



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
FACULTAD DE INGENIERÍA

Propagación de Ondas de Espín en Cristales Magnónicos

TESIS

Que para obtener el título de
Ingeniero en Telecomunicaciones

P R E S E N T A

Oscar Uriel Venegas Montoya

DIRECTOR DE TESIS

Dr. Cesar Leonardo Ordoñez
Romero



Ciudad Universitaria, Cd. Mx. Julio de 2019



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.

- 1. Introducción**
- 2. Ondas Electromagnéticas en Medios Dispersivos**
 - 2.1 Ecuaciones de Maxwell
 - 2.2 Ecuaciones de Onda
 - 2.3 Ecuación de Walker
- 3. Cristales Magnónicos**
 - 3.1 Propiedades Magnéticas de los Materiales
 - 3.2 Estructuras Periódicas
 - 3.3 Fabricación de Cristales Magnónicos
- 4. Introducción a las Ondas de Espín**
 - 4.1 El Espín
 - 4.2 Ondas Magneto-estáticas de Superficie (MSSW)
 - 4.3 Ondas Magneto-estáticas de Volumen Regresivo (MBVW)
 - 4.4 Ondas Magneto-estáticas de Volumen Progresivo (MFVW)
- 5. Desarrollo del Experimento**
 - 5.1 Diseño del Experimento
 - 5.2 Modelo Teórico
 - 5.3 Mediciones Experimentales
 - 5.4 Algoritmo de Simulación
- 6. Análisis de Resultados**
- 7. Conclusiones**
- 8. Bibliografía**
- 9. Anexo I**

1. Introducción

Durante las últimas décadas, el constante aumento en la demanda en las telecomunicaciones y diversos campos tecnológicos ha estimulado múltiples investigaciones en el campo de la magnónica y la espintrónica, enfocando estas aplicaciones a áreas tales como el procesamiento de señales, el reconocimiento de patrones entre otros; es en el campo de las aplicaciones donde se presentan los mayores retos para las ondas de espín pues, éstas presentan una serie de características que las diferencian de las ondas electromagnéticas y las ondas mecánicas.

El diseño y construcción de un cristal magnónico como medio de transmisión de ondas de espín, es un proceso que involucra múltiples factores físicos y químicos que se deben tomar en cuenta para obtener un resultado deseado, teniendo así, un proceso complejo que conlleva una considerable inversión de tiempo y recursos; es de esta complejidad que nace la necesidad de poder tener una visualización previa acerca del comportamiento que tendrán ciertos parámetros físicos muy específicos del cristal, al momento de ser utilizado como medio de transmisión de ondas de espín.

En el presente trabajo de investigación se muestra el diseño de un algoritmo computacional que simula los parámetros de transferencia de un cristal magnónico unidimensional, el algoritmo fue desarrollado en el entorno de programación Matlab® basándose en la teoría de propagación de ondas de espín en medios magnéticos artificiales; el algoritmo está constituido por dos partes principales: la primera, una interfaz gráfica para el ingreso de los parámetros físicos de la muestra por parte del usuario y la segunda, la cual es el algoritmo de simulación en sí.

Para la realización de esta tesis fue necesario abordar diferentes temas, en el capítulo 2 se describe el comportamiento que tienen las ondas electromagnéticas en medios donde la velocidad de propagación depende directamente de la longitud de onda, también llamados medios dispersivos; en el capítulo 3 se presentan las principales características de los materiales magnéticos, así como su clasificación, a partir de la definición de materiales *ferrimagnéticos* es que se define el concepto de *cristal magnónico* y algunos de los principales métodos de fabricación.

En el capítulo 4 se introduce el concepto de *espín* como una cantidad física, esencial y abstracta de la materia, a partir de la cual, y por medio de perturbaciones del espín es que son creadas las *ondas de espín*, se definen los tres principales tipos de *ondas de espín*: de superficie (*MSSW*, por sus siglas en inglés), de volumen regresivo (*MSVBW*, por sus siglas en inglés) y de volumen progresivo (*MSVFW*, por sus siglas en inglés). En el capítulo 5 se muestra la teoría que sustenta el algoritmo de simulación computacional, comenzando con conceptos de líneas de transmisión, matriz de dispersión, transmisión y cómo es que se extrapolan estos conceptos para llegar a modelar una película delgada ranurada. Finalmente, en el capítulo 6 se presentan los resultados obtenidos del algoritmo, se muestran un par de ajustes realizados a películas previamente construidas, así como la exactitud que tiene el algoritmo.

2. Ondas Electromagnéticas en Medios Dispersivos

2.1 Ecuaciones de Maxwell

Las ecuaciones de Maxwell son la representación de los fenómenos electromagnéticos desde un punto de vista macroscópico, éstas resumen la teoría electromagnética en su totalidad. En un inicio, hacia el siglo XVIII, sumaban un total de 20 ecuaciones, gracias a las aportaciones de Heaviside en conjunto con Gibbs se tiene la notación vectorial, que resume las ecuaciones a un total de cuatro, a continuación, se presentan:

$$\nabla \times H = \frac{dD}{dt} + J \dots \dots \dots (2.2.1)$$

$$\nabla \times E = -\frac{dB}{dt} \dots \dots \dots (2.2.2)$$

$$\nabla \cdot D = \rho \dots \dots \dots (2.2.3)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \dots \dots \dots (2.2.4)$$

Donde:

D es la densidad de flujo eléctrico (C/m²)

E es la intensidad de campo eléctrico (V/m)

H es la intensidad de campo magnético (A/m)

B es la densidad de flujo magnético (T o Wb/m²)

J densidad de corriente de desplazamiento (A/m²)

ρ densidad de carga volumétrica (C/m³)

Las ecuaciones se pueden expresar en función del tiempo, como anteriormente se realizó y/o en función de la frecuencia, para esto debemos aclarar que, para nuestros propósitos, nos interesan los campos que varían de manera sinusoidal a una frecuencia determinada, estos campos tienen la siguiente forma:

$$E(t) = Re \{E(\omega)e^{-i\omega t}\} \dots \dots \dots (2.1.5)$$

Centramos nuestra atención en el término $E(\omega)e^{-i\omega t}$, este elemento representa una cantidad compleja donde la amplitud y fase del campo están contenidos; así, en el dominio de la frecuencia podemos reemplazar las derivadas con respecto del tiempo por el término $i\omega$, entonces en el dominio de la frecuencia las ecuaciones tienen la siguiente forma.

$$\nabla \times H = i\omega D + J \dots \dots \dots (2.1.6)$$

$$\nabla \times E = -i\omega B \dots \dots \dots (2.1.7)$$

$$\nabla \cdot D = \rho \dots \dots \dots (2.1.8)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \dots \dots \dots (2.1.9)$$

Es importante tener en cuenta ambas notaciones, ya que dependiendo el caso utilizaremos una u otra. Las densidades de flujo, tanto eléctrico como magnético, están relacionadas con sus respectivos campos a través de las relaciones constitutivas, las cuales se presentan a continuación:

$$B = \mu_0 H \dots \dots \dots (2.1.10)$$

$$D = \epsilon_0 E \dots \dots \dots (2.1.11)$$

Donde μ_0 y ϵ_0 representan la permeabilidad y permitividad en el espacio libre, respectivamente:

$$\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \left(\frac{F}{m} \right)$$

$$\mu_0 = 12.57 \times 10^{-7} \left(\frac{H}{m} \right)$$

Al estar trabajando con ondas electromagnéticas en un medio distinto al vacío, en las anteriores relaciones constitutivas aparecen términos adicionales debido a la respuesta que tiene el material a la presencia del campo, las expresiones generales para estos casos son:

$$D = \epsilon_0 E + P \dots \dots \dots (2.1.12)$$

$$B = \mu_0 (H + M) \dots \dots \dots (2.1.13)$$

Donde \mathbf{P} es el momento dipolar eléctrico por unidad de volumen (C/m²) y \mathbf{M} es el momento dipolar magnético por unidad de volumen (A/m²), también conocidos como polarización y magnetización, respectivamente. Medios donde \mathbf{P} y \mathbf{M} solo dependen de la primera componente de potencia del campo aplicado se dice que son *materiales lineales*, si la respuesta de un material lineal a un campo, eléctrico y/o magnético, externo es instantánea, las densidades de polarización y magnetización se relacionan con dicho campo de la siguiente manera:

$$P(t) = \epsilon_0 \overline{\chi_e} \cdot E(t) \dots \dots \dots (2.1.13)$$

$$M(t) = \mu_0 \overline{\chi_m} \cdot H(t) \dots \dots \dots (2.1.14)$$

Donde $\overline{\chi_e}$ y $\overline{\chi_m}$ son los tensores de susceptibilidad eléctrica y magnética, respectivamente. Tal y como lo hicimos con las ecuaciones de Maxwell, nos resulta de gran utilidad expresar las anteriores ecuaciones en el dominio de la frecuencia, pues la respuesta a una excitación de tipo sinusoidal siempre alcanza un estado estable que está determinado por la amplitud de dicha excitación, así podemos expresar las ecuaciones 2.1.13 y 2.1.14 con respecto a la frecuencia de la siguiente manera:

$$P(\omega) = \epsilon_0 \overline{\chi_e} \cdot E(\omega) \dots \dots \dots (2.1.15)$$

$$M(\omega) = \mu_0 \overline{\chi_m} \cdot H(\omega) \dots \dots \dots (2.1.16)$$

Sustituyendo estas expresiones en las ecuaciones 2.1.12 y 2.1.13 las relaciones constitutivas (véase ecuaciones 2.1.10 y 2.1.11) estas son una de las dos formas generales que podemos encontrar para

dichas relaciones, en este caso la permitividad y permeabilidad son escalares ya que se considera el caso de la propagación de ondas electromagnéticas en el vacío. Las expresiones 2.1.17 y 2.1.18 son las relaciones constitutivas cuando las ondas electromagnéticas viajan a través de un medio anisótropo, podemos observar que para este caso la susceptibilidad magnética y eléctrica se vuelven matrices de 3x3 al igual que la permeabilidad y permitividad, dentro de las ecuaciones el término \underline{I} representa la matriz identidad.

$$\bar{\epsilon} = \epsilon_0(\bar{I} + \bar{\chi}_e) \dots \dots \dots (2.1.17)$$

$$\bar{\mu} = \mu_0(\bar{I} + \bar{\chi}_m) \dots \dots \dots (2.1.18)$$

2.2 Ecuaciones de Onda

Una vez presentadas las ecuaciones de Maxwell en su forma general, vayamos al caso particular donde tenemos una dependencia espacio - temporal. Consideremos los campos con una dependencia de la siguiente forma: $e^{(iK \cdot r - i\omega t)}$; en un momento particular (para t_0) la superficie sobre la cual la fase ϕ_0 de dicho campo permanece constante está dada por:

$$K \cdot r - \omega t_0 = \phi_0 \dots \dots \dots (2.2.1)$$

o

$$\hat{K} \cdot r = \frac{\omega t_0 + \phi_0}{\kappa} \equiv C_0 \dots \dots \dots (2.2.2)$$

Donde $\hat{K} = K/|K|$ es un vector paralelo a K. La ecuación 2.2.2 es la ecuación de un plano perpendicular al vector K, esta representación la podemos observar en la figura 2.2.1a.

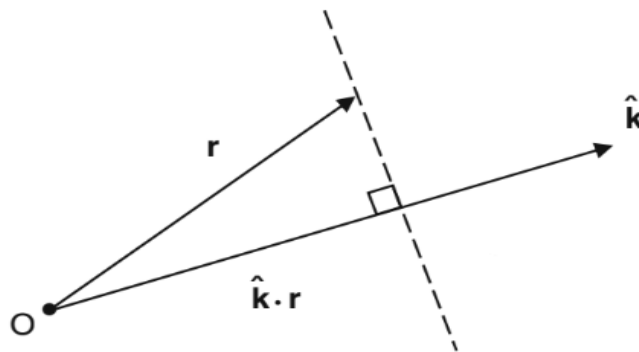


Figura 2.2.1. La superficie descrita por la proyección del vector \mathbf{r} sobre $\hat{\mathbf{K}}$

A partir de la ecuación 2.2.1, podemos observar que la fase incrementa a lo largo del eje K manteniendo t_0 constante. La distancia que recorre la onda a lo largo del eje vector unitario \hat{K} en un periodo de 2π es llamada longitud de onda, simbolizada por la letra λ (lambda), a partir de la longitud de onda podemos conocer el número de onda, simbolizado por la letra $\bar{\nu}$, el número de onda no es más que el número de longitudes de onda por unidad de tiempo, para este concepto tenemos:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \dots\dots\dots (2.2.3)$$

En cuanto a la ecuación 2.2.2, observamos que la constante C_0 se incrementa conforme el tiempo incrementa, así, la constante de fase se mueve en dirección del vector; la velocidad con la que se mueve la constante de fase es llamada velocidad de fase y es descrita por:

$$v_p = \frac{dC_p}{dt_0} = \frac{\omega}{k} \dots\dots\dots (2.2.4)$$

De acuerdo a la forma con la que la fase se mueve sobre el eje $\hat{\mathbf{K}}$, soluciones de la forma $e^{(i\mathbf{K}\cdot\mathbf{r} - i\omega t)}$ son llamadas *ecuaciones planas uniformes*. Asumiendo una dependencia en frecuencia de la forma $e^{(-i\omega t)}$ nos permite reemplazar las derivadas con respecto del tiempo en las ecuaciones de Maxwell por el término $-i\omega$, teniendo una dependencia temporal de la forma $e^{(i\mathbf{K}\cdot\mathbf{r})}$ podemos reemplazar el operador nabla ∇ por el término $i\mathbf{k}$. Por ejemplo, consideremos el siguiente caso:

$$\nabla e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} = \left[\hat{x} \frac{d}{dx} + \hat{y} \frac{d}{dy} + \hat{z} \frac{d}{dz} \right] e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$$

$$\nabla e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} = [\hat{x} i k_x + \hat{y} i k_y + \hat{z} i k_z] e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$$

$$\nabla e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} = i k_z e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$$

Así, las soluciones a las ecuaciones de Maxwell cuando estamos tratando con ondas electromagnéticas planas son las siguientes:

$$i\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -i\omega \mathbf{D} + \mathbf{J} \dots\dots\dots (2.2.5)$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = i\omega \mathbf{B} \dots\dots\dots (2.2.6)$$

$$i\mathbf{k} \cdot \mathbf{D} = \rho \dots\dots\dots (2.2.7)$$

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{B} = 0 \dots\dots\dots (2.2.8)$$

Notemos que la ecuación 2.2.8 es resultado de aplicar el producto punto de \mathbf{k} a la ecuación 2.2.6 en ambos lados, ya que tenemos la propiedad: $\mathbf{k} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) \equiv 0$, de manera similar al aplicar el producto punto de \mathbf{k} en la ecuación 2.2.7 obtenemos la siguiente ecuación:

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{J} = \omega \rho \dots\dots\dots (2.2.9)$$

La ecuación 2.2.9 expresa, a partir de la relación de la corriente de desplazamiento y la densidad de carga volumétrica, la conservación de carga presente en las ecuaciones de Maxwell; consideremos las ecuaciones 2.2.5 y 2.2.6 para el caso de un medio no conductivo, este par de ecuaciones pueden expresarse completamente en términos del campo eléctrico y magnético, \mathbf{E} y \mathbf{H} respectivamente, el resultado lo podemos observar en las ecuaciones 2.2.10 y 2.2.11.

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\omega \underline{\underline{\epsilon}} \cdot \mathbf{E} \dots\dots\dots (2.2.10)$$

$$\underline{k} \times \underline{E} = \omega \underline{\mu} \cdot \underline{H} \dots \dots \dots (2.2.11)$$

En este punto es conveniente definir la matriz antisimétrica \underline{K} ésta tiene propiedades de gran utilidad y es definida a continuación:

$$\underline{K} \equiv \underline{k} \times \underline{I} = \begin{bmatrix} 0 & -k_z & k_y \\ k_z & 0 & -k_x \\ -k_y & k_x & 0 \end{bmatrix}$$

Esta matriz tiene la siguiente propiedad:

$$\underline{k} \times \underline{A} = \underline{K} \cdot \underline{A} \dots \dots \dots (2.2.12)$$

Donde A es un vector arbitrario, esta igualdad nos permite reemplazar un producto vectorial por un producto interno, así las ecuaciones 2.2.10 y 2.2.11 pueden ser descritas como sigue.

$$\underline{k} \cdot \underline{H} = -\omega \underline{\varepsilon} \cdot \underline{E} \dots \dots \dots (2.2.13)$$

$$\underline{k} \cdot \underline{E} = \omega \underline{\mu} \cdot \underline{H} \dots \dots \dots (2.2.14)$$

Multiplicando la ecuación 2.2.13 en lado izquierdo por el inverso del tensor de permitividad y aplicando en ambos lados un producto punto por la matriz \underline{K} tenemos lo siguiente:

$$\underline{K} \cdot \varepsilon^{-1} \cdot \underline{K} \cdot \underline{H} = \omega \underline{K} \cdot \underline{E} \dots \dots \dots (2.2.15)$$

Sustituyendo el término $\omega \underline{K} \cdot \underline{E}$ en la ecuación 2.2.15 tenemos como resultado la ecuación de onda para el campo magnético.

$$[\underline{K} \cdot \varepsilon^{-1} \cdot \underline{K} + \omega^2 \underline{\mu}] \cdot \underline{H} = 0 \dots \dots \dots (2.2.16)$$

Haciendo un proceso similar para la ecuación correspondiente para el campo eléctrico tenemos:

$$[\underline{K} \cdot \mu^{-1} \cdot \underline{K} + \omega^2 \underline{\varepsilon}] \cdot \underline{E} = 0 \dots \dots \dots (2.2.16)$$

Las ecuaciones anteriores (2.2.16 y 2.2.17) son las ecuaciones complejas de onda para los campos magnético y eléctrico respectivamente. Estas ecuaciones pueden ser tratadas desde el punto de vista del álgebra lineal del cual sabemos que todo sistema homogéneo de ecuaciones lineales de la forma $\underline{A} \cdot \underline{X} = 0$, es consistente, ya que $x_1 = 0, x_2 = 0, \dots, x_n = 0$ siempre es solución; en otras palabras si sacamos el determinante a las ecuaciones anteriores sabemos que el resultado de este será cero, tal y como sigue:

$$\det [\underline{k} \cdot \varepsilon^{-1} \cdot \underline{k} + \omega^2 \underline{\mu}] = 0 \dots \dots \dots (2.2.18)$$

$$\det [\underline{k} \cdot \mu^{-1} \cdot \underline{k} + \omega^2 \underline{\varepsilon}] = 0 \dots \dots \dots (2.2.19)$$

Estas ecuaciones permiten obtener la relación existente entre el número de onda k y la frecuencia angular ω de la onda electromagnética plana que se propaga por el medio descrito por ε_0 y ω_0 . La

función resultante $\omega(k)$ es denominada la relación de dispersión de las ondas, para un medio isotrópico la relación de dispersión es:

$$k^2 = \omega^2 \mu \epsilon \dots \dots \dots (2.2.20)$$

2.3 Ecuación de Walker

En el espectro de las ondas electromagnéticas dentro de un material ferromagnético magnetizado, existen ondas con velocidades de fase y de grupo muy pequeñas, lo que nos permite modificar las ecuaciones de *Maxwell*, para obtener las ecuaciones magnetostáticas.

$$\nabla \times h = 0 \dots \dots \dots (2.3.1)$$

$$\nabla \cdot b = 0 \dots \dots \dots (2.3.2)$$

$$\nabla \times e = i\omega b \dots \dots \dots (2.3.3)$$

Para determinar la intensidad del campo, debemos especificar las relaciones constitutivas, para una ferrita magnetizada tenemos:

$$b = \bar{\mu} \cdot h \dots \dots \dots (2.3.4)$$

Donde

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

y

$$k_0 = \frac{\omega}{c}$$

El tensor de permeabilidad en la ausencia de interacción por intercambio y anisotropía es:

$$\bar{\mu} = \mu_0 \begin{bmatrix} 1 + \chi & -i\kappa & 0 \\ i\kappa & 1 + \chi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix},$$

Donde k y χ están dadas por:

$$k = \frac{\omega_0 \omega M}{\omega_0^2 \omega^2} \dots \dots \dots (2.3.5)$$

$$\chi = \frac{\omega_0 \omega M}{\omega_0^2 \omega^2} \dots \dots \dots (2.3.6)$$

Tal que: $\omega_0 \equiv -\gamma \mu_0 M_s$ y $\omega_0 \equiv -\gamma \mu_0 H_0$

Donde se supone que el campo de sesgo está alineado en dirección del eje \hat{Z} ; a partir de la propiedad $\nabla \times (\nabla \psi) \equiv 0$, donde ψ es un potencial magnetostático escalar, esto implica que:

$$\mathbf{h} = -\nabla\psi \dots \dots \dots (2.3.7)$$

Combinando las ecuaciones 2.3.2, 2.3.4 y 2.3.5 tenemos:

$$\nabla \cdot (\bar{\mu} \cdot \nabla\psi) = 0 \dots \dots \dots (2.3.8)$$

Utilizando el tensor de permeabilidad y la relación constitutiva para la permeabilidad magnética en un material, podemos expandir la ecuación 2.3.6 en:

$$(1 - \chi) \left[\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{d^2\psi}{dy^2} \right] + \frac{d^2\psi}{dz^2} = 0 \dots \dots \dots (2.3.9)$$

El tensor de susceptibilidad magnética χ y el número de onda k son considerados independientes a la posición; dado que la anterior expresión anterior está basada en las ecuaciones magnetostáticas (2.3.1 y 2.3.2) las soluciones de esta ecuación son conocidas como *modos magnetostáticos*. La ecuación 2.3.7 es conocida como la *ecuación de Walker* y es la ecuación básica para modos magnetostáticos en medios homogéneos.

Como ejemplo del uso de la *ecuación de Walker*, consideremos la propagación de una onda plana electromagnética en un medio infinito, asumiendo que el potencial magnetostático escalar es de la forma $e^{(i\mathbf{K}\cdot\mathbf{r})}$, la ecuación 2.3.7 se convierte en:

$$(1 - \chi)(k_x^2 + k_y^2) + k_z^2 = 0 \dots \dots \dots (2.3.10)$$

Si el ángulo de propagación del vector de la onda electromagnética respecto al eje \hat{Z} es θ tenemos entonces:

$$(k_x^2 + k_y^2) = k^2 \text{sen}^2(\theta) \dots \dots \dots (2.3.11)$$

$$k_z^2 = k^2 \text{cos}^2(\theta) \dots \dots \dots (2.3.112)$$

Sustituyendo las ecuaciones 2.3.9 y 2.3.10 en la expresión 2.3.8 tenemos:

$$\chi \text{sen}^2(\theta) = -1 \dots \dots \dots (2.3.13)$$

La expresión 2.3.11 puede ser expresada en términos de la frecuencia angular, resultando:

$$\omega = \left(\omega_0 + \omega_M (\text{sen}^2(\theta)) \right)^{1/2} \dots \dots (2.3.14)$$

El resultado que hemos obtenido en la ecuación 2.3.12 es independiente de la magnitud del número de onda k lo que significa que, a esta frecuencia específica, las ondas pueden tener cualquier longitud de onda; para comprender lo anterior es necesario referir a la figura 2.3.1, donde tenemos la relación de dispersión para la propagación de ondas cuando el vector de onda es paralelo y perpendicular, respectivamente, al campo magnético aplicado en una ferrita magnetizada. La curva superior delimita el rango de existencia de las *ondas de espín* cuando: $k \parallel H_{dc}$; mientras que la curva inferior delimita el rango de existencia de las *ondas de espín* cuando: $k \perp H_{dc}$.

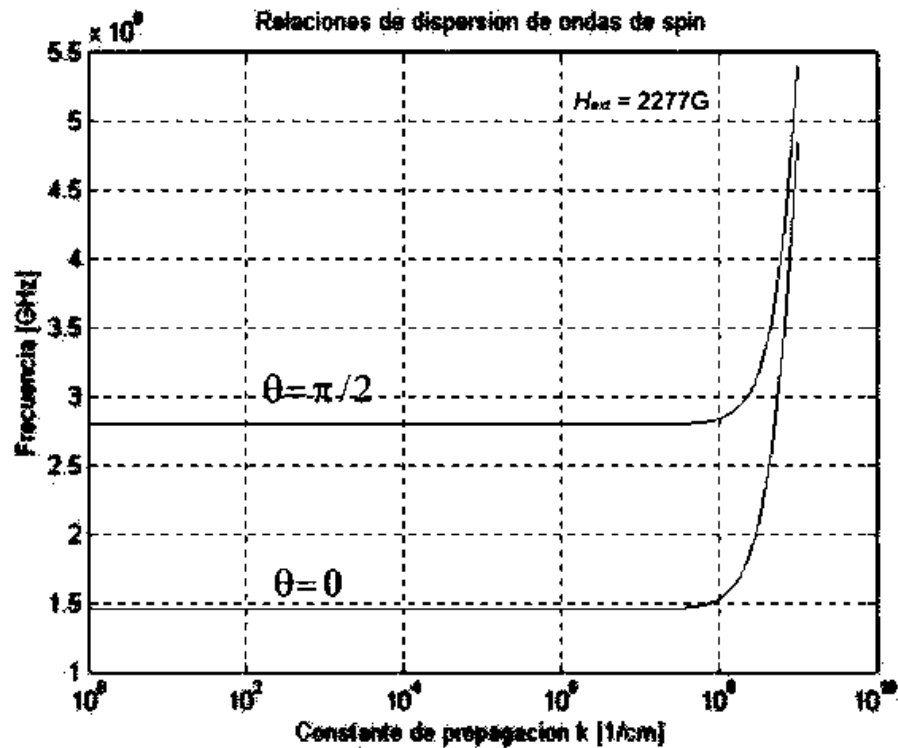


Figura 2.3.1. Relación de Dispersión para la Propagación de Ondas Paralelas y Perpendiculares al Campo Magnético Aplicado en un Ferrita Magnetizada

A partir de la curva de dispersión, se observa que para valores pequeños de la constante de propagación k , se tiene una propagación de *ondas de espín* conocida como *dipolares* también llamadas *magnetostáticas*, esto se debe a que en esta zona el término que contiene a la interacción de intercambio $\omega_0 \lambda_{ex} \kappa^2$ presenta valores despreciables. Para rangos donde la constante de propagación tiene valores grandes, los efectos de intercambio comienzan a tomar importancia, observándose así, una propagación por intercambio.

3. Cristales Magnónicos

3.1 Propiedades Magnéticas de los Materiales

Los fenómenos magnéticos tienen su origen en el movimiento de cargas eléctricas, si tomamos un material magnético y lo analizamos desde una perspectiva microscópica, encontraremos un movimiento orbital de electrones alrededor de su núcleo. En su movimiento orbital (de traslación), el electrón se puede considerar como un pequeño circuito cerrado de corriente, el cual genera un débil campo magnético con un momento magnético asociado en la dirección del eje de rotación, por tanto, se puede analizar como una espira circular por la que fluye una corriente eléctrica debida a un único electrón.

La segunda causa por la que los electrones generan un momento magnético es el giro que realizan sobre su propio eje (de rotación) estos momentos magnéticos requieren un tratamiento mecano-cuántico y representan una cantidad intrínseca o fundamental de las partículas llamada *espín*. Así, todos los materiales, en mayor o menor medida, se ven influidos por la presencia de un campo magnético externo, teniendo en términos generales cuatro principales grupos; el *diamagnetismo* se presenta en aquellos materiales que no poseen átomos o iones con un momento magnético permanente, experimentando una inducción magnética opuesta (en dirección) a la del campo magnético inicial; el *paramagnetismo*, por el contrario, es observado en materiales que poseen momentos magnéticos permanentes y se caracterizan por experimentar una inducción magnética en la misma dirección a la del campo magnético inicial.

El *ferromagnetismo* es de los cuatro fenómenos, el más fuerte en cuanto a magnitud se refiere, en la ausencia de un campo magnético los elementos magnéticos presentes en el material se agrupan en complejos y arbitrarios patrones, también conocidos como dominios magnéticos, cada uno de estos dominios está compuesto por un conjunto de momentos magnéticos elementales dipolares, cuando un campo magnético externo es aplicado, estos dominios se alinean con el campo magnético teniendo como consecuencia una magnetización neta o total.

Por último, el *ferrimagnetismo* es un fenómeno que se presenta en ciertos minerales como las ferritas (Fe_3O_4) y las Garnets, los cuales se caracterizan por tener conjuntos de átomos con momentos magnéticos opuestos, cuando la magnitud de estos momentos magnéticos elementales presentes en los materiales *ferrimagnéticos* son exactamente iguales en magnitud, se dice que tenemos un material *antiferrimagnético* pues su magnetización total es cero, por el contrario si la magnetización total es distinta de cero nuestro material es clasificado como *ferrimagnético*.

Las propiedades magnéticas anteriormente mencionadas son descritas a partir de la *susceptibilidad magnética*, definida por la letra griega $\bar{\chi}$ (chi-barra), la cual se define como la afinidad que presenta un material a ser magnetizado cuando este se encuentra bajo la influencia de un campo magnético externo; este concepto es expresado matemáticamente por la ecuación 2.1.1, donde \mathbf{M} representa el momento macroscópico neto por unidad de volumen, \mathbf{H} el campo magnético aplicado y \mathbf{M}_0 la magnetización espontánea dada la inexistencia de un campo magnético.

$$M = M_0 + \bar{\chi} \cdot H \dots\dots\dots (2.1.1)$$

En general la *susceptibilidad magnética* es representada por una matriz 3×3 , sin embargo, para materiales isotrópicos la inducción magnética es paralela o antiparalela al campo magnético aplicado, resultando en un escalar.

3.2 Estructuras Periódicas

Las estructuras periódicas han sido extensamente estudiadas y utilizadas en la ingeniería de microondas, desde cristales fotónicos hasta filtros o metamateriales, sus aplicaciones son muy extensas y variadas, estas aparecen en la naturaleza de manera muy cotidiana pudiéndolas observar en colmenas, cristales, hojas entre otros tantos ejemplos. Una estructura periódica se define como un arreglo finito o infinito construido a partir de una celda básica, repitiendo esta celda básica n cantidad de veces hasta lograr el arreglo deseado.

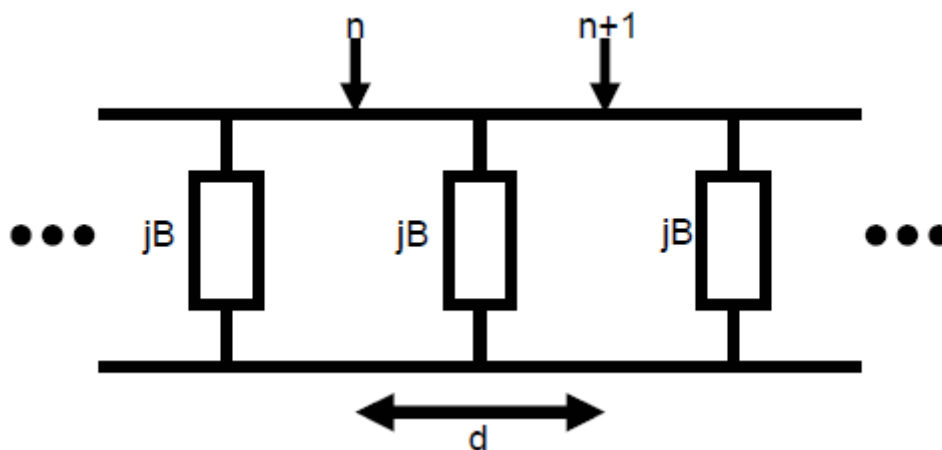


Figura 3.2.1. Esquema de Línea de Transmisión Periódica

En la figura 3.2.1 tenemos una línea de transmisión, la cual corresponde a una estructura periódica unidimensional cargada con elementos reactivos, en las figuras 3.2.2 y 3.2.3 son presentadas estructuras periódicas correspondientes a guías de onda, el objetivo en este tipo de estructuras es lograr efectos electromagnéticos muy específicos principalmente asociados con patrones de radiación e interacciones electromagnéticas.

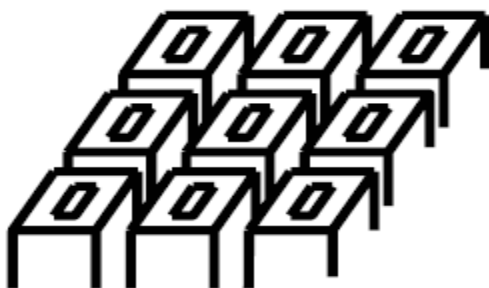


Figura 3.2.2. Estructura Periódica 1D



Figura 3.2.3. Estructura Periódica 2D

Siguiendo con las estructuras periódicas, encontramos a los *cristales* los cuales son materiales cuyos constituyentes átomos, moléculas o iones, se empaquetan de un modo regular y periódico, formando así una estructura microscópica ordenada (ver figura 3.2.4).

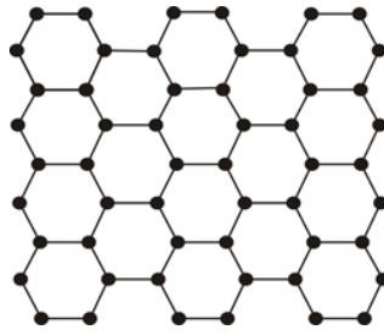


Figura 3.2.4. Modelo atómico planar de un material ordenado (Cristal)

El estado cristalino de la materia es el de mayor orden, es decir, aquel donde las correlaciones internas son mayores y a mayor rango de distancias; las estructuras cristalinas son un tema extremadamente amplio, representando ramas completas del conocimiento tal como la cristalografía, rama que se encarga del estudio de estas estructuras, en el presente trabajo nos centraremos en el uso y estudio de los cristales magnónicos.

3.3 Fabricación de Cristales Magnónicos

Los cristales magnónicos se definen como medios artificiales de propagación de ondas de espín caracterizados por variaciones periódicas de su estructura, los espectros que podemos encontrar en dichos cristales varían significativamente de aquellos que presentan una estructura uniforme, donde la propagación de ondas de espín no es posible. A pesar de que el término “*Cristal Magnónico*” es relativamente nuevo (*introducido por Nikitov et al en el año 2001*) este campo de estudio se remonta a principios de la década de los 70's cuando Sykes, Adam & Collins iniciaron los primeros estudios enfocados a filtros y resonadores en el rango de las microondas.

En la actualidad el campo de los cristales magnónicos ha crecido rápidamente, siendo un elemento clave en el procesamiento de ondas de espín, este crecimiento ha traído consigo la apertura para la creación de dispositivos multifuncionales basados en estos materiales tales como osciladores, inversores de tiempo y frecuencia, limitadores de potencia entre otros; aunado con todos estos dispositivos se han creado distintas técnicas de fabricación de cristales entre las que se encuentran la litografía, la deposición física de vapor (PVD, por sus siglas en inglés), la deposición química de vapor (CVD, por sus siglas en inglés) entre otras; a continuación de detallaran los tres métodos utilizados para la fabricación del cristal magnónico, cabe resaltar que la construcción del cristal no fue parte de la presente tesis sino que se echó mano de trabajos anteriores los cuales serán citados en la bibliografía.

Método 1: Fotolitografía

La litografía, también conocida como nano-litografía es un proceso de fabricación de microestructuras que ronda los nanómetros, es utilizada en la fabricación de circuitos integrados semiconductores; esta técnica tiene muchas variantes tales como la litografía óptica (fotolitografía), litografía por partículas cargadas, litografía de escaneo de sonda entre otras, de forma general el proceso de nano-litografía es un proceso muy similar al que han utilizado artistas e impresores desde la antigüedad, este consiste en la transferencia de patrones geométricos de una máscara a una superficie, dichos patrones contienen la información del circuito a construir.

Un material foto-resistente es un polímero sensible a la radiación de la luz dentro de cierto rango de longitudes de onda; esta sensibilidad provoca un incremento o decremento en la solubilidad del polímero cuando éste se expone a ciertos químicos, tales como la acetona ($\text{CH}_3(\text{CO})\text{CH}_3$).

La práctica típica es utilizar foto-resinas sensibles a la luz ultravioleta ya que ésta tiene una longitud de onda más corta que la luz visible, como consecuencia permite una imagen más fina en cuanto a los detalles microscópicos sobre la superficie del material a trabajar, 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 del material foto-resistente se caracteriza principalmente por: 1) adhesión a la superficie de la oblea, 2) la resistencia a los agentes químicos, 3) la resolución (término que se utiliza para describir la anchura mínima de los elementos del patrón y el espaciado en ellos) y 4) la fotosensibilidad (medida de la respuesta a distintas longitudes de onda de la luz).

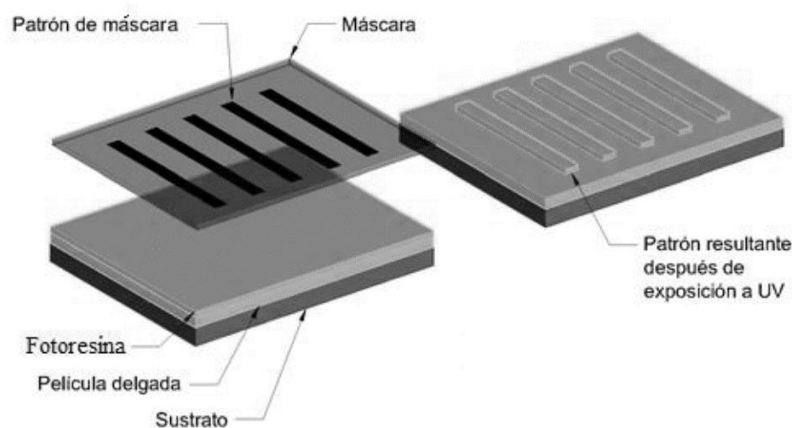


Figura 3.3.1. Esquema de los elementos que conforman la fotolitografía

Conforme disminuye el tamaño de los patrones geométricos, la fotolitografía convencional de UV se vuelve un método inservible pues la resolución ofrecida por ésta resulta muy pobre apareciendo así, métodos de fotolitografía que ofrecen una resolución tales como la litografía con rayos X o la litografía con iones; para cada uno de estos métodos son necesarios materiales con propiedades especiales para cada radiación.

Método 2: Procesos de Recubrimiento (PVD y CVD)

Los procesos de recubrimiento, como su nombre lo indica, se caracterizan por colocar un recubrimiento o capa independiente sobre la superficie del material a trabajar, existen principalmente dos, el recubrimiento físico de vapor (PVD, por sus siglas en inglés) y el recubrimiento químico de vapor (CVD, por sus siglas en inglés).

PVD

La deposición física de vapor consiste en un grupo de procesos en los que, un material en su fase de vapor se condensa sobre un sustrato como una película muy delgada, esto se logra gracias al uso de una cámara de vacío; la PVD es utilizada para realizar diversos recubrimientos tales como metales, aleaciones, cerámicos, polímeros entre otros. Todos los procesos de deposición física de vapor

consisten en tres pasos esenciales: 1) síntesis del vapor del recubrimiento 2) transporte del vapor al sustrato 3) condensación del vapor sobre la superficie del sustrato (ver figura 3.3.2).

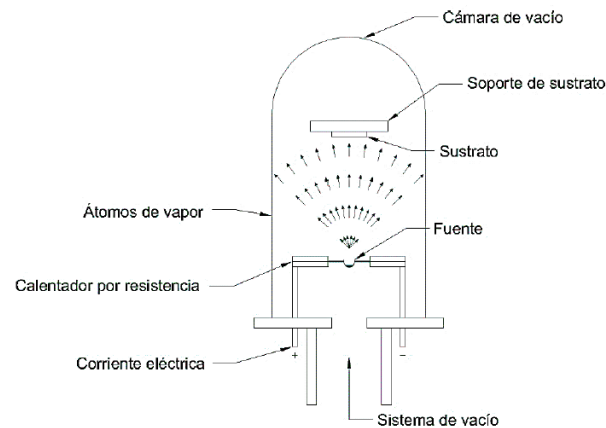


Figura 3.3.2. Esquema de depósito por evaporación de vacío

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.

CVD

La deposición física de vapor implica la interacción entre una mezcla especial de gases y la superficie de un sustrato que se encuentra a una temperatura alta, esto provoca la descomposición química del gas teniendo como consecuencia la formación de una película sólida sobre el sustrato; todas las reacciones químicas ocurren en una cámara de reacción sellada o reactor (ver figura 3.3.3).

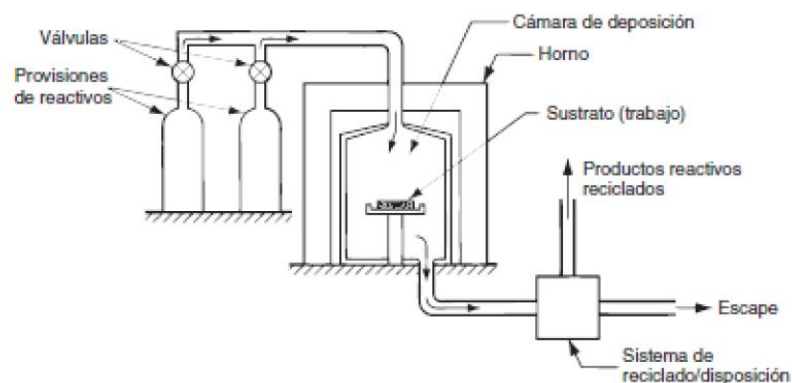


Figura 3.3.3. Reactor típico utilizado en la deposición química de vapor (CVD)

Existen diversas ventajas de utilizar este método tales como 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. Entre las desventajas se encuentran: 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.

4. Introducción a las Ondas de Espín

4.1 El Espín

A comienzos de 1920, Otto Stern y Walter Gerlach de la Universidad de Hamburgo en Alemania, condujeron una serie de importantes experimentos con haces de luz, teniendo como base la teoría electromagnética conocida hasta el momento y sabiendo que el movimiento de cargas eléctricas tiene como resultado la inducción de un campo magnético, Stern & Gerlach se dieron a la tarea de medir el campo magnético producido por los electrones que orbitan el núcleo de un átomo (ver *Stern – Gerlach experiment*); para su sorpresa, los dos físicos encontraron que los electrones por sí mismos actúan como si estuvieran girando sobre su propio eje, produciendo así, un pequeño campo magnético dipolar independiente al campo magnético debido al movimiento orbital del electrón sobre el núcleo del átomo.

Fue así como tiempo después se acuñó el término “*Spin*” que proviene del idioma inglés y se traduce como: girar, rotar, dar vueltas sobre. En un sentido amplio el espín es una cantidad física esencial que tiene una gran importancia en áreas como Ingeniería de Materiales, Física del Estado Sólido, Mecánica Cuántica entre otras; tal y como se mencionó anteriormente, intuitivamente se puede imaginar al espín como la rotación del electrón sobre su propio eje (ver figura 4.1.1), ésta concepción teóricamente no es correcta ya que implicaría que la velocidad de rotación del espín es mayor que la velocidad de la luz, cosa que es imposible para cualquier objeto que posea masa.

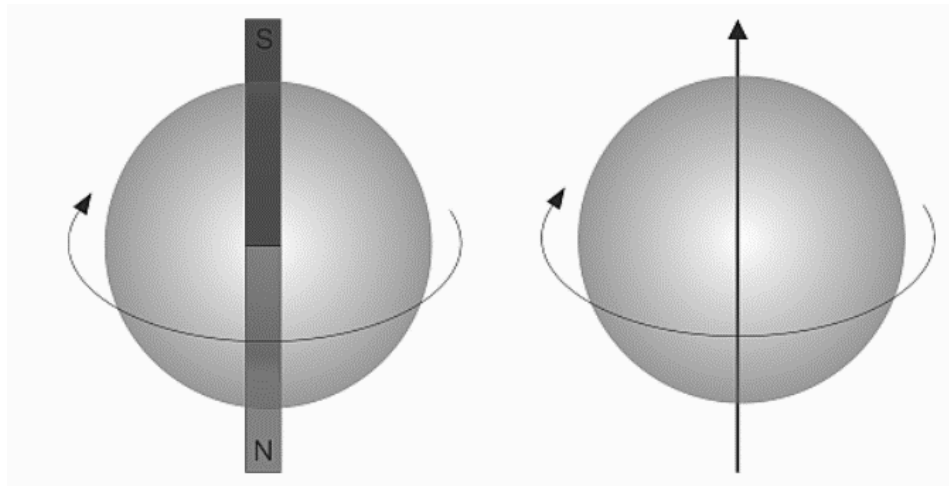


Figura 4.1.1. Movimiento rotacional de un electrón

Para fines de la presente tesis, la representación del espín como una barra magnética con un norte y un sur, los cuales coinciden con el eje de rotación del electrón funciona bastante bien, ya que describe los efectos macroscópicos que el espín tiene, por practicidad en lugar de considerar al espín como una barra magnética, lo consideraremos como una flecha la cual apunta al norte magnético de la barra. Estrictamente hablando el espín es una cantidad mecano-cuántica que no posee una contraparte en la mecánica clásica, de aquí que sea tan complicado conceptualizar de manera clara esta cantidad.

En materiales cristalinos (cristales) los átomos se encuentran en arreglos ordenados que los proveen de distintas características (magnéticas, eléctricas, mecánicas etc), sin embargo los espines de los electrones de dicho cristal se encuentran en un orden arbitrario, uno con respecto del otro, si nosotros colocamos el cristal dentro de un campo magnético externo lo suficientemente fuerte lograremos que

algunos de estos momentos magnéticos elementales se alineen de manera paralela al campo magnético aplicado, si ahora desviamos uno o algunos de estos momentos magnéticos de su posición de equilibrio, los momentos circundantes "sentirán" esto, ya que cada momento magnético produce un pequeño campo magnético, por lo que también se desviarán un poco de esta manera una onda de momentos magnéticos dipolares desviados es producida la cual propagará a través del cristal, formando así una onda de espín (ver figura 4.1.2).

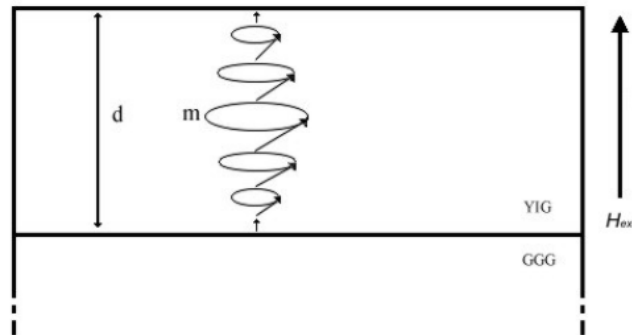


Figura 4.1.2. Resonancia de una onda de espín en un material ferromagnético

Las ondas de espín son descritas como fenómenos colectivos, excitaciones de momentos elementales magnéticos interactuando entre sí en un material ferromagnético, estas interacciones son movimientos precesionales del espín que se propagan a través del material; la aproximación magneto-estática es de mucha utilidad para describir ondas electromagnéticas cuando su longitud de onda en el medio que se propagan es mucho menor a aquella que tendrían si se propagaran en el vacío a la misma frecuencia.

Existen principalmente tres métodos de propagación de ondas de espín en películas delgadas, propagación de superficie (MSSW, por sus siglas en inglés), propagación de volumen progresivo (MSBVW, por sus siglas en inglés) y propagación de volumen regresivo (MSFVW, por sus siglas en inglés), a continuación, serán descritas más a detalle cada una.

4.2 Ondas de Espín de Volumen Progresivo (MSFVW)

A partir de una película ferromagnética magnetizada perpendicularmente a la superficie es posible generar ondas de espín de volumen, consideremos la figura 4.2.1, donde tenemos el esquema anteriormente descrito.

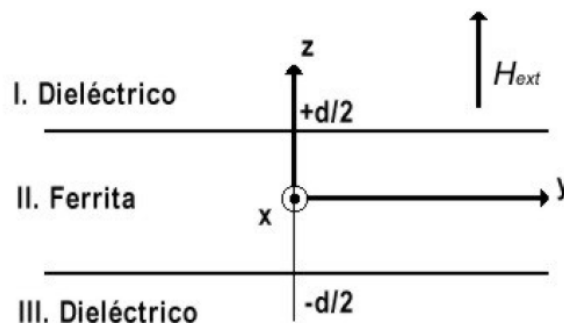


Figura 4.2.1. Película ferromagnética magnetizada perpendicularmente a la superficie

Suponiendo que el campo magnético aplicado es lo suficientemente intenso como para alinear paralelamente una buena cantidad de espines presentes en el material, podemos considerar como una solución a la ecuación de Walker la expresión 4.2.1.

$$\psi(r) = \psi_0 e^{jk_t r} \left[\frac{e^{jk_z z} + e^{-jk_z z}}{2} \right] = \psi_0 \cos(k_z Z) e^{jk_t r} \dots \dots \dots (4.2.1)$$

Donde ψ_0 es una constante arbitraria de amplitud, partiendo de esta ecuación y sabiendo que el rango de frecuencia de propagación de una onda magnetostática en una ferrita está sujeta a la ecuación 4.2.2, podemos, teóricamente, excitar una onda plana en la ferrita con una onda cuyo vector de onda lo podemos observar en la expresión 4.2.3; para este caso se espera que las reflexiones ocurran en los límites superior e inferior de la ferrita, los cuales están delimitados por el dieléctrico (ver figura 4.2.2).

$$\omega_0 \leq \omega \leq \sqrt{\omega_0(\omega_0 + \omega_M)} \dots \dots \dots (4.2.2)$$

$$k = k_t + \hat{z}k_z \dots \dots \dots (4.2.3)$$

Donde:

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

A partir del vector de onda y la frecuencia angular de propagación es posible conocer la relación de dispersión, la cual se produce cuando una onda electromagnética, en nuestro caso magnetostática, se propaga por un medio artificial el cual modifica su velocidad de propagación, la dispersión es un concepto que nos indica entre otras cosas, características esenciales de la onda tales como su longitud de onda y energía; la ecuación 4.2.4 relaciona el número de onda en el plano de la película k_t con la frecuencia angular de propagación (ω), ésta expresión resulta ser una ecuación trascendente pues su solución no es posible obtenerla utilizando únicamente herramientas propias del álgebra.

$$\tan \left[\frac{k_t d}{2\sqrt{-(1+x)}} - (n - 1) \right] = \frac{1}{\sqrt{-(1+4\pi x)}} \dots \dots \dots (4.2.4)$$

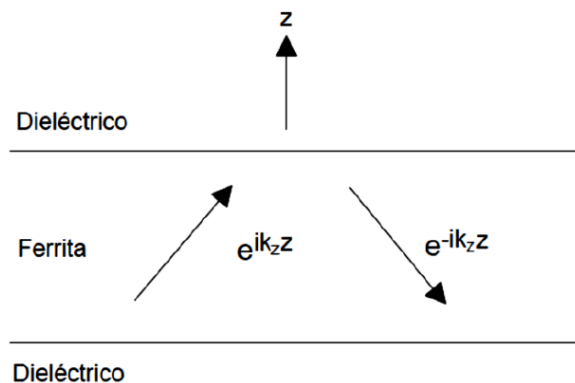


Figura 4.2.2. Esquema de propagación de una onda magnetostática en una película de ferrita

Así, para la solución de esta ecuación se hace uso de una aproximación propuesta por *Kalinikos*, en la cual la ecuación de dispersión queda de la siguiente manera:

$$\omega^2 = \omega_0 \left[\omega_0 + \omega_M \left(\frac{1 - e^{-k_z d}}{k_z d} \right) \right] \dots \dots \dots 4.2.5$$

Esta expresión relaciona la frecuencia angular con la constante de propagación, al graficar ésta expresión tenemos la relación de dispersión para las ondas magnetostáticas de volumen de tipo progresivo (ver figura 4.2.3).

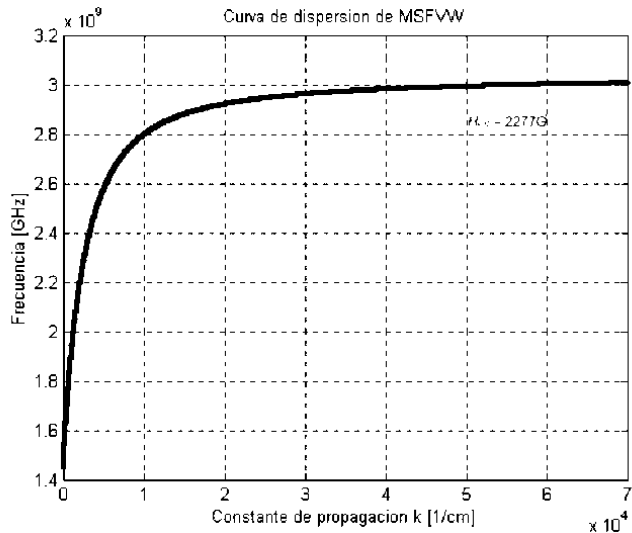


Figura 4.2.3. Curva de dispersión para las ondas magnetostáticas de volumen de tipo volumen progresivo (MSFVW)

Cuando $k_t = 0$ la frecuencia del modo magnetoestático corresponde con el límite inferior del rango de existencia de las ondas de espín, ya que el vector k tiene únicamente componente en dirección del eje Z, lo cual corresponde con la condición de propagación paralela al vector de campo magnético de magnetización ($\theta = 0^\circ$). Cuando k_t incrementa, el ángulo que forma el vector k con el campo magnético de magnetización también aumenta, y en el límite tiende a la condición en la cual la onda se propaga con un ángulo de 90° con respecto al campo magnético externo.

La velocidad de grupo para las ondas magnetostáticas de volumen de tipo progresivo se define como:

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \dots \dots \dots (4.2.6)$$

De esta forma es fácil ver que conforme el valor de la constante de propagación k aumenta las ondas de espín se hacen cada vez más lentas; este tipo de ondas de espín se conocen como de volumen por el tipo de distribución de campo sinusoidal que presentan a lo largo del espesor de la película (ver figura 4.2.4), a continuación, se presentan algunas de sus principales características:

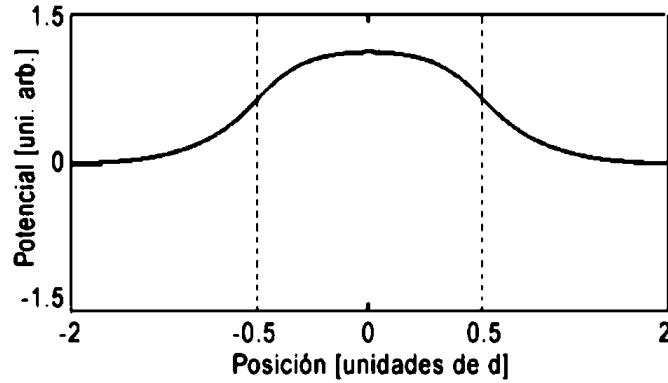


Figura 4.2.4. Perfil del potencial magnético para las ondas de volumen progresivas MSFVW (las líneas punteadas indican las superficies superior e inferior del corte transversal de la película de YIG)

- La relación de dispersión depende de la magnitud de la onda, pero no de la dirección de propagación, por lo tanto, se dice que la propagación de la onda es isotrópica en la película.
- La velocidad de fase y grupo tienen diferentes magnitudes y la misma dirección, ondas con esta característica se conocen como ondas de progresión o forward waves, por su definición en inglés.

4.3 Ondas de Espín de Volumen Regresivo (MSBVW)

Para las ondas de espín del tipo volumen regresivo (MSBVW, por sus siglas en inglés) es considerada una película magnetizada tangencialmente a la superficie de propagación (ver figura 4.2.5), en general, las características de propagación de las ondas de espín generadas dependen en gran medida del ángulo entre el vector de propagación k y el campo magnético de magnetización H_{dc} ; cuando el ángulo comprendido entre estos dos vectores es cero, es decir ambos son paralelos, tenemos ondas del tipo MSBVW.

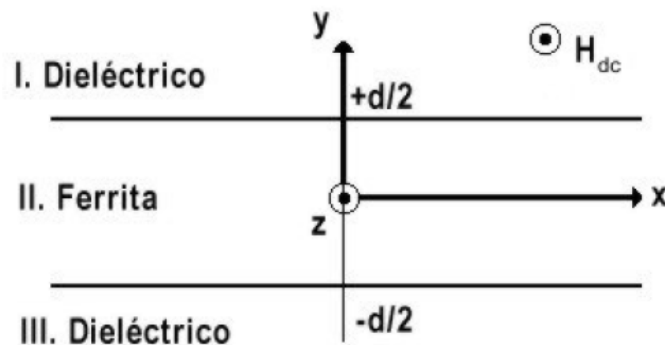


Figura 4.2.5. Película magnetizada tangencialmente

De la misma manera que para el caso de las ondas magnetostáticas del tipo volumen progresivo (MSFVW) al relacionar la frecuencia angular y el vector de propagación de la onda en la película magnetizada tangencialmente, obtenemos una ecuación trascendental, para la cual debemos recurrir a una solución geométrica proporcionada por *Kalnikos* donde es posible obtener a ω en términos de k (ver ecuación 4.2.7); la curva de dispersión correspondiente a esta ecuación se presenta en la figura 4.2.6.

$$\omega^2 = \omega_H \left[\omega_H + \omega_M \left(\frac{1 - e^{-k_z d}}{k_z d} \right) \right] \dots \dots \dots 4.2.7$$

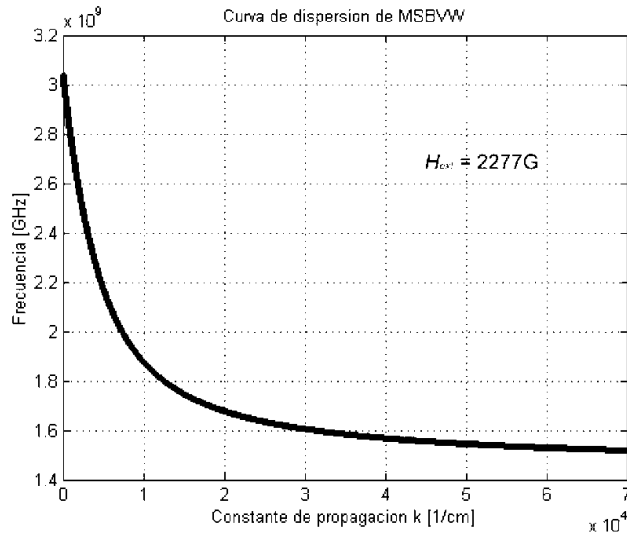


Figura 4.2.6. Curva de dispersión para las ondas magnetostáticas de volumen de tipo volumen regresivo (MSBVW)

En la curva de dispersión cuando $k_z = 0$ la onda plana se está propagando perpendicularmente al campo aplicado (correspondiente a $\theta = 90^\circ$), lo cual correspondería al límite superior, cuando k_z se incrementa el ángulo comprendido entre k_z y el campo de magnetización H_{dc} θ decrece.

Las principales características que presentan las ondas de espín de tipo volumen regresivo este modo de propagación son las siguientes:

- La relación de dispersión es independiente de la dirección de propagación.
- La velocidad de fase de un punto arbitrario sobre la curva (w/k) está dado por: $v_p = w/k$ y es positiva, en contraste, la velocidad de grupo en ese mismo es $v_g = -\partial\omega/\partial k_z$, y es negativa; así, ambas velocidades están apuntando en direcciones opuestas, de aquí el nombre “backward”.
- La amplitud de la onda está distribuida sinusoidalmente a través del ancho de la película (ver figura 4.2.7).

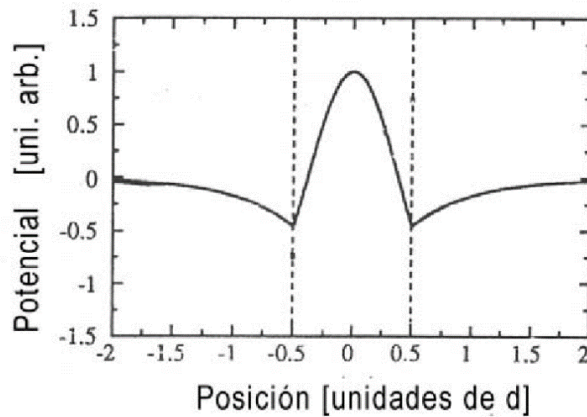


Figura 4.2.7. Perfil del potencial magnético para las ondas de volumen regresivo MSBVW (las líneas punteadas indican las superficies superior e inferior del corte transversal de la película de YIG)

4.4 Ondas de Espín de Superficie (MSSW)

Un caso especial de la película magnetizada tangencialmente es cuando el vector de propagación de la onda forma un ángulo de 90° con el vector de campo magnético de magnetización, es decir ambos son perpendiculares, para este caso la dirección de propagación de la onda se encuentra invertida, quedando como podemos observar en la ecuación 4.2.8.

$$\omega^2 = \omega_H[\omega_H + \omega_M] + \frac{\omega_M^2}{4} [1 - e^{-2kd}] \dots \dots \dots 4.2.8$$

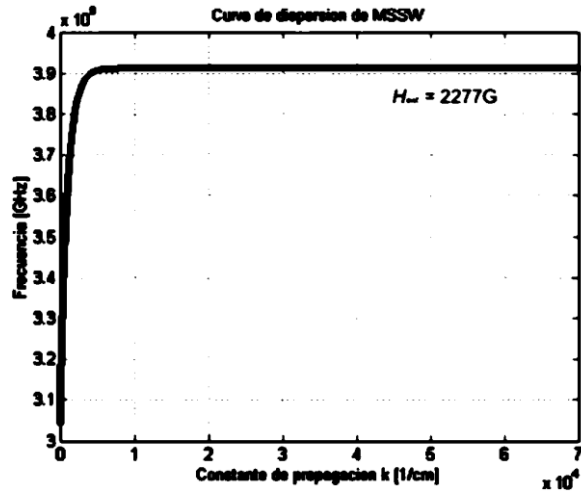


Figura 4.2.8. Curva de dispersión para las ondas magnetostáticas de superficie (MSSW)

En las ondas magnetostáticas superficiales la velocidad de grupo y la velocidad de fase apuntan en la misma dirección, esta característica las convierte en ondas progresivas o *forward*. Las principales características que presentan este tipo de ondas son:

- Debido a que el potencial magnético para el caso de las MSSW no es una función periódica a lo largo del espesor de la película, las ondas de superficie no exhiben múltiples modos.
- La dependencia con la velocidad de propagación v está presente en la ecuación 4.2.8, lo que implica que la distribución del modo depende de la dirección de propagación.

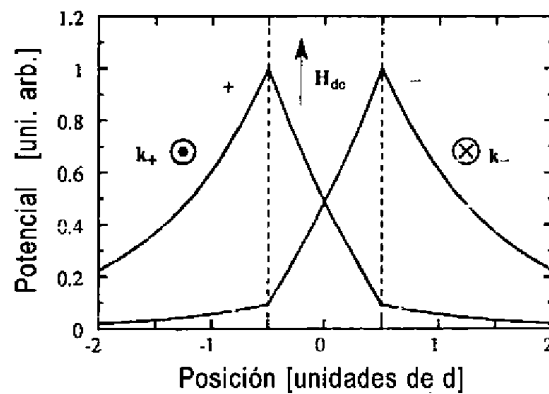


Figura 4.2.9. Perfil del potencial magnético para las ondas de superficie MSSW (las líneas punteadas indican las superficies superior e inferior del corte transversal de la película de YIG)

5. Arreglo Experimental

5.1 Diseño del Experimento

El experimento está constituido por un sistema de excitación - detección de ondas de espín, el cual está comprendido por un par de antenas de microcinta diseñadas para operar en el rango de frecuencias de microondas, sobre nuestro sistema de excitación - detección es colocado el cristal magnónico, el cual funge como la muestra a analizar; el cristal fue diseñado sobre una película de sustrato de GGG (Gallium Gadolinium Garnet) sobre la cual se creció una capa de sustrato de YIG (Yttrium Iron Garnet), adicionalmente tenemos un campo magnético externo, el cual tiene como función principal magnetizar el cristal magnónico.

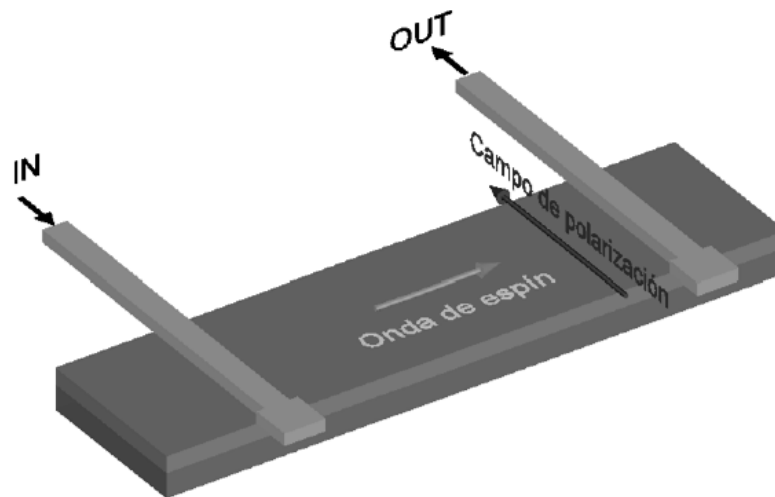


Figura 5.1.1. Arreglo experimental (YIG dimensiones: 35 mm de largo. 2 mm de ancho y 35 μ m)

En la figura 5.1.1 tenemos un diagrama del arreglo experimental realizado, en él observamos la propagación de las ondas de espín a lo largo del cristal magnónico, ésta propagación es del tipo Magneto-Estático Superficial (MSSW, por sus siglas en inglés) la cual es lograda gracias a la aplicación del campo magnético externo, con valor nominal de 770 Oe, de manera paralela a la superficie de propagación y perpendicular a la propagación de las ondas de espín; en cuanto al sistema de excitación - detección, en la parte inferior de la imagen podemos observar el par de antenas de microcinta las cuales están en contacto directo con la superficie de la película de YIG, teniendo una separación de 7mm, el arreglo periódico ranurado está completamente localizado entre ellas.

Sistema de excitación - detección

Una antena de microcinta es una línea de transmisión planar que consiste en un plano de tierra, una microcinta conductora y un material dieléctrico, ver figura 5.1.2. Las dimensiones físicas de la microcinta dependen de la frecuencia de operación y de la constante dieléctrica del material contenido entre el plano de tierra y la microcinta, entre mayor sea la frecuencia de operación de la antena, menor serán sus dimensiones físicas.

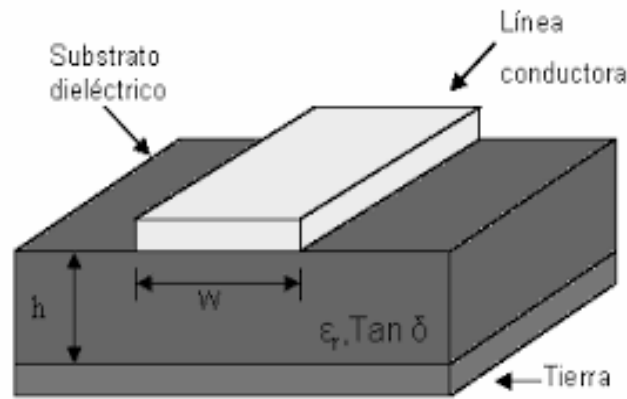


Figura 5.1.2. Antena de microcinta

Tal y como se mencionó, el sistema de excitación - detección de ondas de espín, está constituido por un par de antenas de microcinta, cada una de estas está compuesta por 3 secciones principales, ver figura 5.1.3; la sección A encargada de la conexión de la antena hacia el analizador de redes, tiene una impedancia de 50Ω , esto se logra gracias al espesor de $500 \mu\text{m}$ de la microcinta combinado con una constante dieléctrica del sustrato de $\epsilon = 9.8$, el sustrato empleado fue *TMM 10*, fabricado por *Rogers Corp.*

La sección B encargada de la excitación - detección de las ondas de espín, tiene un grosor de $50 \mu\text{m}$, el propósito de adelgazar la microcinta en esta parte es debido a que, entre mayores dimensiones físicas tenga la sección excitadora - detectora menor será el ancho de banda dentro del cual podremos trabajar. A frecuencias de microondas pequeñas donde, la longitud de onda de la parte radiante es pequeña en comparación con la longitud de onda presente a lo largo de la línea de transmisión, se obtienen mejores resultados (en cuanto a potencia radiada) si el extremo más alejado de la antena de microcinta se encuentra en corto circuito, es debido a esto que tenemos la sección C que corresponde al plano de tierra a una distancia de 2mm .

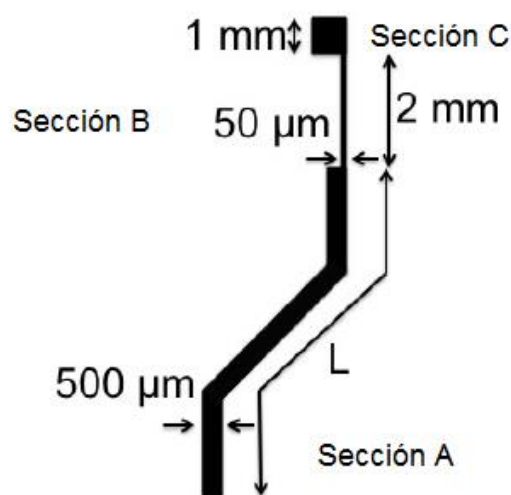


Figura 5.1.3. Diagrama de la antena de microcinta utilizada

Muestra (Cristal Magnónico)

El cristal fue fabricado a partir de una serie de muestras de YIG, éstas muestras fueron caracterizadas eléctricamente para conocer parámetros tales como su frecuencia de resonancia, magnetización de saturación, razón giro-magnética entre otras; la caracterización se realizó con ayuda de los parámetros S o de Dispersión (para un mayor detalle ir a sección 5.2); a grandes rasgos, las muestras fueron colocadas sobre la antena de microcinta, una vez colocadas y con ayuda del analizador de redes se hizo fluir una señal de microondas, haciendo un barrido de frecuencias en un rango que va de los 4 - 4.5 GHz, sobre la antena, dicha señal genera una onda electromagnética que provoca la excitación de los momentos magnéticos teniendo así una onda de spin. La onda de spin generada es recibida por la antena receptora y convertida a una señal eléctrica la cual es registrada por el analizador de redes.



Figura 5.1.4. Máscara de estructura periódica sobre acetato

Teniendo la caracterización de las muestras de YIG se procedió a realizar la estructura periódica, para esto se decidió realizar surcos sobre la muestra a manera de obtener un patrón repetitivo, la periodicidad fue realizada por medio de fotolitografía, siendo este método el más eficiente en cuanto a costo/tiempo/beneficio; a continuación, se detalla de manera general el proceso de fotolitografía empleado.

El proceso comienza con una limpieza de impurezas de las muestras con acetona (C_3H_6O), una vez limpias se realiza un pre-horneado para eliminar la humedad presente en ellas, esto es posible al colocar las muestras en una plancha por 20 minutos a 110 C; después se deposita sobre las muestras una película de resina fotosensible, para nuestro caso se utilizó la foto resina SU8 2002, de acuerdo con la técnica de “*spin coating*” la cual consiste en colocar un poco de sustrato al centro de la muestra y por medio de una superficie que rota se logra tener una película delgada sobre ésta; las especificaciones de nuestra resina nos indicaban que la muestra debía girar a 300 rpm para obtener una película de aproximadamente 2 μm , una vez que se tiene la película sobre la muestra con el sustrato se hornea para eliminar la cantidad de solventes presentes en ella.

Cuando se hornea la muestra, ésta queda lista para su exposición a los rayos UV, previamente se preparó una máscara de acetato donde se tiene el patrón que tendrá nuestro cristal magnónico, el patrón se puede ver en la figura 5.1.4; entonces, sobre la muestra colocamos la máscara de acetato y exponemos a rayos UV, los rayos UV provocan un endurecimiento de las zonas expuestas, mientras que las zonas no expuestas se pueden remover fácilmente con la aplicación de un revelador sobre la foto resina.

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 foto resina, consiguiendo una profundidad determinada en el patrón dibujado sobre el YIG.

El proceso se lleva a cabo con el uso de un ácido capaz de remover el YIG del sustrato sobre el cual está depositado, para nuestro caso se utilizó ácido fosfórico, calentándolo a su punto de ebullición (aprox 160 C), las muestras se sumergen por lapsos de 2 a 5 minutos y así es como se logra la remoción del YIG, teniendo como resultado un patrón como el que podemos ver en la figura 5.1.4. la cual es una fotografía tomada por un perfilómetro de un surco de una muestra.

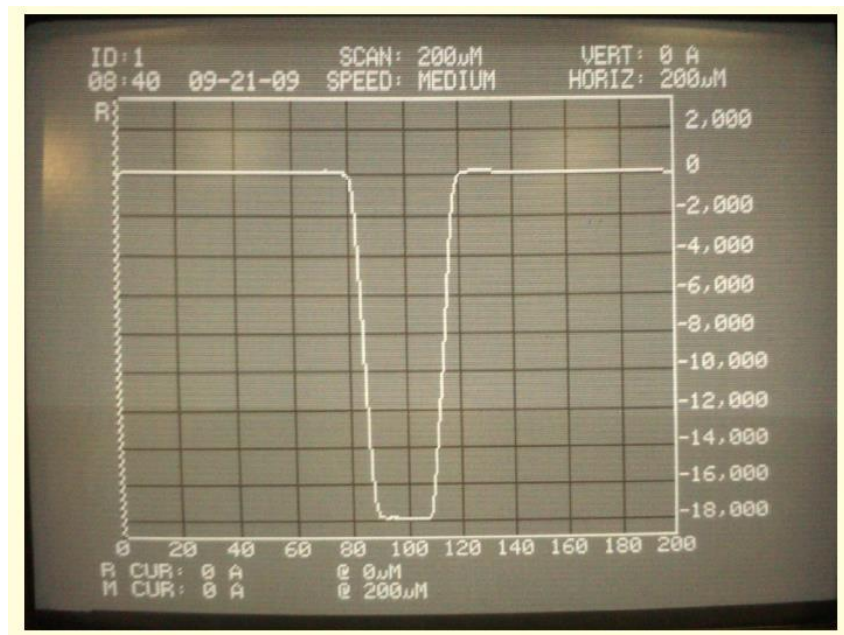


Figura 5.1.4. Fotografía de surcos realizados por un perfilómetro

Los surcos presentan una forma trapezoidal debido a que, al momento de hacer el ataque químico, éste no se hace de manera perfecta, sino que el ácido remueve de una manera específica al YIG que provee a cada surco de un ángulo que va de entre los 30°, en el peor caso, hasta 75-80°, medido respecto a la parte superior del surco (superficie).

5.2 Modelo Teórico

El cristal magnónico presentado en la sección anterior es analizado a partir de la teoría de líneas de transmisión, tal y como se mencionó en la sección 4.1, una línea de transmisión es una estructura periódica cargada con elementos reactivos organizados en serie o paralelo, la cual tiene como fin el modificar la velocidad de fase de las ondas electromagnéticas que se propagan a través de ella; este concepto es extrapolado y utilizado como base para el análisis teórico del cristal magnónico.

Matriz S (Dispersión)

La matriz S o de dispersión es una técnica de análisis de circuitos muy empleada en ingeniería de microondas, es utilizada para determinar el comportamiento básico de redes eléctricas lineales cuando se someten a varios estímulos de régimen permanente por pequeñas señales, pesar de ser aplicable a cualquier frecuencia, comúnmente es utilizada en el rango de radiofrecuencia (RF) y microondas (MW). Dentro del contexto de dicha matriz, dispersión se refiere a la forma en que las ondas electromagnéticas que se desplazan en una línea de transmisión son afectadas cuando éstas son expuestas a una discontinuidad debida a la introducción de una impedancia diferente a la impedancia característica de la línea de transmisión original.

La matriz S para una red de dos puertos, es probablemente la más común y sirve como base para la construcción de matrices de órdenes superior; los coeficientes de dispersión para una red de dos puertos, que se traduce en la matriz (2x2), los podemos ver en la figura 5.2.1

$$\begin{bmatrix} V_1^- \\ V_2^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^+ \\ V_2^+ \end{bmatrix}$$

Figura 5.2.1. Matriz S para red de dos puertos

Formalmente se define a la matriz S como la relación existente entre ondas incidentes y reflejadas en una línea de transmisión teniendo, a continuación, se definen los coeficientes presentes en la matriz.

S_{11} = Coeficiente de reflexión en el puerto 1

S_{12} = Coeficiente de transmisión del puerto 2 al puerto 1

S_{21} = Coeficiente de transmisión del puerto 1 al puerto 2

S_{22} = Coeficiente de reflexión en el puerto 2

Matriz T (Transmisión)

La matriz de transmisión, también llamada ABCD, es al igual que la matriz S una técnica utilizada para determinar el comportamiento básico de redes eléctricas lineales, los parámetros ABCD son parámetros generalizados de la línea de transmisión así, el voltaje y corriente de entrada son expresados en términos del voltaje y corriente de salida, para esto la línea de transmisión en cuestión debe ser una línea *pasiva, lineal y bilateral*; la razón de utilizar la matriz ABCD es que ésta puede ser empleada para elementos colocados en cascada, fin para el cual la matriz S no arroja resultados satisfactorios.

Relación entre matriz T y matriz S

La permitividad (ϵ) y permeabilidad (μ) se definen como la afinidad que presentan ciertos materiales a los campos eléctricos y magnéticos, respectivamente, en las ecuaciones 5.2.1 y 5.2.2 tenemos las expresiones que definen matemáticamente estos dos conceptos, aquí, ϵ_r y μ_r están comprendidos por una parte real y otra parte imaginaria, ya que tal y como se mencionó en el primer capítulo, al tratar con materiales en lugar del espacio libre estos dos conceptos se vuelven matrices en lugar de escalares y aparecen números complejos en lugar de reales.

$$\epsilon_r = \epsilon' - j \epsilon'' \dots \dots \dots (5.2.1)$$

$$\mu_r = \mu' - j \mu'' \dots \dots \dots (5.2.2)$$

La relación entre la matriz T y la matriz S se lleva a cabo mediante un método que mide simultáneamente las componentes reales e imaginarias tanto de la permitividad (ϵ_r) como de la permeabilidad (μ_r), el método involucra la medición de los parámetros S de una línea de transmisión, la cual funge como base de nuestro modelo teórico para el cristal magnónico. En la figura 5.2.2 tenemos el diagrama de la línea de transmisión en cuestión, la cual está constituida por tres partes principales, las partes I y III con longitudes de tamaño (l) e impedancia característica (Z_0), las cuales representan el espacio libre, y la región II que representa la muestra, con una longitud de tamaño t y una impedancia característica dada por la ecuación 5.2.3.

$$Z = Z_0 \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \dots \dots \dots (5.2.3)$$

$$k = k_0 \sqrt{\mu_r \epsilon_r} \dots \dots \dots (5.2.4)$$

En las partes donde no hay muestra, la constante de propagación corresponde a la del espacio libre ($k_0 = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$), mientras que en la sección que contiene la muestra la constante de propagación viene dada por la expresión 5.2.4. En los límites de las regiones I a II y III a II existen coeficientes de reflexión complejos, denotados por la letra R y definidos con la ecuación 5.2.5, debidos al cambio en la impedancia característica que tenemos como consecuencia de la inserción de la muestra en el medio original de propagación.

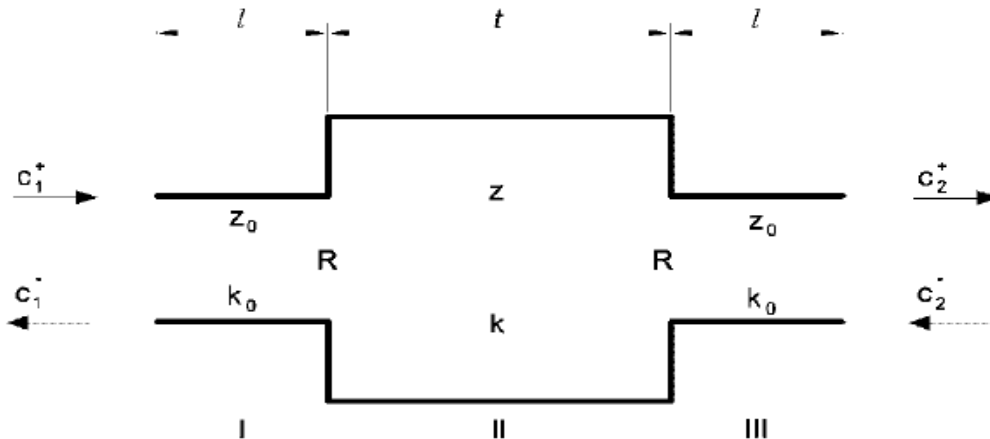


Figura 5.2.2. Línea de transmisión correspondiente al cristal magnónico

Sustituyendo las expresiones para la constante de propagación (5.2.4) y para el coeficiente de reflexión (5.2.5) en la ecuación para la impedancia característica del material (5.2.3) podemos encontrar la permitividad y permeabilidad del material en términos de la constante de propagación y de los coeficientes de reflexión, ver ecuaciones 5.2.6 y 5.2.7. Los valores para k y R son encontrados a partir de la medición de los parámetros S_{11} : parámetro de reflexión en el puerto uno (lado izquierdo de la línea de transmisión), y S_{21} : parámetro de transmisión del puerto uno a dos, (de izquierda a derecha de la línea).

$$R = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \dots \dots \dots (5.2.5)$$

$$\epsilon_r = \frac{k}{k_0} \left(\frac{1 - R}{1 + R} \right) \dots \dots \dots (5.2.6)$$

$$\mu_r = \frac{k}{k_0} \left(\frac{1 + R}{1 - R} \right) \dots \dots \dots (5.2.7)$$

La relación entre el coeficiente de reflexión R y la constante de propagación k se da a través de los voltajes de entrada C_1^+ C_1^- y de salida C_2^+ C_2^- , incidentes y reflejados respectivamente; en la ecuación 5.2.8 tenemos la relación de voltajes de entrada y salida relacionados por la matriz T , la cual representa la amplitud de una onda que viaja a través de la línea de transmisión anteriormente mencionada; los coeficientes de la matriz T pueden ser encontrados a partir de la multiplicación de la matriz de amplitud de onda por la matriz que contiene los coeficientes de transmisión y reflexión de cada sección, en la ecuación 5.2.9 se realiza para la sección base.

$$\begin{pmatrix} C_1^+ \\ C_1^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_2^+ \\ C_2^- \end{pmatrix} \dots \dots \dots (5.2.8)$$

$$[T] = \begin{bmatrix} e^{jk_0l} & 0 \\ 0 & e^{-jk_0l} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} (1 - R)^{-1} & R(1 - R)^{-1} \\ R(1 - R)^{-1} & (1 - R)^{-1} \end{bmatrix} \dots \dots \dots (5.2.9)$$

Los elementos de la matriz de transmisión (T) los podemos observar en la ecuación matricial 5.2.10, de lado izquierdo tenemos una matriz T de 2×2 , relacionada con el lado derecho de la ecuación por medio de la constante constituida por un coeficiente de transmisión. La relación final entre los parámetros T y S la tenemos representada en la ecuación 5.2.11.

$$\begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} = \frac{1}{1 - R^2} \begin{pmatrix} e^{j2k_0l}(e^{jkl} - R^2e^{-jkl}) & -R^2 \text{sen}(kt) \\ R^2 \text{sen}(kt) & e^{-j2k_0l}(e^{-jkl} - R^2e^{jkl}) \end{pmatrix} \dots \dots (5.2.10)$$

$$\begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/S_{11} & -S_{22}/S_{12} \\ S_{11}/S_{12} & (S_{12}^2 - S_{11}S_{22})/S_{12} \end{pmatrix} \dots \dots \dots (5.2.11)$$

A partir de la anterior ecuación matricial, podemos obtener la relación existente entre los parámetros S y los parámetros T expresados en función de los coeficientes de reflexión y las ondas incidentes y reflejadas.

$$S_{11} = S_{22} = \frac{(1-R^2)e^{-j2k_0l}}{e^{jkl}-R^2e^{-jkl}} \dots\dots\dots (5.2.12)$$

$$S_{12} = S_{21} = \frac{j2Re^{-j2k_0l}\text{sen}(kt)}{e^{jkl}-R^2e^{-jkl}} \dots\dots\dots (5.2.13)$$

De las ecuaciones 5.2.12 y 5.2.13 despejamos los términos R y kt , correspondientes al coeficiente de reflexión y al número de onda respecto del tiempo, teniendo así, las ecuaciones 5.2.14 y 5.2.15; a partir de estas ecuaciones

$$kt_{real} = \theta_G \pm 2n\pi - n \in N \dots\dots\dots (5.2.14)$$

$$kt_{imag} = \ln(G) \dots\dots\dots (5.2.15)$$

Donde θ_G y G son número reales definidos a partir de las ecuaciones que tenemos a continuación.

$$\theta_G = \tan^{-1} \left(\frac{\text{Im}(arg + \sqrt{arg^2 - 1})}{\text{Re}(\sqrt{arg^2 - 1})} \right) \dots\dots\dots (5.2.16)$$

$$G = \sqrt{\left(\text{Re}(arg + \sqrt{arg^2 - 1})\right)^2 + \left(\text{Im}(arg + \sqrt{arg^2 - 1})\right)^2} \dots\dots\dots (5.2.17)$$

En la figura 5.2.3 tenemos un diagrama, visto de perfil, de la geometría empleada para la fabricación del cristal magnónico, en él tenemos señaladas con distintas letras las dimensiones físicas tanto de la muestra, como de los surcos (largo y alto); centremos nuestra atención en 3 secciones principales a caracterizar: 1) la sección con ancho $a-W$ y altura d que posee los surcos denotada por la matriz T^1 2) la sección con longitud d_0-dx y un ancho W denotada por la matriz T^3 3) las secciones que contienen los bordes, frontal y posterior, denotadas por las matrices T^2 y T^4 respectivamente.

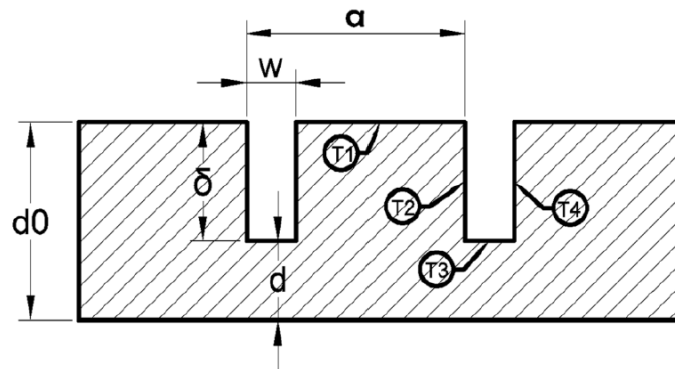


Figura 5.2.3. Geometría de surcos periódicos realizados sobre la muestra

$$T^1 = \begin{pmatrix} e^{(-ik_1+ik'_1)(a-w)} & 0 \\ 0 & e^{(ik_1-ik'_1)(a-w)} \end{pmatrix} \dots\dots\dots (5.2.18)$$

En la matriz T^1 denotada por la ecuación 5.2.18 la variable k_1 representa el número de onda de la sección no ranurada (ver ecuación 5.2.19); en la misma ecuación la variable k'_1 denota la razón de

amortiguamiento espacial que se define como: $k'_1 = \gamma AH / (2v_{gr})$, donde γ es la razón giromagnética, AH la resonancia ferromagnética en el ancho de la línea y v_{gr} la velocidad de grupo de las ondas de espín.

$$k_1 = -\frac{1}{d_0} \ln(1 + 4/e^{(ik_3 - ik'_3)(w)}) \dots \dots \dots (5.2.19)$$

La matriz que tenemos en la expresión 5.2.20 describe el comportamiento de la onda de espín en la parte inferior del surco, tal y como podemos observar, ésta sólo contiene elementos diagonales; k'_3 representa la razón de amortiguamiento de las ondas de espín dentro del surco.

$$T^3 = \begin{pmatrix} e^{(-ik_3 + ik'_3)(w)} & 0 \\ 0 & e^{(ik_3 - ik'_3)(w)} \end{pmatrix} \dots \dots \dots (5.2.20)$$

En cada uno de los bordes del surco, parte de la potencia de la onda incidente es reflejada, en consecuencia, las matrices son expresadas en términos de los coeficientes de reflexión (ver ecuaciones 5.2.21 y 5.2.22).

$$T^2 = \begin{pmatrix} (1 - \Gamma)^{-1} & \Gamma(1 - \Gamma)^{-1} \\ \Gamma(1 - \Gamma)^{-1} & (1 - \Gamma)^{-1} \end{pmatrix} \dots \dots \dots (5.2.21)$$

$$T^4 = \begin{pmatrix} (1 - \Gamma)^{-1} & -\Gamma(1 - \Gamma)^{-1} \\ -\Gamma(1 - \Gamma)^{-1} & (1 - \Gamma)^{-1} \end{pmatrix} \dots \dots \dots (5.2.22)$$

Utilizando las propiedades de multiplicación para las matrices, se obtiene una matriz T para la celda básica (ver ecuación 5.2.23); el elemento N es utilizado para obtener el total de las periodicidades de las que está hecho nuestro cristal magnónico.

$$T = [T^{(1)} \cdot T^{(2)} \cdot T^{(3)} \cdot T^{(4)}]^N \dots \dots \dots (5.2.23)$$

5.3 Mediciones Experimentales

En la figura 5.3.1 tenemos el sistema de excitación – detección montado en el laboratorio con el cual se llevó a cabo la caracterización de las muestras; la caracterización consiste en la medición de los parámetros S (dispersión), para medir los parámetros S se realiza el siguiente procedimiento: 1) se conectan las antenas de microcinta al analizador de redes a través de un par de conectores SMA 2) se coloca la muestra (cristal magnónico) sobre las antenas, de modo que la película de GGG entre en contacto con las antenas 3) el arreglo anterior se sitúa dentro del espacio de acción del campo magnético de magnetización con el fin de que los espines presentes en la muestra se alineen.

Una vez hecho el procedimiento anterior, se genera desde el analizador de redes una señal dentro de un rango de frecuencias de microondas, esta señal llega a la antena excitadora del sistema de excitación-detección y la guía de tal forma que produce una perturbación en los momentos magnéticos dipolares elementales presentes en la muestra, los cuales se encuentran alineados debido a la presencia del campo magnético de magnetización produciendo así, una onda de espín de superficie (MSSW, por sus siglas en inglés) que se propagará a través del cristal magnónico por medio de interacciones magneto-estáticas para posteriormente ser detectadas por la sección de detección del sistema.

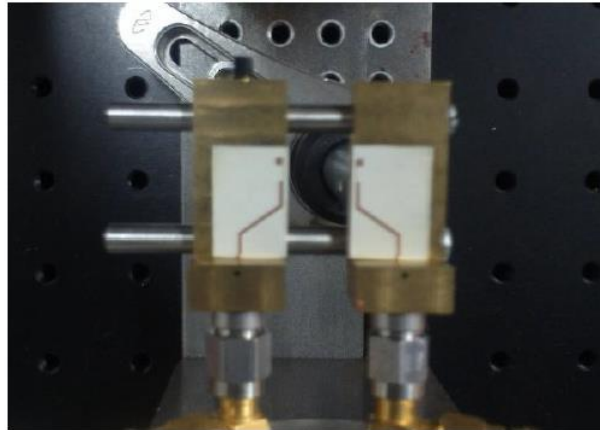


Figura 5.3.1. Arreglo Experimental (Sistema de Excitación - Detección)

De los datos obtenidos en el proceso de caracterización es graficado el parámetro de transmisión del puerto 1 al puerto 2 en función de la frecuencia, teniendo así las gráficas correspondientes a las figuras 5.3.2 y 5.3.3; en la primer figura tenemos la gráfica de la muestra YIG039, con un total de 20 surcos, un espesor de la película de $6.3 \mu m$, una profundidad de surco de $1.8 \mu m$, un ancho de periodo de $300 \mu m$ y un campo magnético externo de 770 Oe se observan 3 band-gaps (4.05 GHz, 4.13 GHz y 4.2 GHz aproximadamente).

En la segunda figura perteneciente a la muestra YIGBoris, con un total de 12 surcos, un espesor de la película de $7.3 \mu m$, una profundidad de surco de $2 \mu m$, un ancho de periodo de $300 \mu m$ y un campo magnético externo de 770 Oe se observan 5 band-gaps (4.16 GHz, 4.21 GHz, 4.28 GHz, 4.38 GHz, 4.43 GHz y 4.46 GHz aproximadamente). Con la caracterización de las muestras es momento de pasar al algoritmo de simulación de cristales magnéticos, en la siguiente sección es descrito su desarrollo y funcionamiento.

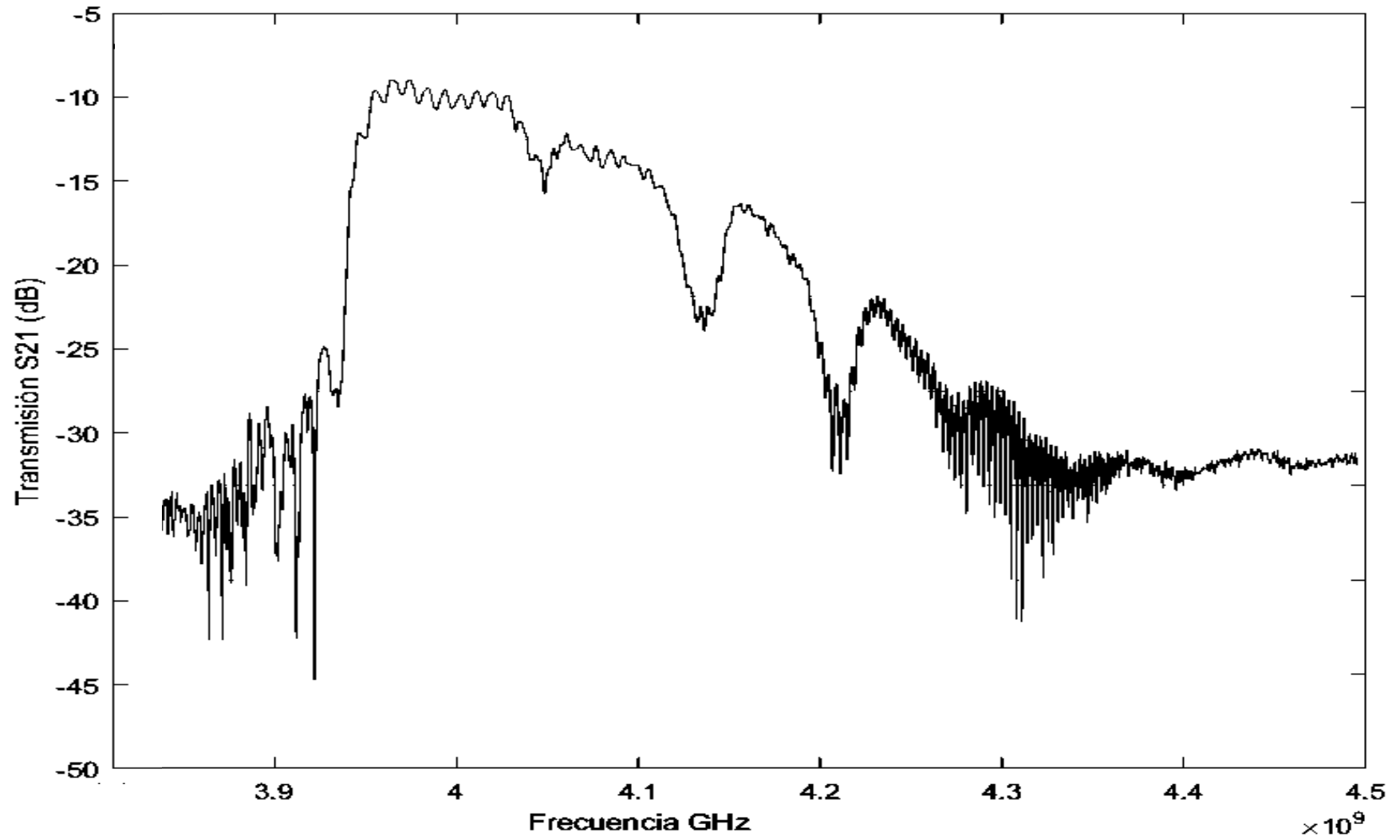


Figura 5.3.2. Película ranurada YIG039

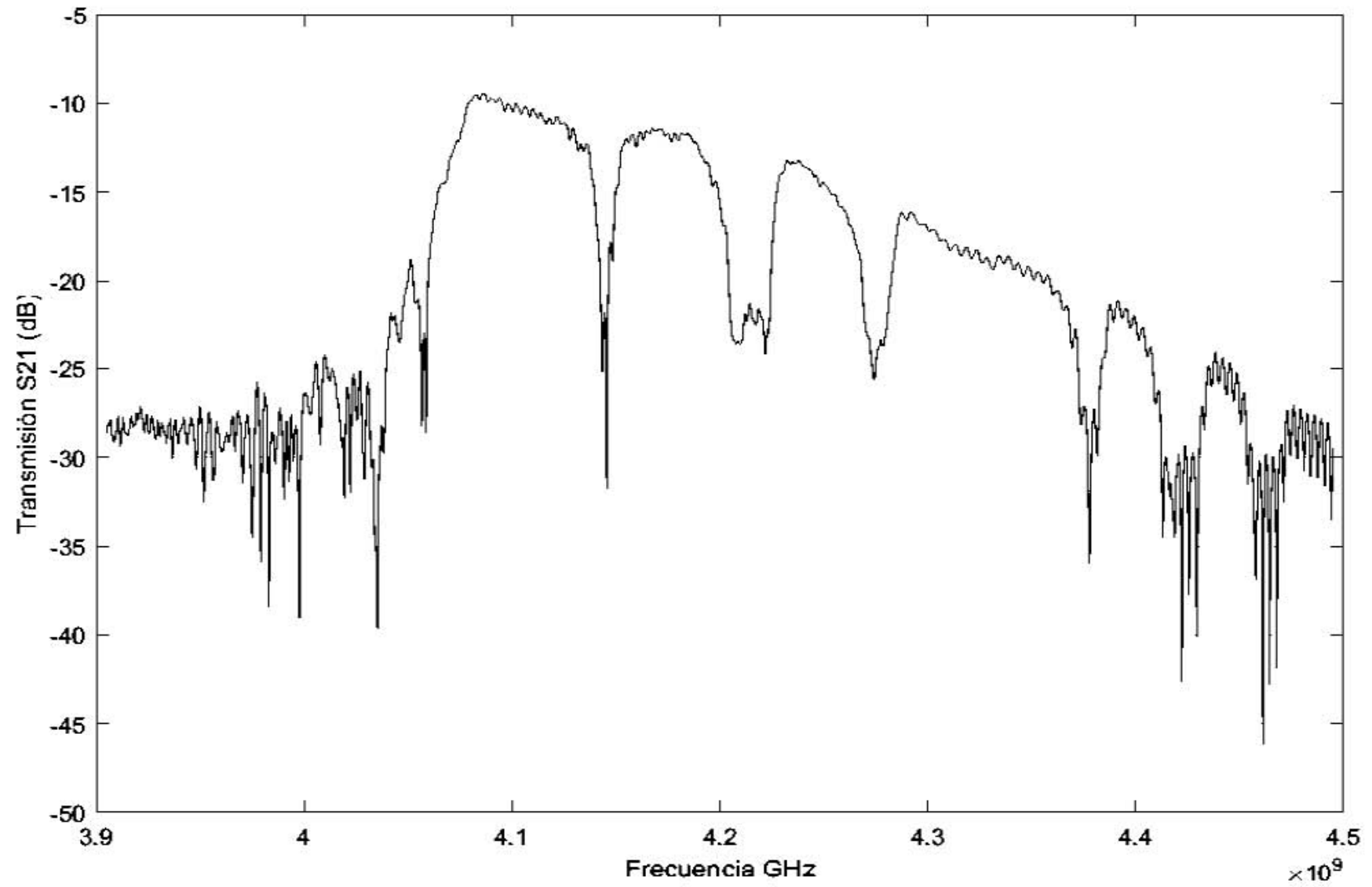


Figura 5.3.3. Película ranurada YIGBoris

5.4 Algoritmo de Simulación

El algoritmo de simulación fue realizado en Matlab y consta de dos partes principales, la primera es una función llamada *CristalGUI.m* (ver Anexo I), la cual es la interfaz gráfica que sirve para el ingreso de los parámetros físicos de la muestra; la interfaz se divide, a su vez, en dos partes, del lado derecho tenemos un total de 8 sliders que controlan 8 variables del algoritmo de simulación, cada uno de estos tiene un total de 100 valores que podemos elegir, el rango de cada uno fue seleccionado acorde al orden de magnitud de cada variable, los parámetros son: *Número de Surcos*, *Espesor de Película*, *Profundidad del Surco*, *Espesor del Surco*, *Ancho del Periodo*, *Magnetización de Saturación*, *Campo Magnético Externo* y *Campo Magnético de Magnetización (dH)*.

En caso de que deseemos ajustar una muestra ya existente con nuestro modelo teórico, en la parte inferior derecha se encuentra una sección para elegir qué muestra queremos ajustar; del lado izquierdo tenemos un plano cartesiano, donde se mostrará la gráfica tanto de la muestra seleccionada como del modelo teórico correspondiente a los parámetros que hayamos ingresado.

La segunda parte del algoritmo de simulación consiste en el algoritmo en sí (ver Anexo I); en una función llamada *Cristal.m* tenemos el código que realiza las iteraciones de las matrices correspondientes a cada sección del cristal magnónico, básicamente el usuario coloca cada uno de los 8 sliders de la interfaz gráfica en algún valor, éste valor es pasado de la función *CristalGUI.m* a la función *Cristal.m*, ésta última utiliza estos parámetros como valores de entrada para comenzar con el proceso.

El proceso inicia, como se mencionó anteriormente, con la fijación de los parámetros físicos de la muestra, una vez hecho esto dentro de la función *Cristal.m* se fija el rango de frecuencia sobre el que se hará el barrido, para nuestro caso este barrido tiene un ancho de 6 GHz con un paso de 1 KHz [3.9 – 4.5 GHz]; posteriormente se definen la relación de dispersión y la velocidad de grupo, las cuales dependen directamente tanto del espesor de la película, como del campo magnético externo y de la magnetización de saturación.

Ahora, dentro del algoritmo se definen las cuatro matrices que obtuvimos del modelo teórico explicado en la sección 5.2, la primera corresponde a la sección sin surcos denotada dentro de la función *Cristal.m* como T1; las matrices denotadas como T2 y T4 corresponden a los límites, viendo la muestra de perfil, derecho e izquierdo del surco, para cada una de estas es necesario definir un índice de reflexión ya que como se explicó, al existir una discontinuidad debida al surco, tenemos que parte de la potencia de la onda incidente es reflejada. Finalmente, la matriz T3 modela el comportamiento que tienen las ondas dentro del surco.

Una vez que éstas cuatro matrices son multiplicadas, tenemos modelada la sección elemental o básica a partir de la cual está construido el cristal magnónico, así, si nuestro cristal consta de 20 surcos lo que resta por hacer es elevar la multiplicación elemental a la 20va potencia y así, respectivamente para el número de surcos que tengamos.

Para corroborar el correcto funcionamiento de nuestro algoritmo de simulación, se ajustaron las muestras que se caracterizaron en el laboratorio, ver sección 6.

6. Análisis de Resultados

El ajuste a la muestra YIG039 lo podemos apreciar en la figura 6.1.1, en color rojo tenemos el modelo teórico y en color azul la gráfica del parámetro de transmisión del puerto 1 al puerto 2 en función de la frecuencia; en la tabla 6.1.1 tenemos una comparación de los valores teóricos vs los valores medidos en el laboratorio.

	<i>Valores Teóricos</i>	<i>Valores Experimentales</i>
<i>Número de Surcos</i>	20	20
<i>Espesor de la Película s/ Surcos</i>	6.3767e-04	6.3e-04
<i>Profundidad del Surco</i>	2.0837e-04	2.0e-04
<i>Espesor del Surco</i>	0.0020	0.0030
<i>Ancho del Periodo</i>	0.0227	0.0300
<i>Magnetización de Saturación</i>	1.745e+03	1745
<i>Campo Magnético Externo</i>	778	770
<i>Campo Magnético de Magnetización (d)</i>	1	0.5

Tabla 6.1.1. Valores Teóricos vs Experimentales Muestra YIG039

Para calcular el porcentaje de error tomamos las variables donde las mediciones fueron distintas, estas son: *Espesor del Surco*, *Ancho del Periodo*, *Campo Magnético Externo* y *Campo Magnético de Magnetización*. A partir de la siguiente fórmula para expresar el porcentaje de error:

$$\%Error = \left(\frac{\text{Valor Teórico} - \text{Valor Experimental}}{\text{Valor Experimental}} \right) \times 100 \dots \dots \dots (6.1)$$

$$\%Error_{Espesor del Surco}: \left(\frac{0.0020 - 0.0030}{0.0030} \right) \times 100 = 33.3\%$$

$$\%Error_{Ancho del Periodo}: \left(\frac{0.0227 - 0.0300}{0.0300} \right) \times 100 = 24.3\%$$

$$\%Error_{Campo Magnético Externo}: \left(\frac{778 - 770}{770} \right) \times 100 = 1.3\%$$

$$\%Error_{Campo Magnético dH}: \left(\frac{0.5 - 1}{1} \right) \times 100 = 50\%$$

De las 8 variables tomadas en cuenta, tenemos 4 variables donde los valores experimentales y teóricos coincidieron, y 4 variables donde el porcentaje de error va del 1% al 50%; dentro de las principales causas que ocasionan esta incertidumbre entre el modelo teórico y experimental se encuentra la forma de los surcos, en el algoritmo de simulación estamos considerando un surco perfecto (ángulos de 90°), mientras que en la realidad el surco tiene un ángulo, de entre 45° y 70° aproximadamente (ver figura 5.1.4), según pudimos observar debido a que al momento de hacer el ataque químico, este no es perfecto, variando de surco a surco de la muestra.

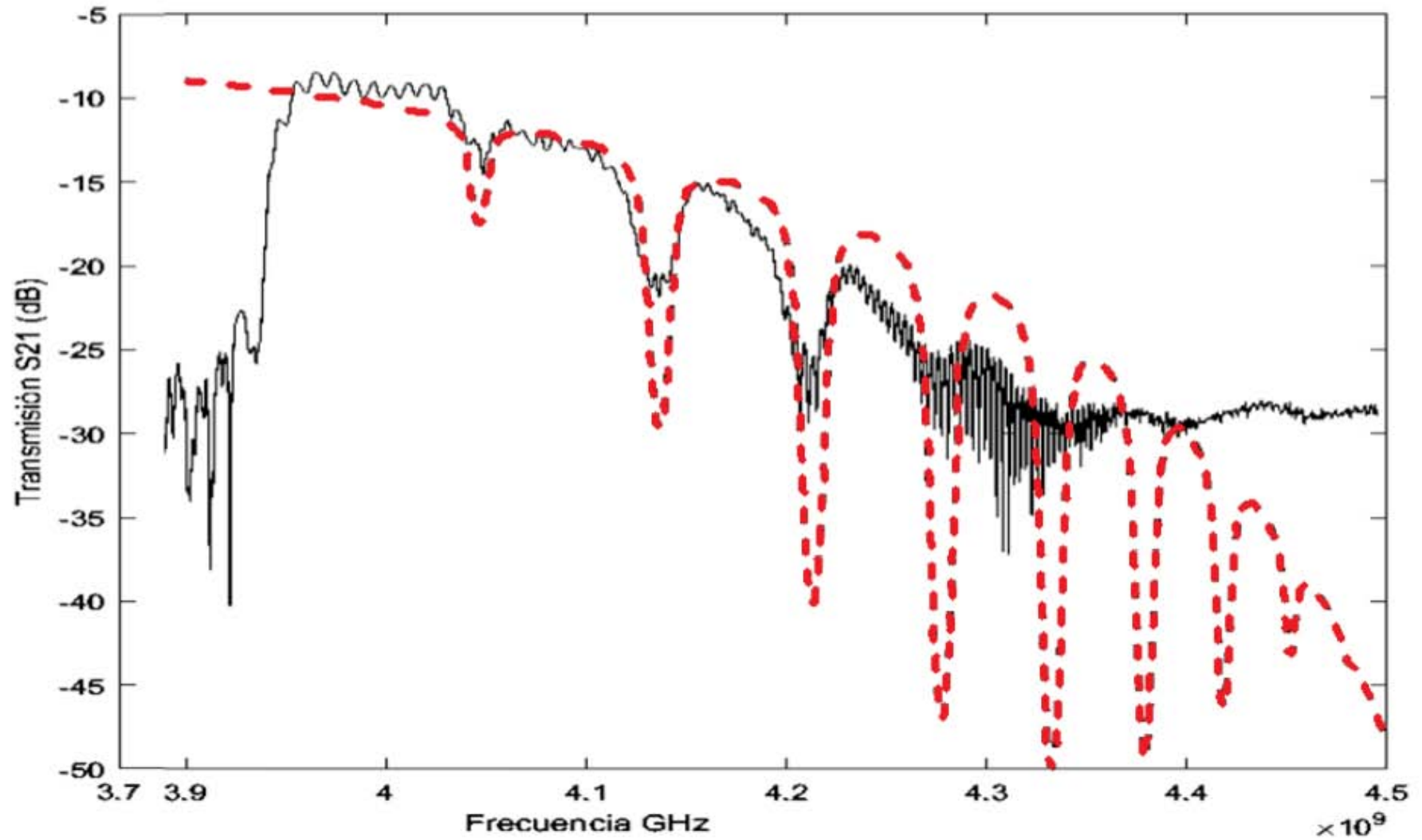


Figura 6.1.1. Ajuste de Modelo Teórico (línea roja punteada) con valores experimentales de la Muestra YIG039 (línea negra continua).

El ajuste de la muestra YIGBoris lo podemos apreciar en la figura 6.1.2, al igual que para la muestra anterior, en la gráfica tenemos representado el parámetro de transmisión del puerto 1 al puerto 2 en función de la frecuencia. En color rojo tenemos los valores teóricos y en color azul los valores experimentales.

	<i>Valores Teóricos</i>	<i>Valores Experimentales</i>
<i>Número de Surcos</i>	12	12
<i>Espesor de la Película s/ Surcos</i>	8.1e-04	7.6e-04
<i>Profundidad del Surco</i>	1.0652e-04	1.0e-04
<i>Espesor del Surco</i>	0.0070	0.0045
<i>Ancho del Periodo</i>	0.0337	0.0300
<i>Magnetización de Saturación</i>	1.750e+03	1750
<i>Campo Magnético Externo</i>	805	770
<i>Campo Magnético de Magnetización (d)</i>	0.4	0.5

Tabla 6.1.2. Valores Teóricos vs Experimentales Muestra YIGBoris

Para calcular el porcentaje de error tomamos las variables donde las mediciones fueron distintas, estas son: *Espesor de la Película s/ Surcos*, *Espesor del Surco*, *Ancho del Periodo* y *Campo Magnético de Magnetización*. A partir de la siguiente fórmula para expresar el porcentaje de error:

$$\%Error = \left(\frac{\text{Valor Teórico} - \text{Valor Experimental}}{\text{Valor Experimental}} \right) \times 100 \dots \dots \dots (6.1)$$

$$\%Error_{EspesordelaPelículas/Surcos}: \left(\frac{8.1e-04 - 7.6e-04}{7.6e-04} \right) \times 100 = 6.5\%$$

$$\%Error_{EspesordelSurco}: \left(\frac{0.0070 - 0.0045}{0.0045} \right) \times 100 = 55.6\%$$

$$\%Error_{AnchodelPeriodo}: \left(\frac{0.0337 - 0.0300}{0.0300} \right) \times 100 = 12.3\%$$

$$\%Error_{CampoMagnéticoExterno}: \left(\frac{805 - 770}{770} \right) \times 100 = 4.5\%$$

$$\%Error_{CampoMagnéticodH}: \left(\frac{0.4 - 0.5}{0.5} \right) \times 100 = 20\%$$

De las 8 variables tomadas en cuenta, tenemos 3 variables donde los valores experimentales y teóricos coincidieron, y 5 variables donde el porcentaje de error va del 1% al 55.6%; dentro de las principales causas que ocasionan esta incertidumbre entre el modelo teórico y experimental se encuentra la forma de los surcos, en el algoritmo de simulación estamos considerando un surco perfecto (ángulos de 90°), mientras que en la realidad el surco tiene un ángulo, de entre 45° y 70° aproximadamente (ver figura 5.1.4), según pudimos observar debido a que al momento de hacer el ataque químico, este no es perfecto, variando de surco a surco de la muestra.

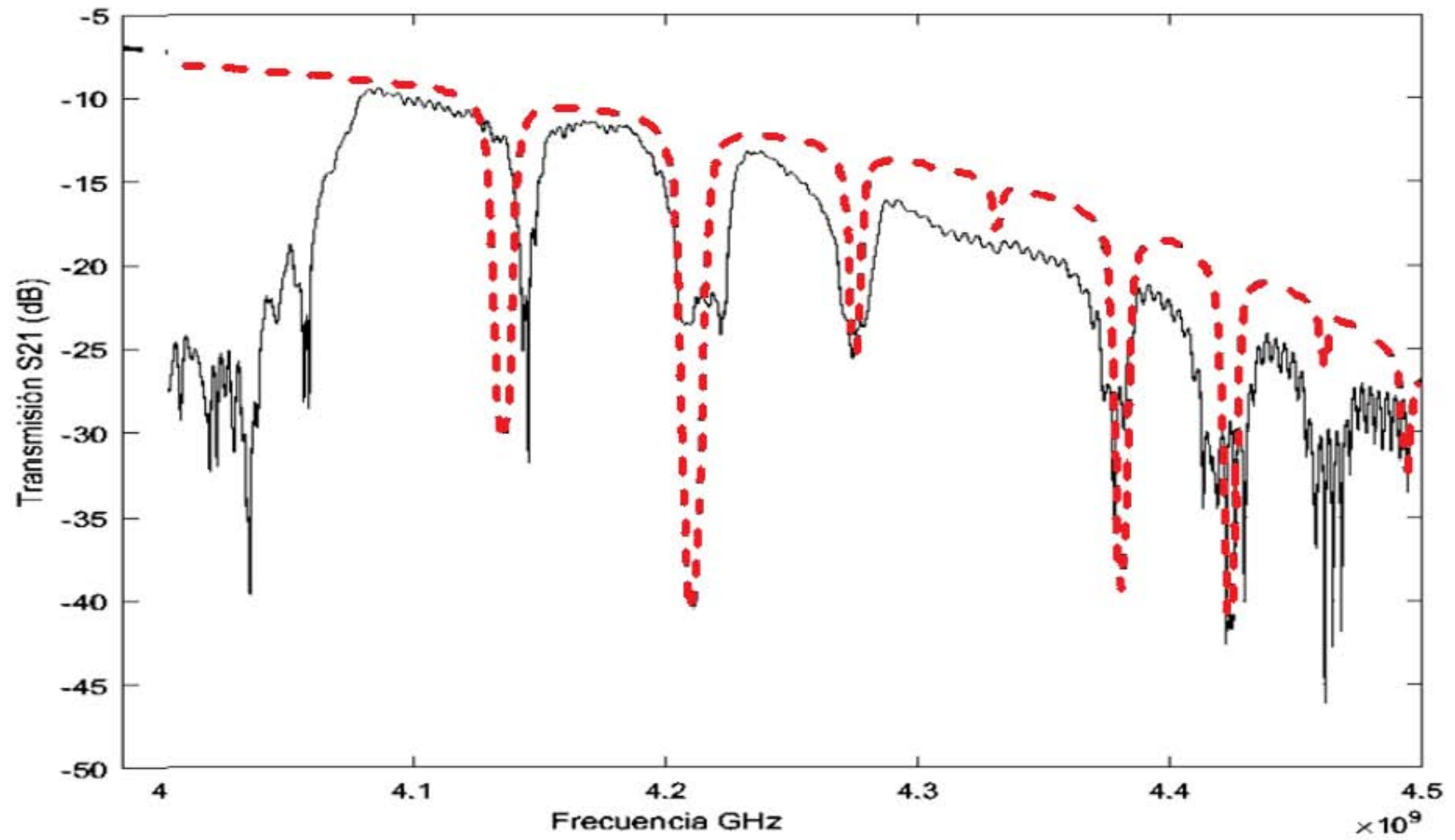


Figura 6.1.2. Ajuste de Modelo Teórico (línea punteada) con valores experimentales de la Muestra YIG039 (línea continua)

7. Conclusiones

Se diseñó e implementó un algoritmo de simulación computacional para la previsualización de los parámetros de transmisión de un cristal magnónico unidimensional, el algoritmo se desarrolló en su totalidad en el ambiente de programación Matlab®. La simulación de los parámetros de transmisión mostró resultados consistentes, pudiendo ajustar un par de muestras (cristales) con rangos de incertidumbre que iban desde el 0% hasta variables que presentaron una incertidumbre superior al 50%.

8. Bibliografía

- [1] Stancil, D. D. “*Theory of Magnetostatic Waves*” Springer – Verlag, 1993.
- [2] Neri, Rodolfo. “*Líneas de Transmisión*” McGraw-Hill/Interamericana Editores. 2004.
- [3] David, Pozar. “*Microwave Engineering*” Wiley & Sons Inc. 2012.
- [4] Ordoñez-Romero, Cesar. Lazcano-Ortiz, Zorayda. *et al.* “*Mapping of Spin wave propagation in a one-dimensional magnonic crystal*”. AIP. 120. (2016).
- [5] Ordoñez-Romero, Cesar. Lazcano-Ortiz, Zorayda. *et al.* “*Inconsistencies of the magnetostatic approximation in the description of a bi-component magnonic slab*”. Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 438. (2017).
- [6] Reyes, Cristian. “*Diseño e Implementación de Cristales Magnónicos para Dispositivos de Microondas (Tesis de Maestría)*”. CCADET - UNAM. 2016
- [7] Barreto, Estefania. “*Diseño y Fabricación de Antenas para la Excitación de Ondas de Spin a Frecuencias de GigaHertz (Tesis de Licenciatura)*”. Facultad de Ciencias – UNAM. 2013.
- [8] MathWorks. “*Creating Graphical User Interfaces*”. . 2015.

9. Anexo I

Función: CristalGUI.m

```

function varargout =
CristalGUI1(varargin)
% CRISTALGUI1 MATLAB code
for CristalGUI1.fig

% Begin initialization
code - DO NOT EDIT
gui_Singleton = 1;
gui_State =
struct('gui_Name',
mfilename, ...

'gui_Singleton',
gui_Singleton, ...

'gui_OpeningFcn',
@CristalGUI1_OpeningFcn,
...

'gui_OutputFcn',
@CristalGUI1_OutputFcn,
...

'gui_LayoutFcn',    [] , ...

'gui_Callback',    []);
if nargin &&
ischar(varargin{1})
    gui_State.gui_Callback
= str2func(varargin{1});
end

if nargout
    [varargout{1:nargout}]
= gui_mainfcn(gui_State,
varargin{:});
else
    gui_mainfcn(gui_State,
varargin{:});
end
% End initialization code
- DO NOT EDIT

% --- Executes just before
CristalGUI1 is made
visible.
function
CristalGUI1_OpeningFcn(hObject, eventdata, handles,
varargin)
handles.output = hObject;

% Update handles structure
guidata(hObject, handles);

% --- Outputs from this
function are returned to
the command line.
function varargout =
CristalGUI1_OutputFcn(hObject, eventdata, handles)
varargout{1} =
handles.output;

% --- Executes on slider
movement.
function
slider1_Callback(hObject,
eventdata, handles)
N1=get(handles.slider1,'Va
lue');
handles.N11=N1;
guidata (hObject,
handles);

% --- Executes during
object creation, after
setting all properties.
function
slider1_CreateFcn(hObject,
eventdata, handles)
if
isequal(get(hObject,'Backg

```

```
roundColor'),
get(0,'defaultUicontrolBackgrounColor'))

set(hObject,'BackgroundCol
or',[.9 .9 .9]);
end
```

```
% --- Executes on slider
movement.
function
slider2_Callback(hObject,
eventdata, handles)
d0=get(handles.slider2,'Va
lue');
d0M=d0/100000;
handles.d00=d0M;
guidata (hObject,
handles);
```

```
% --- Executes during
object creation, after
setting all properties.
function
slider2_CreateFcn(hObject,
eventdata, handles)
if
isequal(get(hObject,'Backg
roundColor'),
get(0,'defaultUicontrolBac
kgroundColor'))
```

```
set(hObject,'BackgroundCol
or',[.9 .9 .9]);
end
```

```
% --- Executes on button
press in pushbutton1.
function
pushbutton1_Callback(hObje
ct, eventdata, handles)

N111=handles.N11;
d000=handles.d00;
```

```
d111=handles.d11;
w111=handles.w11;
a111=handles.a11;
Ms111=handles.Ms11;
x111=handles.x11;
y111=handles.y11;
H0111=handles.H011;
dH111=handles.dH11;
```

```
Resultado1=Cristal(N111,
d000, d111, w111, a111,
Ms111, H0111, dH111);
f=3.9*(10^9); %Frecuencia
inicial
F=4.5*(10^9); %Frecuencia
final
paso=100000;
Ww=f:paso:F;
axes (handles.axes6);
plot(Ww,Resultado1,'--
','LineWidth',2);
xlabel('Frecuencia GHz');
ylabel('Transmisión S21
(dB)');
grid on;
title ('Modelo Teórico de
Simulación');
```

```
hold on
axes (handles.axes6);
plot (x111,y111);
hold off
```

```
% --- Executes on slider
movement.
function
slider5_Callback(hObject,
eventdata, handles)
d=get(handles.slider5,'Val
ue');
dM=d/100000;
handles.d11=dM;
guidata (hObject,
handles);
```

```

% --- Executes during
object creation, after
setting all properties.
function
slider5_CreateFcn(hObject,
eventdata, handles)
if
isequal(get(hObject,'Backg
roundColor'),
get(0,'defaultUicontrolBac
kgroundColor'))

set(hObject,'BackgroundCol
or',[.9 .9 .9]);
end

% --- Executes on slider
movement.
function
slider6_Callback(hObject,
eventdata, handles)
w=get(handles.slider6,'Val
ue');
wM=w/1000;
handles.w11=wM;
guidata ((hObject,
handles);

% --- Executes during
object creation, after
setting all properties.
function
slider6_CreateFcn(hObject,
eventdata, handles)
if
isequal(get(hObject,'Backg
roundColor'),
get(0,'defaultUicontrolBac
kgroundColor'))

set(hObject,'BackgroundCol
or',[.9 .9 .9]);
end

```

```

% --- Executes on button
press in pushbutton2.
function
pushbutton2_Callback(hObje
ct, eventdata, handles)
N111=handles.N11
disp (N111);

% --- Executes on button
press in pushbutton3.
function
pushbutton3_Callback(hObje
ct, eventdata, handles)
d000=handles.d00;
disp (d000);

% --- Executes on button
press in pushbutton5.
function
pushbutton5_Callback(hObje
ct, eventdata, handles)
d111=handles.d11;
disp (d111);

% --- Executes on button
press in pushbutton6.
function
pushbutton6_Callback(hObje
ct, eventdata, handles)
w111=handles.w11;
disp (w111);

% --- Executes on slider
movement.
function
slider7_Callback(hObject,
eventdata, handles)
a=get(handles.slider7,'Val
ue');
aM=a/1000;
handles.a11=aM;

```



```

guidata (hObject,
handles);

% --- Executes during
object creation, after
setting all properties.
function
slider7_CreateFcn(hObject,
eventdata, handles)

if
isequal(get(hObject,'Backg
roundColor'),
get(0,'defaultUicontrolBac
kgroundColor'))

set(hObject,'BackgroundCol
or',[.9 .9 .9]);
end

% --- Executes on button
press in pushbutton7.
function
pushbutton7_Callback(hObject,
eventdata, handles)
a111=handles.a11;
disp (a111);

% --- Executes on
selection change in
popupmenu1.
function
popupmenu1_Callback(hObject,
eventdata, handles)
contents=cellstr(get(hObject,
'String'));
pop_choice=contents{get(hO
bject,'Value')};
pop_choice
cla reset
if
(strcmp(pop_choice,'YIGPla
na'))

x=xlsread ('pelicula
uniforme.csv','A345:A2233'
);
y=xlsread ('pelicula
uniforme.csv','D345:D2233'
);
handles.x11=x;
handles.y11=y;
guidata ((hObject,
handles);

elseif
(strcmp(pop_choice,'YIGBor
is'))
x=xlsread
('MCBorisMarzo2019unwrap.c
sv','A633:A2233');
y=xlsread
('MCBorisMarzo2019unwrap.c
sv','E633:E2233');
handles.x11=x;
handles.y11=y;
guidata ((hObject,
handles);
elseif
(strcmp(pop_choice,'YIG039
'))
x=xlsread ('Yig MSSW
039.csv','A1199:A2599');
y=xlsread ('Yig MSSW
039.csv','K1199:K2599');
handles.x11=x;
handles.y11=y;
guidata ((hObject,
handles);

end
% --- Executes during
object creation, after
setting all properties.
function
popupmenu1_CreateFcn(hObject,
eventdata, handles)
if ispc &&
isequal(get(hObject,'Backg
roundColor'),

```

```

get(0, 'defaultUicontrolBack
groundColor'))

set(hObject, 'BackgroundCol
or', 'white');
end

% --- Executes on slider
movement.
function
slider9_Callback(hObject,
 eventdata, handles)
Ms=get(handles.slider9, 'Va
lue');
aMs=Ms+1700;
handles.Ms11=aMs;
guidata (hObject,
handles);

% --- Executes during
object creation, after
setting all properties.
function
slider9_CreateFcn(hObject,
 eventdata, handles)
% hObject    handle to
slider9 (see GCBO)
% eventdata  reserved - to
be defined in a future
version of MATLAB
% handles    empty -
handles not created until
after all CreateFcns
called

% Hint: slider controls
usually have a light gray
background.
if
isequal(get(hObject, 'Backg
roundColor'),
get(0, 'defaultUicontrolBac
groundColor'))

set(hObject, 'BackgroundCol
or', [.9 .9 .9]);
end

% --- Executes on button
press in pushbutton9.
function
pushbutton9_Callback(hObje
ct, eventdata, handles)
Ms11=handles.Ms11;
disp (Ms11);

% --- Executes on slider
movement.
function
slider10_Callback(hObject,
 eventdata, handles)
H0=get(handles.slider10, 'V
alue');
aH0=H0+700;
handles.H011=aH0;
guidata (hObject,
handles);

% --- Executes during
object creation, after
setting all properties.
function
slider10_CreateFcn(hObject
, eventdata, handles)
% hObject    handle to
slider10 (see GCBO)
% eventdata  reserved - to
be defined in a future
version of MATLAB
% handles    empty -
handles not created until
after all CreateFcns
called

% Hint: slider controls
usually have a light gray
background.

```

```

if
isequal(get(hObject,'Backg
roundColor'),
get(0,'defaultUicontrolBac
kgroundColor'))

set(hObject,'BackgroundCol
or',[.9 .9 .9]);
end

% --- Executes on button
press in pushbutton10.
function
pushbutton10_Callback(hObject, eventdata, handles)
H0111=handles.H011;
disp (H0111);

% --- Executes on slider
movement.
function
slider11_Callback(hObject,
eventdata, handles)
dH=get(handles.slider11,'V
alue');
adH=dH/10;
handles.dH11=adH;
guidata (hObject,
handles);

% --- Executes during
object creation, after
setting all properties.
function
slider11_CreateFcn(hObject
, eventdata, handles)
% hObject    handle to
slider11 (see GCBO)
% eventdata reserved - to
be defined in a future
version of MATLAB
% handles    empty -
handles not created until

```

```

after all CreateFcns
called

% Hint: slider controls
usually have a light gray
background.
if
isequal(get(hObject,'Backg
roundColor'),
get(0,'defaultUicontrolBac
kgroundColor'))

set(hObject,'BackgroundCol
or',[.9 .9 .9]);
end

% --- Executes on button
press in pushbutton11.
function
pushbutton11_Callback(hObject,
eventdata, handles)
dH11=handles.dH11;
disp (dH11);

```

Función: Cristal.m

```
function [vectorsin]=
Cristal (N, d0, d, w, a,
Ms, H0, dH)
d2=d0-d; %espesor de fondo
de surco
```

```
%%%%%%%%%%
Parámetros Físicos del
Material %%%%%%%%%%
% d0 Espesor de película
sin surcos (6.3um).
% d Profundidad de surco
(2.2, 1.6 um).
% d2=d0-d; %espesor de
fondo de surco
% w Ancho de surco (30, 25
um).
% a Ancho del período (300
um).
% N Número de periodos.
```

```
%Parámetros físicos del
material.
% H0 (G)Campo magnético
externo (770 Oe)
% Ms Magnetización de
saturación (1740 G)
% dH (0.5 Oe)
%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%
%%%%%%%%%%
```

```
%Parámetros físicos del
material.
gamma=-2.8*(10^6); %Razón
giromagnética
Wm=2*pi*gamma*Ms;
W0=2*pi*gamma*H0;
paso=100000; %Ancho de
frecuencia de barrido.
```

```
%Frecuencia de barrido:
f=3.9*(10^9); %Frecuencia
inicial
F=4.5*(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))*e
xp(-2*k1*d0); %Velocidad
de grupo de las ondas de
espín.
```

```
k1l=(abs(gamma)*dH)*2*pi/(
Vgr1);
```

```
T1=[exp((-
li*k1)+k1l)*(a-
w),0;0,exp(((li*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))*e
xp(-2*k3*d2); %Velocidad
de grupo de las ondas de
espín.
```

```
k33=(abs(gamma)*dH)*2*pi/(
Vgr3);
```

```
T3=[exp((-
li*k3)+k33)*w),0;0,exp(((1
```

```

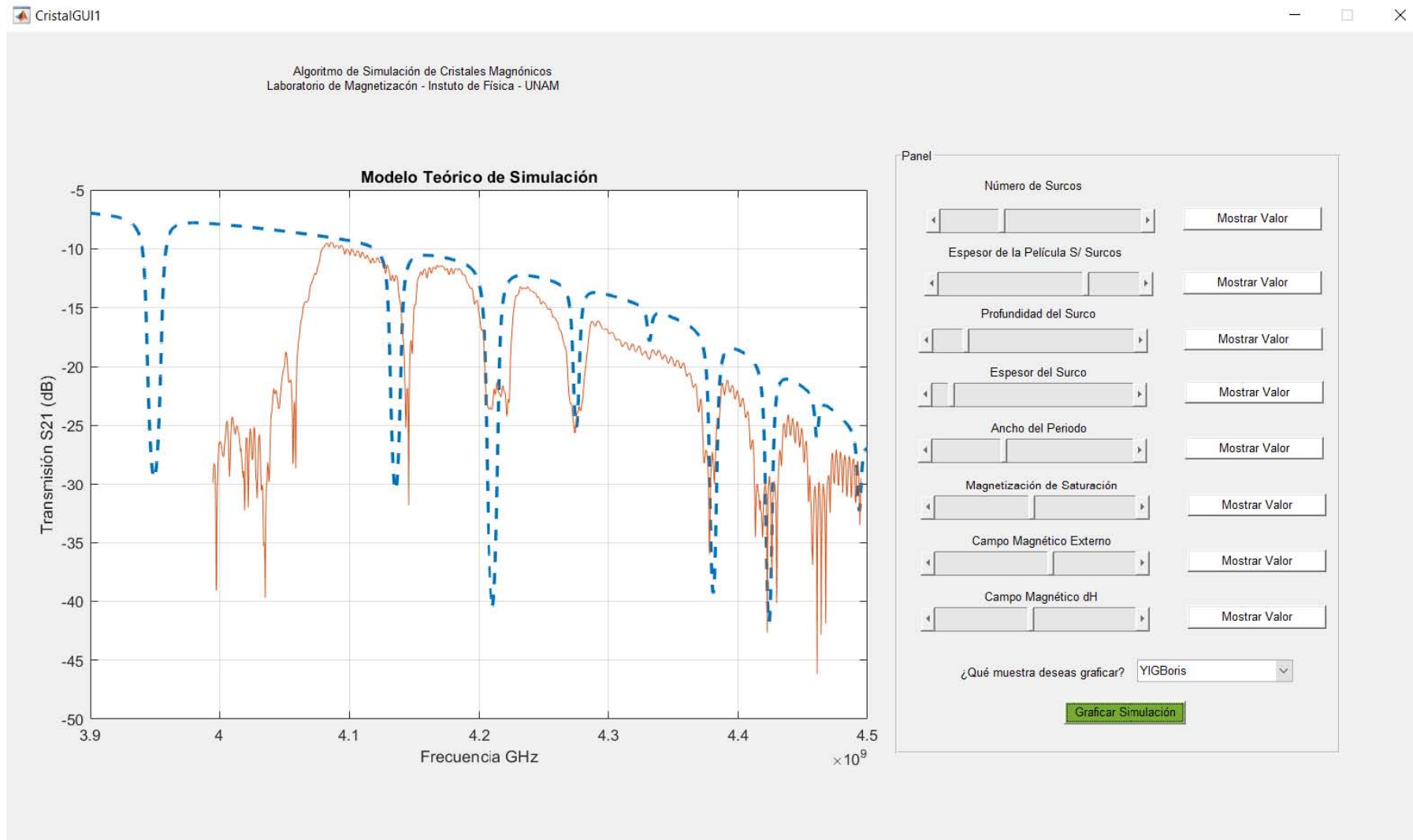
i*k3) -k33) *w) ] ; %Dentro
del surco.
r=(d/(2*d0-d)) ; %
Coeficiente de reflexión.
R=(1-r) ; %Coeficiente de
transmisión a través de
las uniones.
RR=(1+r) ;
T2=[R^(-1), r*(R)^(-
1); r*(R)^(-1), R^(-1)] ;
T4=[RR^(-1), -r*(RR)^(-
1); -r*(RR)^(-1), RR^(-1)] ;

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)=0.73*PtrdB;
%ingresando reloj
l=l+1;

end

```



Interfaz Gráfica en Desarrollo en Matlab para la Entrada de Datos por parte del Usuario

