕ_F	240 deg/cm
Absorption coefficient (1.2 μm)	α	0.069 cm^{-1}
Cotton–Mouton tensor elements (1–3 μm)	$g_{44} M_S^2$	-1.14×10^{-4}
	$\Delta g M_S^2$	5.73×10^{-5}
Cotton–Mouton rotation (1.14 μm)	Φ_{CM}	-160 deg/cm

Bibliografía

- *Magnetic materials, fundamentals and applications*; A. Spaldin; Cambridge 2nd Ed; 2003.
- *Spinwaves, Theory and applications*; D. Stancil, A. Prabhakar; Springer; 2009.
- B. A. Kalinikos, *personal communication* (1987).
- J. Smit and H. P. J. Wijn, *Ferrites*. New York: Wiley and Sons, 1959, ch. 7, pp. 132
- W. B. Weir, “Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies,” *Proc. IEEE*, vol. 62, pp. 33-36, Jan, 1974
- M. P. Kostylev, A. A. Serga, T. Schneider, T. Neumann, B. Leven, B. Hillebrands, and R. L. Stamps, *Phys. Rev. B* 76, 184419 2007
- Walter Barry, “A broad-band, automated, stripline technique for the simultaneous measurement of complex permittivity and permeability” *IEEE*, Jan, 1986.
- Yu. V. Gulyaev, S. A. Nikitov, “Magnonic Crystals and spin waves in periodic structures”, *Doklady Physics*, Vol. 46, No. 10, 2001, pp. 687–689. Translated from *Doklady Akademii Nauk*, Vol. 380, No. 4, 2001, pp. 469–471.
- A.B. Ustinov, N. Yu. Grigor’eva, B. A. Kalinikos, “Observation of spin-wave envelope solitons in periodic magnetic film structures” ISSN 0021-3640, *JETP Letters*, 2008, Vol. 88, No. 1, pp. 31–35. © Pleiades Publishing, Ltd., 2008.
- V. V. Kruglyak, A. N. Kuchko, “Damping of spin waves in a real magnonic crystal” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 272–276 (2004) 302–303.
- Y. Filimonov, E. Pavlov, S. Vystostkii, S. Nikitov, “Magnetostatic surface wave propagation in a one-dimensional magnonic crystal with broken translational symmetry”, *APPLIED PHYSICS LETTERS* 101, 242408 (2012).
- V V Kruglyak, S O Demokritov, D Grundler, “Magnonics”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43 (2010) 264001 (14pp).
- Yu. V. Gulyaev and S. A. Nikitov, “Magnonic Crystals and Spin Waves in Periodic Structures”, *Doklady Physics*, Vol. 46, No. 10, 2001, pp. 687–689. Translated from *Doklady Akademii Nauk*, Vol. 380, No. 4, 2001, pp. 469–471.
- M. Dvornik, A. N. Kuchko, and V. V. Kruglyak, “Micromagnetic method of s-parameter characterization of magnonic devices”, *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS* 109, 07D350 (2011).
- Florin Ciubotaru, Andrii V. Chumak, Björn Obry, Alexander A. Serga, Burkard Hillebrands, “Magnonic band gaps in waveguides with a periodic variation of the saturation magnetization”, *PHYSICAL REVIEW B* 88, 134406 (2013).

- R. G. Kryshchal, A. V. Medved, "Surface acoustic wave in yttrium iron garnet as tunable magnonic crystals for sensors and signal processing applications", *APPLIED PHYSICS LETTERS* 100, 192410 (2012).
- Kai H. Chi, Yun Zhu, Rong W. Mao, James P. Dolas, Chen S. Tsai, "An approach for analysis of magnetostatic volume waves in magnonic crystals", *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS* 109, 07D320 (2011).
- M. Kostylev, P. Schrader, R. L. Stamps, G. Gubbiotti, G. Carlotti, A. O. Adeyeye, S. Goolaup, N. Singh, "Partial frequency band gap in one-dimensional magnonic crystals", *APPLIED PHYSICS LETTERS* 92, 132504 2008.
- K. Rivkin, L. E. DeLong, J. B. Ketterson, "Microscopic study of magnetostatic spin waves", *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS* 97, 10E309 s2005d.
- Sangkook Choi, Ki-Suk Lee, Sang-Koog Kim, "Spin-wave interference", *APPLIED PHYSICS LETTERS* 89, 062501 2006.
- M. Mruczkiewicz, M. Krawczyk, V. K. Sakharov, Yu. V. Khivintsev, Yu. A. Filimonov, "Standing spin waves in magnonic crystals", *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS* 113, 093908 (2013).
- V. E. Demidov, M. P. Kostylev, K. Rott, J. Münchenberger, G. Reiss, "Excitation of short-wavelength spin waves in magnonic waveguides", *APPLIED PHYSICS LETTERS* 99, 082507 (2011).
- *Wave propagation in linear and nonlinear periodic media; Courses and lectures No. 540, CISM; Springer Wien New York; 2012.*
- *Microwave Engineering; David M. Pozar; Wiley 4th Ed; 2012.*
- *Fundamentos de manufactura moderna; Mikell P. Groover; Mc Graw Hill 3^a Ed.; 2007.*