



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

BICAPAS DE GUÍAS MAGNÓNICAS PARA PROCESAMIENTO DE SEÑALES

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN INGENIERÍA

PRESENTA:

JOSÉ ROBERTO FRAGOSO MORA

TUTOR PRINCIPAL:

DR. DANIEL MATATAGUI CRUZ **CCADET**

CIUDAD DE MÉXICO, OCTUBRE 2016



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

JURADO ASIGNADO

Presidente: Dr. Oleg V. Kolokoltsev Flatov

Secretario: Dr. Naser Qureshi

Vocal: Dr. Daniel Matatagui Cruz

1er. Suplente: Dr. Pablo Roberto Pérez Alcázar

2do. Suplente: Dr. César Leonardo Ordóñez Romero

Lugar donde se realizó la tesis:

CCADET (Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico)

TUTOR DE TESIS:

Dr. Daniel Matatagui Cruz

Firma

Agradecimientos

A mis padres Ofelia y Emiliano por su cariño y su apoyo en todo lo que se me ocurre. A mi novia Raquel por su casi infinita paciencia y su afecto. A mi abuelita Jose a quien extraño.

Ofrezco un especial agradecimiento a los doctores Daniel y Oleg, con quienes pude trabajar de cerca en este proyecto. Valoro la experiencia y conocimiento aportados a mi formación, además de su compañía. También a los compañeros del laboratorio, quienes me ayudaron y me aconsejaron muchas veces.

Este trabajo fue realizado con el apoyo de los PAPIIT IA103016 e IG100314. Y con la ayuda de CONACyT (CVU:625515).

Abstract/Resumen

An efficient solution for obtaining band-stop zones and phase shifting in a microwave frequency region based on a bi-layer magnetic structure was studied theoretically and experimentally, for magnetostatic surface waves (MSSW) propagating along two-layer thin-film structure. The spatial evolution and periodical redistribution of MSSW energy in the waveguide system was used in the experiments on the suppression of MSSW propagation within a narrow microwave frequency regions.

Se estudió de forma teórica y experimental una solución eficiente para obtener regiones prohibidas en el espectro y desplazamiento en la fase, para señales en la región de microondas. Basándose en la propagación de ondas magnetostáticas superficiales (MSSW), a lo largo de una estructura conformada por dos películas delgadas. La evolución espacial y redistribución periódica de la energía de las MSSW en el sistema de guías de onda, fue utilizada en los experimentos para la supresión de regiones estrechas en el espectro de propagación.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Dispositivos magnónicos	1
1.2. Descripción del contenido	5
1.3. Objetivos generales	6
2. Conceptos fundamentales	9
2.1. Momento magnético y magnetización	9
2.2. Clasificación de los materiales debido a sus propiedades magnéticas	11
2.3. Dinámica de la magnetización	13
2.3.1. Campo efectivo	13
2.3.2. Ecuación de Landau-Lifshitz	14
2.3.3. Tensor de susceptibilidad magnética a altas frecuencias . . .	15
2.3.4. Tensor de permeabilidad magnética a altas frecuencias . . .	16
2.4. Ondas espín	17
2.5. Propagación de MSWs en películas delgadas	18
2.5.1. Aproximación magnetostática	19
2.5.2. Magnetización tangencial a la película	20
2.5.3. Propagación de MSSWs	23
2.5.4. Vector Poynting	23
2.6. Teoría de modos acoplados	24
2.6.1. Resonadores eléctricos acoplados por inductancia mutua . .	24
2.6.2. Teoría de modos acoplados en bicapa magnónica	27
3. Propagación de MSSWs en una estructura bicapa	31
3.1. Magnetización tangencial al sistema	31
3.1.1. Ecuación de dispersión	36
3.1.2. Propagación de MSSWs	36
3.1.3. Vector Poynting	38
4. Análisis y resultados numéricos	39
4.1. Propagación de MSSWs en una película delgada	39
4.2. Propagación de MSSWs en la estructura bicapa	43

4.3.	Efecto de las variables en la curva de dispersión	47
4.3.1.	Separación entre capas	47
4.3.2.	Espesor de las capas	48
4.3.3.	Módulo de la magnetización de saturación	49
4.3.4.	Diferencia en la dirección de magnetización	50
4.4.	Mecanismo para la supresión de bandas	51
5.	Trabajo y resultados experimentales	55
5.1.	Caracterización de la evolución de la energía	55
5.1.1.	Montaje experimental	55
5.1.2.	Resultados	59
5.2.	Efecto de la separación entre capas en el espectro	60
5.2.1.	Montaje experimental	60
5.2.2.	Resultados	64
6.	Conclusiones	69
6.1.	Trabajo a futuro y aplicaciones	70
A.	Manipulación matemática del determinante	73
B.	Forma explícita de los coeficientes	75
C.	Algoritmo del Método Newton-Raphson	76
	Bibliografía	79

Capítulo 1

Introducción

El procesamiento de señales se refiere a la manipulación de estas con la finalidad de adquirir o mejorar alguna característica necesaria para una aplicación específica. Por ejemplo, mecanismos de amplificación para reducir atenuación, de modulación para facilitar la transmisión en un medio, de codificación para hacerla robusta ante el ruido, y de filtrado para aislar la porción del espectro de interés, por mencionar algunos.

La magnónica se refiere al campo que comprende la transmisión, almacenamiento y procesamiento de información usando paquetes de ondas espín o *spin waves* (SWs). Un magnón es la cuantización de las SWs, un concepto similar a los fotones con respecto a las ondas electromagnéticas en óptica [1]. En la actualidad el estudio de dispositivos magnónicos ha adquirido interés para procesamiento analógico de señales, principalmente en la región del espectro que corresponde a las microondas. Esto impulsado por el desarrollo de los dispositivos conocidos como cristales magnónicos o *magnonic crystals* (MCs) [2].

1.1. Dispositivos magnónicos

Se conocen como dispositivos magnónicos aquellos en los cuales se induce la propagación de SWs a lo largo de materiales magnéticos, comúnmente en forma de película delgada.

Debido a investigaciones actuales, se prevé que los dispositivos magnónicos ofrecerán importantes y nuevas funciones que hasta ahora no existen en la electrónica y la óptica, para el procesamiento de señales y nuevos dispositivos lógicos. Estos son fácilmente integrados a circuitos de microondas y ópticos al mismo tiempo [2].

Como se muestra en la Figura 1.1 un dispositivo de este tipo está compuesto, por lo menos, de los siguientes elementos estructurales: una fuente y un detector de SWs, un medio funcional en el cual se manipula la onda entre la entrada y la salida, y por último un bloque de control externo, utilizado para controlar dinámicamente el medio funcional.

El dispositivo típico basado en películas delgadas, se muestra en la Figura 1.2. En el cual se usan antenas microcinta como transductores de entrada (región A) y salida (región B). La región C representa la guía de onda de las SWs. La fase y la amplitud de las ondas varían según las características de la región funcional D. Esta región puede presentar variaciones en los parámetros magnético-estructurales, que propician modificaciones locales del campo magnético. En algunos casos la región C también es utilizada como la región funcional.

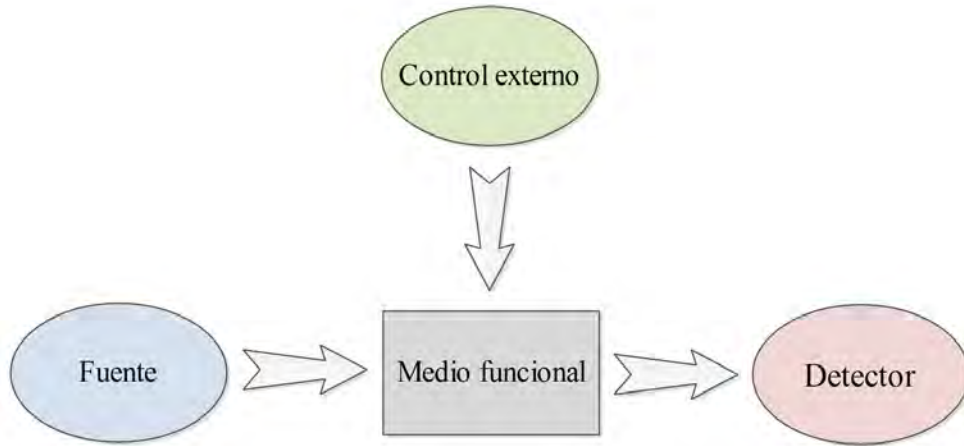


Figura 1.1: Esquema elemental de un dispositivo magnónico conformado por sus cuatro partes básicas: Fuente, detector, medio funcional y control externo.

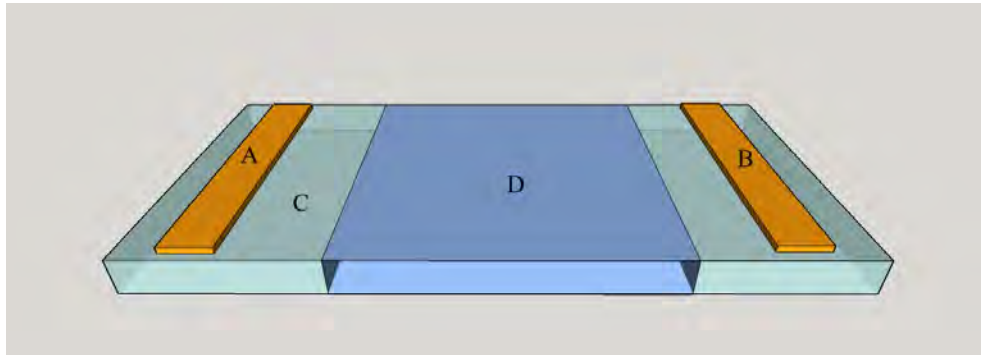


Figura 1.2: Representación del dispositivo magnónico más común basado en película delgada y circuitos de microondas planos. A y B corresponden a los transductores de entrada y de salida respectivamente, C es la guía de onda y D es el medio funcional para el procesamiento de las SWs.

Los cristales magnónicos o *magnonic crystals* (MCs) son una nueva clase de meta-materiales con una modulación periódica de las propiedades magnéticas, que permite manipular el espectro de transmisión de las SWs en estructura de bandas.

Tales modulaciones periódicas se refieren a arreglos de tiras o puntos metálicos, puntos de crecimiento o ataque localizado, así como también variaciones periódicas del campo magnético interno y de la magnetización de saturación por implantación de iones, etc. [3].

Los MCs son los sistemas mejor estudiados en los cuales el espectro de SWs presentan una estructura de bandas. Esta consiste en regiones del espectro en las cuales existen estados magnónicos permitidos y prohibidos o *band gaps*, como se conocen en la literatura [2]. La estructura de bandas puede ser explicada a través de la reflexión de Bragg cuando la longitud de onda está en el orden del la longitud de periodo. Conceptos similares se han utilizado en otras área como la creación de cristales ópticos y cristales fonónicos.

Desde los años sesenta se han desarrollado filtros de microondas a través de transductores con elementos periódicos en la entrada y la salida de una película delgada de *Yttrium Iron Garnet* (YIG, $Y_3Fe_5O_{12}$). Gracias a la distribución periódica de estos elementos transductores colocados en la superficie de la película, es como se logra una estructura de bandas en el espectro de transmisión, en estos dispositivos [4].

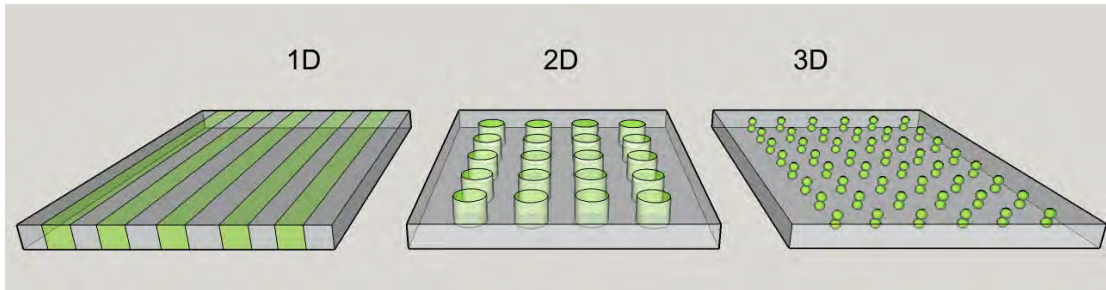


Figura 1.3: Clasificación de MCs en películas delgadas. Se muestra esquemáticamente los cristales de 1D, 2D y 3D.

Las estructuras periódicas contenidas en los cristales se clasifican según su dimensión: de 1D, 2D y 3D, como se muestra en la Figura 1.3.

Últimamente se ha analizado la posibilidad de reordenar la estructura periódica en los MCs, con la finalidad de manipular dinámicamente la estructura de bandas en el espectro. En la literatura se han presentado diferentes mecanismos que permiten una reestructuración de bandas, por ejemplo, el uso de tiras metálicas por las cuales circulan corrientes de espín, que propician un reordenamiento local de la magnetización [3].

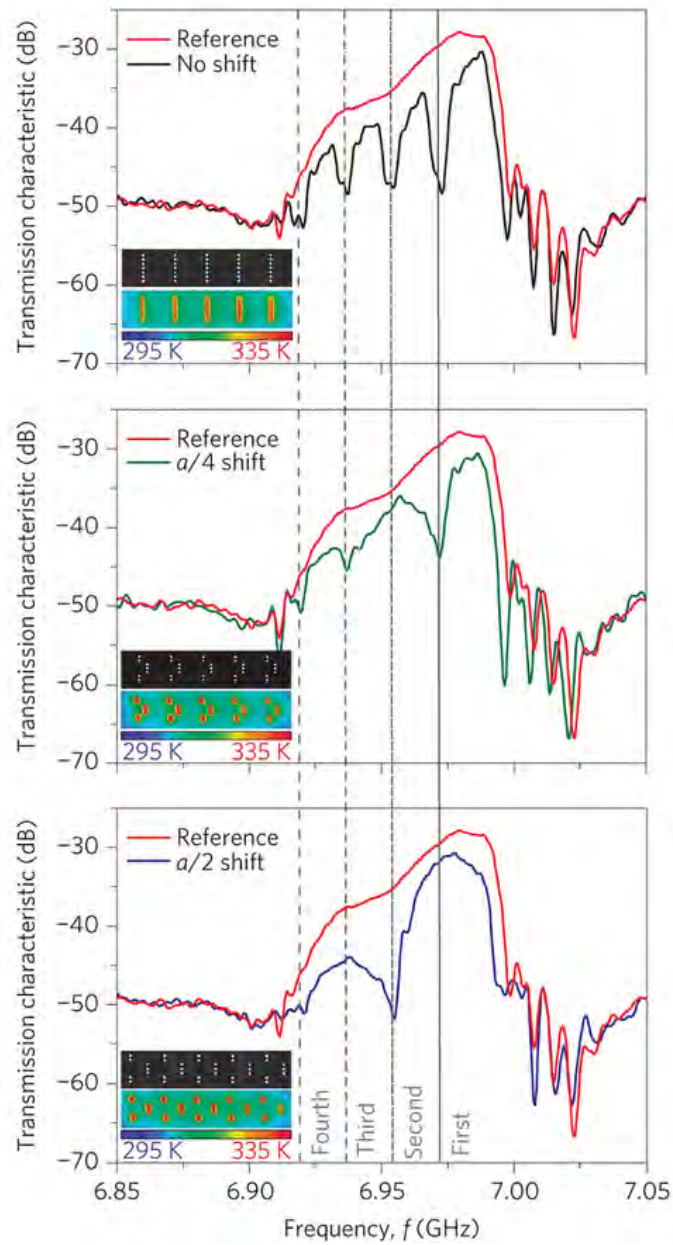


Figura 1.4: Espectro de transmisión de SWs caracterizado por el desplazamiento de la estructura periódica, el centro de las rayas se desplaza en dirección perpendicular a su ordenamiento, en un orden de cero, $a/4$ y $a/2$. Se muestra en la parte inferior izquierda de cada gráfica la distribución de las rayas generadas por láser, obtenidas a partir de una cámara infrarroja (IR) y una cámara *Charge-Coupled Device* (CCD). Con rojo se representa el espectro de SWs de referencia y en azul el efecto de la estructura donde se aprecia la estructura de bandas y su dependencia con la reconfiguración de patrones [5].

Existe un trabajo reciente (2015) en el cual se utilizan efectos térmicos en la magnetización del material. A partir de un haz láser se forman patrones sobre un medio magnético, lo que resulta en la modulación de la magnetización interna y posteriormente en el control de las características de las SWs. Este es un mecanismo de control en 2D con base en modificar los patrones de incidencia de la luz. En la Figura 1.4 se muestran tres casos, cada uno correspondiente a un patrón 2D diferente. Para los que se incluye el espectro de transmisión generado, en rojo se muestra el espectro de referencia y en azul el efecto de las estructuras periódicas [5].

En este trabajo se presenta un dispositivo con la capacidad de generar una estructura de bandas sintonizable. Lo anterior es debido a las singularidades de la propagación de las ondas magnetostáticas superficiales o *magnetostatic surface waves* (MSSWs) en un sistema conformado por dos películas delgadas de YIG, donde ambas películas actúan como guías de onda magnónicas acopladas.

Los resultados obtenidos experimentalmente con respecto al espectro de transmisión de las MSSWs en el sistema bicapa, son similares a los reportados para los MCs. Sin embargo, el mecanismo de funcionamiento no es el mismo, por lo tanto es de importancia ahondar en un análisis teórico y obtener mayor información mediante trabajo experimental y de simulación, con la finalidad de profundizar en el conocimiento de las características del dispositivo.

La posibilidad de generar regiones prohibidas en el espectro de transmisión debido al acoplamiento de dos guías magnónicas fue propuesta y analizada teóricamente por Sasaki y Mikoshiba [6]. Experimentalmente se han estudiado dispositivos basados en películas delgadas de YIG, coplanares y adyacentes [7], en las cuales la evidencia de acoplamiento indica la existencia de estructura de bandas. Sin embargo, el sistema bicapa promete un mayor acoplamiento, lo que implica un mejor desempeño en la supresión de regiones en frecuencia. Las características del sistema lo hacen fácilmente sintonizable, de fácil fabricación y compatible con tecnología basada en guías de onda microcinta. Estos aspectos son atractivos para diversas aplicaciones, por ejemplo, en [8] se muestra un sensor de gas magnónico, compatible con tecnología de microondas y basado en una estructura bicapa.

1.2. Descripción del contenido

El contenido de este texto está distribuido en siete capítulos y un apéndice. El presente capítulo, denominado introducción, tiene como finalidad exponer los detalles globales del trabajo realizado, estableciendo sus objetivos y mencionando sus antecedentes, para situarlo en el contexto tecnológico actual.

En el segundo capítulo se abordan conceptos básicos de magnetismo, el caso MSSWs que se propagan en películas delgadas y una introducción a la teoría de modos acoplados, temas útiles para el desarrollo de los siguientes capítulos.

En el capítulo tercero se muestra a detalle el análisis semi-clásico de la estructura bicapa, extendiendo los temas vistos en el segundo capítulo a una estructura más compleja. Es necesario mencionar que se ha hecho énfasis en el desarrollo matemático minucioso, con el propósito de ahondar en los detalles, puesto que un trabajo a futuro requiere de antecedentes explícitos. Entre los puntos relevantes están: la curva de dispersión y sus ramas asociadas a los modos característicos, la distribución de energía, potencial y campo magnético en las guías debido a la superposición de modos.

Con el análisis presentado en el capítulo tercero, en el capítulo cuarto se presentan simulaciones realizadas para obtener mayor información acerca de la propagación de MSSW en la estructura; mostrando el efecto de la variación de los principales parámetros en la curva de dispersión, en los modos de propagación y su superposición con respecto a la distribución espacial del potencial magnético, campo magnético y potencia de las MSSW. También, se muestra el efecto de la ruptura en el acoplamiento entre guías con respecto al espectro de transmisión.

En el quinto capítulo se presentan los montajes y resultados experimentales para caracterizar el intercambio de energía entre dos películas delgadas de YIG y para observar el efecto de la separación entre estas en el espectro de transmisión. Estos resultados se comparan con los obtenidos en el análisis numérico.

En el sexto y último capítulo se formulan conclusiones generales. También se incluyen posibles líneas de investigación derivadas del proyecto para un futuro inmediato.

Antes de continuar, es necesario resaltar que en este trabajo se refiere indistintamente a ondas espín sin importar el tipo de interacción dominante en ellas. Para diferenciar las ondas debidas a interacción dipolar e interacción de intercambio, se referirá a ellas como ondas dipolares o magnetoestáticas y ondas de intercambio. En la literatura es común que se hable de las ondas debidas a la interacción dipolar como ondas magnetoestáticas, y de las ondas debidas a la interacción de intercambio como ondas de espín.

También debe mencionarse que el desarrollo matemático en su mayoría fue realizado en el sistema cegesimal de unidades (CGS), también conocido como de unidades magnéticas por el uso del gauss (G) y el oersted (Oe), para la densidad de flujo de campo magnético e intensidad del campo magnético, respectivamente. Esto es debido a las ventajas en el desarrollo matemático que supone. En las secciones donde está presente otro sistema de unidades se especificará su uso.

1.3. Objetivos generales

1. Presentar el estudio teórico de la estructura conformada por dos películas delgadas de YIG en las que existe propagación de MSSWs.
2. Describir el mecanismo que propicia la supresión de regiones del espectro a

través del análisis teórico.

3. Caracterizar experimentalmente el intercambio de energía entre dos películas delgadas de YIG a lo largo de la dirección de propagación.
4. Estudiar experimentalmente la supresión de bandas magnónicas y su configuración en función de la separación entre películas delgadas.

Capítulo 2

Conceptos fundamentales

El motivo de este capítulo es introducir los conceptos teóricos necesarios para el desarrollo de los capítulos posteriores. Entre los temas a tratar están la dinámica de los momentos magnéticos, la aproximación magnetostática y la propagación de ondas magnetoestáticas o *magnetostatic waves* (MSWs) en películas delgadas. El estudio de ondas espín o *spin waves* (SWs) comprende conceptos de electromagnetismo clásico y de mecánica cuántica. Para el caso especial de ondas debidas a la interacción dipolar, un enfoque semi-clásico resulta útil para abordar los problemas de escala macroscópica. De esta manera no se trata directamente con la teoría cuántica, aunque si se encuentra presente de forma implícita. El fenómeno de precesión de los momentos magnéticos en estructuras cristalinas es uno de los puntos importantes de este capítulo, un tema central para comprender y estudiar las SWs.

2.1. Momento magnético y magnetización

El concepto de momento magnético implica la influencia de cargas eléctricas. Los campos magnéticos y propiedades magnéticas de los materiales son casi por completo consecuencia del momento angular orbital \mathbf{L} y del momento angular del electrón \mathbf{S} presentes en los átomos. En comparación, el momento magnético de las partículas nucleares es mucho menor por lo que no es tomado en cuenta. La suma de ambos momentos representan el momento angular total $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ [9].

La dinámica de los electrones únicamente puede ser explicada rigurosamente hablando a través de la mecánica cuántica. Debido a esto no es posible expresar un momento magnético elemental en un contexto macroscópico. Por otra parte, en escala macroscópica se cubre un gran número de partículas y por lo tanto de momentos magnéticos locales. Lo que hace posible construir modelos útiles y lo suficientemente precisos para diversas aplicaciones.

El momento magnético elemental se conoce como magnetón de Bohr y esta descrito como se muestra en la ecuación (2.1). El magnetón de Bohr es la cuantización

de los momentos magnéticos.

$$\mu_B = \frac{|e|\hbar}{2m_e c} \quad (2.1)$$

donde m_e es la masa del electrón, \hbar es la constante de Planck, e la carga intrínseca del electrón y c es la velocidad de la luz en el vacío.

Un momento magnético angular orbital \mathbf{m}_L puede ser descrito en términos del momento elemental y \mathbf{L} [10].

$$\mathbf{m}_L = -\mu_B \mathbf{L} \quad (2.2)$$

de la misma manera puede describirse así el momento magnético debido a \mathbf{S} .

$$\mathbf{m}_S = -g\mu_B \mathbf{S} \quad (2.3)$$

donde g es el factor de Landé que debe su valor al momento angular $\mathbf{S} = 1/2$.

Es así que se obtiene un momento magnético total \mathbf{m} debido a las contribuciones del espín y de la orbita, en la Figura 2.1 se muestra una representación gráfica.

$$\mathbf{m} = \mathbf{m}_S + \mathbf{m}_L = -2\mu_B \mathbf{S} - \mu_B \mathbf{L} = -\mu_B(2\mathbf{S} + \mathbf{L}) = -\mu_B(\mathbf{J} + \mathbf{S}) \quad (2.4)$$

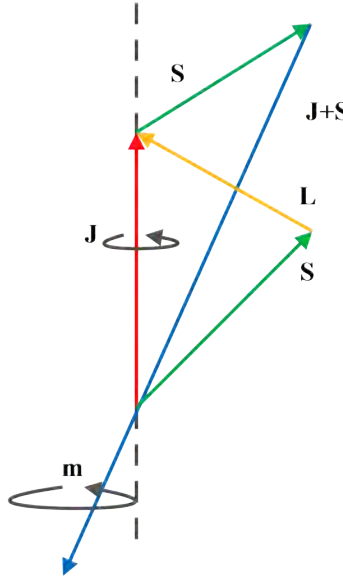


Figura 2.1: Representación vectorial de la relación del momento magnético \mathbf{m} con los momentos angulares \mathbf{L} y \mathbf{S} .

El radio giro-magnético $\gamma = 2.807 \text{ MHz/Oe}$ es la relación entre el momento magnético y el momento angular de un electrón, debido a la contribución del

espín y del orbital.

$$\mathbf{m} = -\gamma\hbar\mathbf{J}; \quad \gamma = \frac{ge}{2m_e c} = \frac{g\mu_B}{\hbar} \quad (2.5)$$

A partir de momentos magnéticos microscópicos se puede obtener una representación macroscópica si se define el promedio volumétrico de estos en un volumen diferencial ΔV , como se muestra en (2.6). Siendo la magnetización \mathbf{M} un promedio volumétrico de momentos magnéticos elementales.

$$\mathbf{M} = \sum_{\Delta V} \frac{\mathbf{m}}{\Delta V} \quad (2.6)$$

La relación de la magnetización \mathbf{M} de un medio material con el campo magnético presente \mathbf{H} esta dada por la susceptibilidad $\hat{\chi}$, como se muestra a continuación:

$$\mathbf{M} = \hat{\chi}\mathbf{H} \quad (2.7)$$

2.2. Clasificación de los materiales debido a sus propiedades magnéticas

Todos los materiales pueden ser divididos en categorías tomando sus propiedades magnéticas como punto de referencia. Por ejemplo, existen materiales que presentan momentos magnéticos permanentes y los que no lo presentan. Con respecto a estos momentos magnéticos, es posible hacer distinción según se trate de un ordenamiento de largo o corto alcance (por debajo de una temperatura crítica). De la misma manera se utiliza la magnitud de los momentos entre vecinos y su orientación. Así es como se clasifican los materiales en diamagnéticos, paramagnéticos, ferromagnéticos, antiferromagnéticos y ferrimagnéticos.

Los materiales diamagnéticos tiene por característica no presentar momentos magnéticos permanentes, además de que su susceptibilidad χ es negativa, lo que supone que la magnetización \mathbf{M} actúa contraria a la dirección del campo \mathbf{H} . El diamagnetismo está asociado con la contribución de la órbita por lo que está presente en mayor o menor medida en todos los materiales.

Los materiales paramagnéticos poseen momentos magnéticos permanentes, tienen susceptibilidad χ positiva y no existe ordenamiento de largo alcance de los momentos magnéticos en ausencia de campo magnético externo.

Un material ferromagnético presenta un momento magnético espontáneo, inclusive cuando no esta en presencia de un campo magnético externo. La existencia de un momento espontaneo sugiere que los momento magnéticos locales están arreglados de una manera regular con respecto a momentos cercanos en un vecindario.

La diferencia entre materiales ferromagnéticos y antiferromagnéticos recae en que estos últimos tienen asociadas dos subredes en su estructura cristalina. Cada subred presenta momentos magnéticos con orientaciones opuestas.

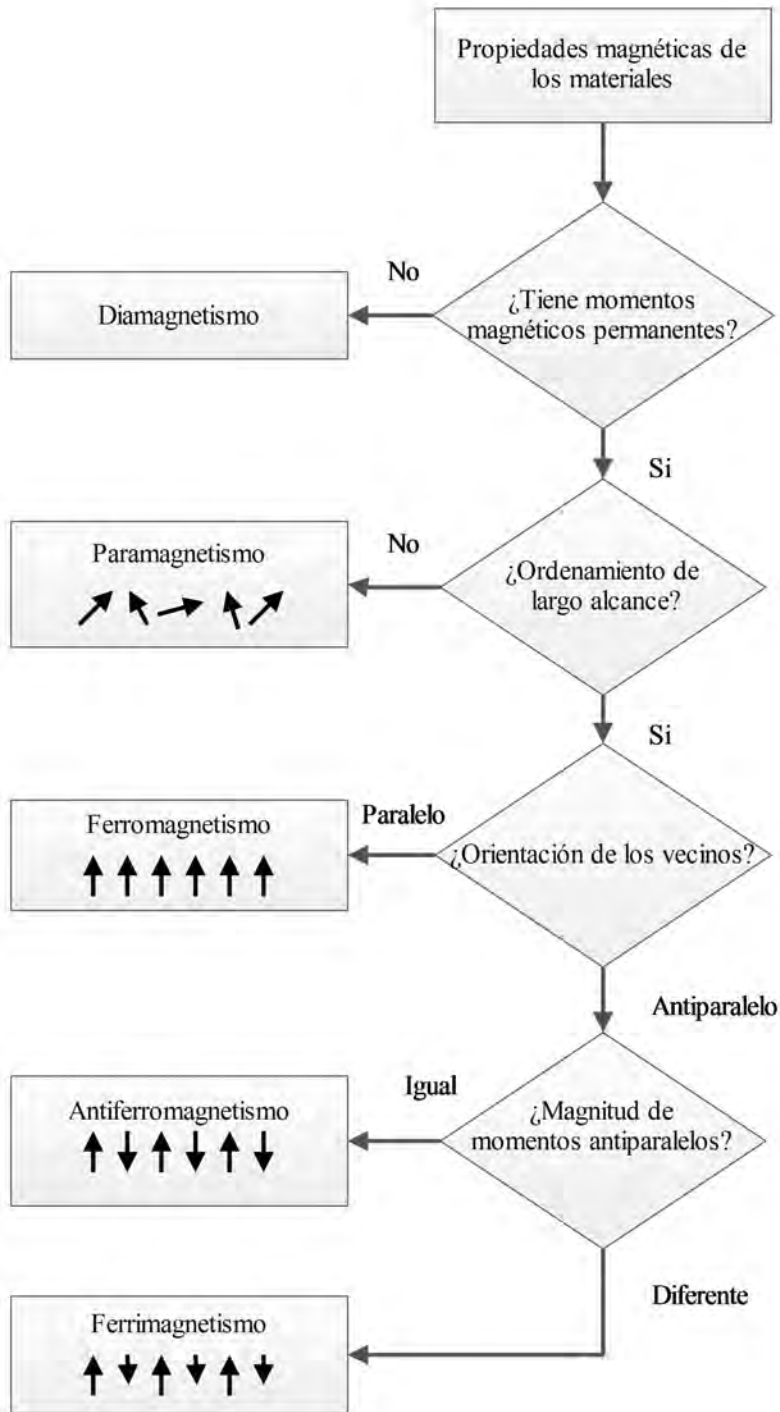


Figura 2.2: Algoritmo para la clasificación de los materiales según sus propiedades magnéticas [9].

En los materiales ferrimagnéticos existe un desbalance entre la magnitud de los momentos magnéticos, por lo que en promedio existe una magnetización del sistema. Los materiales ferrimagnéticos pueden ser considerados un caso especial de los antiferromagnéticos [11]. En la Figura 2.2 se muestra un algoritmo que explica de forma sencilla el proceso de clasificación de los materiales según sus propiedades magnéticas.

El *Yttrium Iron Garnet* (YIG, $Y_3Fe_5O_{12}$) es un material ferrimagnético y es necesario mencionar que el modelo teórico desarrollado por Damon y Eshbach [12] que se muestra más adelante, es aplicable tanto a estos materiales como a ferromagnéticos.

2.3. Dinámica de la magnetización

La ecuación de movimiento de Landau-Lifshitz describe la precesión de la magnetización \mathbf{M} con respecto a un campo magnético efectivo \mathbf{H}_{eff} . Con la solución de esta ecuación linealizada se describe matemáticamente la naturaleza giro-magnética de los materiales a través de tensores de susceptibilidad y permeabilidad.

2.3.1. Campo efectivo

En materiales ferromagnéticos y antiferrimagnéticos los distintos términos del campo magnético pueden ser derivados a partir de una formulación fenomenológica correspondiente a las energía de las interacciones de intercambio, anisotropía, demagnetización y efecto Zeeman [13]. Como se muestra en (2.8), el campo efectivo es resultado de la suma de las contribuciones de cada interacción.

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_Z + \mathbf{H}_{ex} + \mathbf{H}_{an} + \mathbf{H}_D \quad (2.8)$$

El campo de Zeeman \mathbf{H}_Z se debe a la interacción de la magnetización con el campo externo. La energía de Zeeman depende únicamente del promedio de la magnetización y no de la estructura de dominios del material.

La energía de intercambio responsable del campo \mathbf{H}_{ex} , se debe en gran medida a la propiedad de alineamiento paralelo preferencial entre momentos magnéticos cercanos. La influencia de esta energía se limita a momentos magnéticos vecinos por lo que se dice que es de corto alcance.

La energía de anisotropía, que da origen al campo magnético de anisotropía \mathbf{H}_{an} , es la relación entre los momentos magnéticos y la estructura cristalina, su equilibrio con el intercambio contribuye al ordenamiento de los momentos en dominios. Los principales tipos de anisotropía son cúbica y uniaxial.

La demagnetización o energía de demagnetización es la que origina la interacción dipolar. Esta da origen al campo de demagnetización \mathbf{H}_D relacionado directamente con la forma del material. Este tipo de energía es de largo alcance,

lo que supone que afecta un mayor número de momentos magnéticos. Este es el campo dominante en la propagación de las MSWs. También se considera un tipo de anisotropía.

2.3.2. Ecuación de Landau-Lifshitz

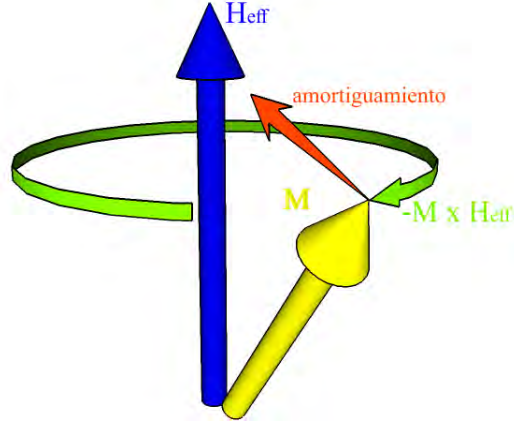


Figura 2.3: Precesión de \mathbf{M} con respecto a \mathbf{H}_{eff} .

Ahora, supóngase un ferromagneto que se conforma de la suma de momentos magnéticos locales \mathbf{m} , que precesan con un momento angular \mathbf{J} , descrito por la ecuación (2.9) [14].

$$\hbar \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} = \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff} \quad (2.9)$$

Se ha tomado en cuenta que \mathbf{J} es expresado en las unidades de \hbar y de \mathbf{m} en unidades absolutas. Multiplicando (2.9) por el número de momentos en una unidad de volumen (2.6) y utilizando la relación cuántica general (2.5), se obtiene una ecuación de movimiento en términos de la magnetización \mathbf{M} .

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} \quad (2.10)$$

En un tratamiento clásico del proceso dinámico en un material ferromagnético, las ecuaciones para la electrodinámica poseen relaciones suplementarias, que expresan una dependencia con respecto a la magnetización \mathbf{M} y el campo magnético \mathbf{H}_{eff} .

La ecuación de movimiento (2.10) fue propuesta por Landau y Lifshitz en 1935. Esta ecuación describe la naturaleza giro-magnética de los momentos magnéticos de la estructura cristalina. Describiendo el movimiento de precesión similar al que se muestra de forma esquemática en la Figura 2.3.

En dicha figura el amortiguamiento corresponde a la relajación de la precesión, que está relacionada con las pérdidas en la propagación de las MSWs. Este término ha sido discutido por Landau-Lifshitz, Gilbert y Bloch [14].

2.3.3. Tensor de susceptibilidad magnética a altas frecuencias

El tensor de susceptibilidad magnética expresa la naturaleza giro-magnética de los medios materiales a través de resolver la ecuación linealizada de Landau-Lifshitz para campos pequeños de ac ; este tensor también es conocido como tensor de Polder.

Considérese la oscilación de la magnetización en algún punto de un ferromagneto bajo la influencia de un campo interno de ac en el mismo punto. Es necesario suponer que el campo magnético total \mathbf{H} y la magnetización \mathbf{M} se conforman por la suma de una componente estática y una componente dinámica (2.11). Las componentes dinámicas son considerablemente pequeñas $h_{\sim} \ll H_0$ y $m_{\sim} \ll M_s$. Para las componentes estacionarias se cumple que $\mathbf{M}_s \times \mathbf{H}_0 = 0$.

$$\begin{aligned}\mathbf{H} &= \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}_{\sim} \\ \mathbf{M} &= \mathbf{M}_s + \mathbf{m}_{\sim}\end{aligned}\tag{2.11}$$

Al sustituir (2.11) en (2.10) se obtiene la ecuación de movimiento en su forma linealizada.

$$\frac{\partial \mathbf{m}_{\sim}}{\partial t} + \gamma \mathbf{m}_{\sim} \times \mathbf{H}_0 = -\gamma \mathbf{M}_s \times \mathbf{h}_{\sim}\tag{2.12}$$

Si los campos \mathbf{h}_{\sim} y \mathbf{m}_{\sim} tienen un comportamiento armónico en tiempo pueden ser definidos de la siguiente manera

$$\mathbf{h}_{\sim} = \mathbf{h}e^{i\omega t} \quad \mathbf{m}_{\sim} = \mathbf{m}e^{i\omega t}\tag{2.13}$$

y sustituyendo (2.13) en (2.12) se obtiene

$$i\omega \mathbf{m} + \gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_0 = -\gamma \mathbf{M}_s \times \mathbf{h}\tag{2.14}$$

Así, proyectando (2.14) en un sistema de coordenadas cartesianas es posible obtener un sistema de ecuaciones (2.15) con componentes en x , y y z .

Este análisis supone en z la dirección de \mathbf{H}_0 y \mathbf{M}_s . De esta manera, las variaciones armónicas se ubican en el plano $z = 0$. Un análisis similar es válido cuando la magnetización tiene otra dirección en el sistema de coordenadas.

$$\begin{aligned}i\omega m_x + \gamma H_0 m_y &= \gamma M_s h_y \\ -\gamma H_0 m_x + i\omega m_y &= -\gamma M_s h_x \\ i\omega m_z &= 0\end{aligned}\tag{2.15}$$

La solución del sistema (2.15) está dada por (2.16).

$$\begin{aligned} m_x &= \chi h_x - i\chi_a h_y \\ m_y &= \chi h_y + i\chi_a h_x \\ m_z &= 0 \end{aligned} \quad (2.16)$$

Las componentes de χ y χ_a de la susceptibilidad son

$$\chi = \frac{\gamma M_s \omega_H}{\omega^2_H - \omega^2} \quad \chi_a = -\frac{\gamma M_s \omega}{\omega^2_H - \omega^2}$$

donde $\omega_H = \gamma H_0$ es la frecuencia de resonancia libre del sistema, conocida como frecuencia de Larmor.

Considerando la relación (2.7), las componente χ y χ_a puede expresarse como un tensor (2.17), de tal forma que las componentes de *ac* sean expresadas como $\mathbf{m} = \hat{\chi} \mathbf{h}$.

$$\hat{\chi} = \begin{pmatrix} \chi & -i\chi_a & 0 \\ i\chi_a & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

Entre las peculiaridades del tensor de susceptibilidad (2.17) se encuentra la presencia de componentes *ac* del campo únicamente en direcciones transversales a la magnetización \mathbf{M}_s . Estas componentes, en las direcciones *x* y *y*, tienen una variación entre si de $\pi/2$ en la fase. Esta propiedad del medio es causada por la no simetría de la susceptibilidad, que propicia la naturaleza giro-magnética [14].

2.3.4. Tensor de permeabilidad magnética a altas frecuencias

Al igual que se expresa la susceptibilidad como un tensor que describe la naturaleza giro-magnética del medio, es posible hacer lo mismo con la permeabilidad $\hat{\mu}$, recordando las relaciones constitutivas de la electrodinámica (2.18) y (2.19) siendo \mathbf{b} la componente dinámica en *ac* de la densidad de campo magnético.

$$\mathbf{b} = \hat{\mu} \mathbf{h} \quad (2.18)$$

$$\mathbf{b} = \mathbf{h} + 4\pi \mathbf{m} \quad (2.19)$$

es posible encontrar la siguiente relación entre susceptibilidad y permeabilidad:

$$\hat{\mu} = \hat{I} + 4\pi \hat{\chi} \quad (2.20)$$

donde \hat{I} es un tensor unitario, despejando el tensor $\hat{\mu}$ de la ecuación (2.20) se obtiene

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & -i\mu_a & 0 \\ i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

Las componentes μ y μ_a tienen los siguientes valores derivados de (2.20) donde $\omega_M = \gamma 4\pi M_s$ [15].

$$\mu = 1 + 4\pi\chi = \frac{\omega^2 - \omega_H(\omega_H + \omega_M)}{\omega^2 - \omega_H^2} \quad \mu_a = 4\pi\chi_a = \frac{\omega\omega_M}{\omega^2 - \omega_H^2}$$

2.4. Ondas espín

Desde el punto de vista semi-clásico, es posible interpretar una SW como una excitación en la cual la fase de precesión de los momentos en la estructura cristalina varía linealmente de extremo a extremo, como se muestra en la Figura 2.4.

Un aspecto crucial para excitar SWs en un material, es la aplicación de un campo magnético \mathbf{H}_0 , de tal manera que los momentos magnéticos en su gran mayoría deben estar orientados en una dirección. La saturación de la magnetización es necesaria pues las SWs se propagan cuando la estructura de dominios ha desaparecido, a menos que se trate de un material mono-dominio.

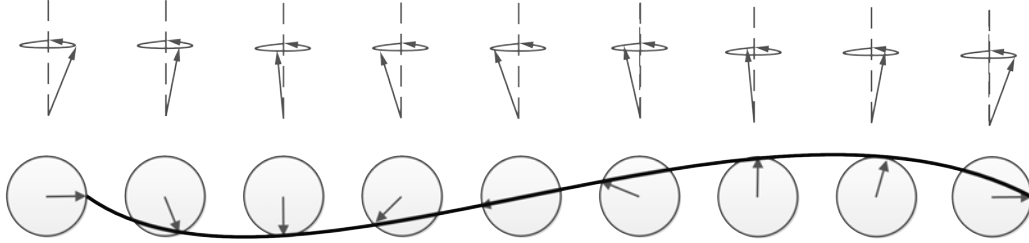


Figura 2.4: Representación esquemática de las SWs como la variación en la fase de la precesión de los momentos magnéticos locales [11].

Cuando se habla de SWs, es necesario realizar una distinción con respecto a la energía de interacción dominante, pues se deben a las interacciones de demagnetización y de intercambio.

1. Ondas debidas al intercambio: Son SWs de corto alcance que afectan únicamente a un par de momentos magnéticos. Su estudio se realiza a través de la energía de intercambio en una vecindad de momentos magnéticos, desde el punto de vista de la mecánica cuántica. Las ondas debidas a la energía de intercambio tienen longitudes de onda $\lambda = k/(2\pi)$ comparable con la constante de la rejilla cristalina.

2. Ondas debidas a la interacción dipolar: Son SWs de largo alcance las cuales afectan a un mayor número de momentos magnéticos y su estudio se realiza a través de la aproximación magnetostática que permite un enfoque clásico. Las ondas debidas a la interacción dipolar tiene longitudes de onda λ de mayor tamaño y se dice que son de largo alcance. Para nuestros fines, se utilizan ondas MSWs que se propagan por varios milímetros a lo largo de películas delgadas de YIG con una atenuación tolerable.

2.5. Propagación de MSWs en películas delgadas

Como se ha mencionado antes, el interés se centra en el tipo de SWs debidas a la interacción dipolar en películas delgadas o MSWs. La principal ventaja de estas es que se propagan en distancias en el orden de milímetros en películas delgadas de YIG, un aspecto fundamental, para trabajar con el periodo de intercambio de potencia entre dos películas. Además de que la teoría semi-clásica resulta valida para su estudio.

La dirección de la magnetización en la película delgada define el tipo de MSWs que se propagan. Es posible clasificar las MSWs en tres tipos: tipo superficial o *magnetostatic surface waves* (MSSWs), y dos de tipo volumétricas: *magnetostatic backward volume waves* (MSBVWs) y *magnetostatic forward volume waves* (MSFVWs). En las MSSWs la concentración de la energía de la onda se encuentra en alguna de las interfaces que limitan la película, lo que depende de la dirección de orientación de los momentos magnéticos. Las de tipo volumétrico la energía está confinada en el material.

La excitación de cada tipo de onda depende de la dirección del campo de externo aplicado \mathbf{H}_0 con respecto a la posición de la película. En la figura 2.5 se muestra un ejemplo de la curva de dispersión asociada a cada uno de los tres tipos de MSWs. El caso representado es para la excitación de ondas en una película de $s = 6 \mu m$ de espesor, magnetización de saturación de $4\pi M_s = 1750 G$ (típica de películas delgadas de YIG) y un campo externo de $H_0 = 1800 Oe$. En la figura 2.5 también se incluye una representación esquemática de la dirección del campo externo con respecto a la dirección de la película y la dirección de propagación.

La curva de dispersión es un elemento fundamental, pues al indicar la relación entre frecuencia temporal ω y frecuencia espacial k , también aporta información sobre la velocidad de fase y la velocidad de grupo. En los siguientes capítulos se mostrará el papel fundamental que tiene en este trabajo, pues define la distribución del campo magnético y de la energía en el sistema bicapa.

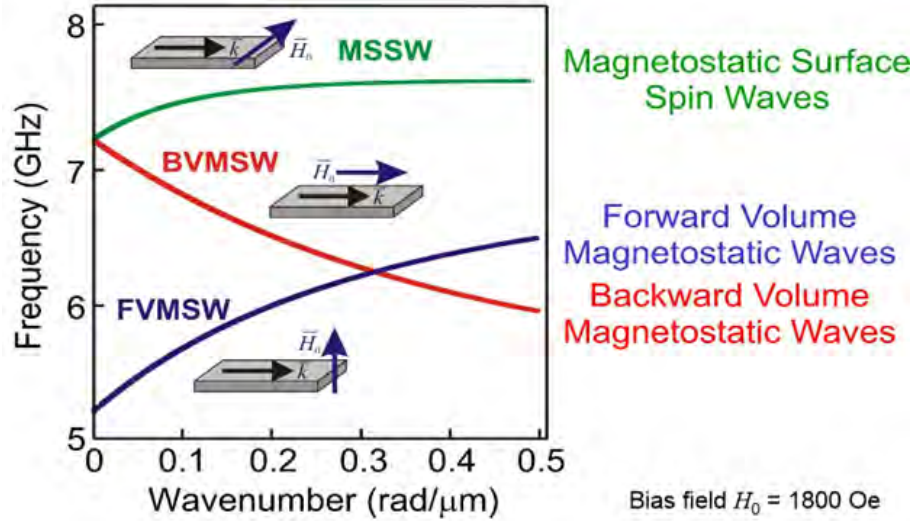


Figura 2.5: Curvas de dispersión de los tipos de MSWs, se incluye de forma esquemática la dirección de magnetización de saturación que excita cada uno de los tres tipos MSSWs, MSFVWs y MSBVWs [16].

2.5.1. Aproximación magnetostática

El análisis de MSSWs se realiza a través de la aproximación magnetostática de la leyes de Maxwell (2.22).

$$\begin{aligned}
 \nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0 \\
 \nabla \times \mathbf{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} \\
 \nabla \cdot \mathbf{E} &= 4\pi \rho \\
 \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0
 \end{aligned} \tag{2.22}$$

donde \mathbf{E} es la intensidad de campo eléctrico, \mathbf{D} la densidad de campo eléctrico, \mathbf{B} la densidad de campo magnético, \mathbf{J} la densidad de corriente, ρ la densidad de carga y t denota el tiempo.

Esta aproximación surge a partir de considerar la velocidad de fase de una onda electromagnética en un material magnético mucho menor que en el espacio libre. En una porción amplia del espectro se cumple que $k \gg k_0 \equiv \omega/c$, donde k se refiere al número de onda de las MSWs en un material magnético y k_0 en el medio libre.

A través de un desarrollo matemático, se puede llegar a la ecuación (2.23),

considerando las componentes dinámicas (2.11) de \mathbf{M} y \mathbf{H} [9].

$$\nabla \times \mathbf{h} = -\frac{k_0^2 \mathbf{k} \times \mathbf{m}}{k_0^2 - k^2} \approx 0 \quad (2.23)$$

Es así que las ecuaciones de Maxwell para componentes pequeñas de ac , donde e es la componente de ac del campo eléctrico, se convierten en

$$\nabla \times \mathbf{h} = 0 \quad (2.24)$$

$$\nabla \cdot \hat{\mu} \mathbf{h} = 0 \quad (2.25)$$

$$\nabla \times \mathbf{e} = -i\omega \hat{\mu} \mathbf{h} \quad (2.26)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{e} = 0 \quad (2.27)$$

A partir de (2.24), por la relación de gradiente, se puede definir un potencial magnético Ψ de la siguiente manera: ¹

$$\mathbf{h} = -\nabla \Psi \quad (2.28)$$

2.5.2. Magnetización tangencial a la película

El análisis realizado por Damon y Eshbach [12] describe el desarrollo teórico para la propagación de ondas MSWs a lo largo de una película delgada, cuando es magnetizada tangencialmente. ²

La ecuación de onda (2.29) describe la propagación de la MSWs y también se conoce como ecuación de Walker. La cual se obtiene a partir de la ecuación (2.25) cuando en ella se sustituye (2.28).

$$\nabla \cdot (\hat{\mu} \nabla \Psi) = 0 \quad (2.29)$$

En la Figura 2.6 (a) se muestra una guía de onda formada por una película delgada que se supone infinita en z y y . La película delgada con espesor s está formada de un material ferromagnético (región II) y está limitada en el eje x por dos películas de material dieléctrico (regiones I y III) que se suponen de aire. En las direcciones y y z se suponen infinitas todas las capas. Como se muestra en la Figura 2.6 (b), \mathbf{M}_s coincide con el eje coordenado z , por lo tanto la propagación de MSSWs está dada a lo largo del eje y . Siendo para la dirección z el caso de MSBVWs.

¹En [14] y [17] se considera el potencial magnético como $\mathbf{h} = \nabla \Psi$. Para lo cual, es posible constatar que no existe diferencia en el resultado final al obtener la curva de dispersión, puesto que la ecuación de Walker tiene la misma forma. La única diferencia está en la fase del campo magnético con una diferencia de desplazamiento de π rad.

²Se deja a un lado el desarrollo teórico correspondiente a la propagación de MSFWs cuando la magnetización es normal a la película delgada, sin embargo este caso puede encontrarse en [9, 14, 17].

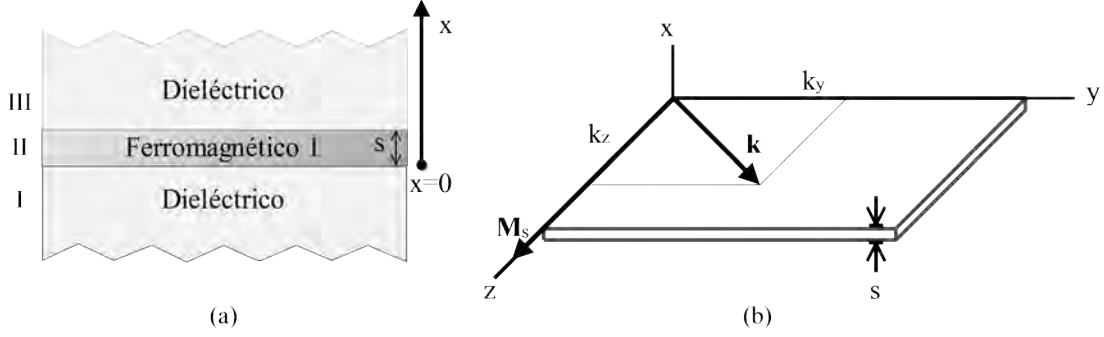


Figura 2.6: En la figura se observa la representación esquemática del problema para una película delgada, magnetizada por un campo externo \mathbf{H}_0 tangencial a su superficie. En (a) se muestra las regiones que conforman la guía de onda y en (b) las direcciones de \mathbf{M}_s y \mathbf{k} en la película delgada.

La solución o soluciones de la ecuación (2.29) en el sistema permiten encontrar la expresión matemática de la curva de dispersión, para lo cual deben aplicarse las condiciones de frontera correspondientes.

El potencial magnético queda definido como:

$$\Psi = \begin{cases} \Psi_I, & x < 0 \\ \Psi_{II}, & 0 < x < s \\ \Psi_{III}, & x > s \end{cases} \quad (2.30)$$

Aplicando la ecuación (2.29) a cada una de las tres regiones del sistema se obtiene la ecuación de onda en la forma:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \Psi_I &= 0, & x < 0 \\ \mu \left[\frac{\partial^2 \Psi_{II}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi_{II}}{\partial y^2} \right] + \frac{\partial^2 \Psi_{II}}{\partial z^2} &= 0, & 0 < x < s \\ \nabla^2 \Psi_{III} &= 0, & x > s \end{aligned} \quad (2.31)$$

La solución propuesta para (2.31) es

$$\begin{aligned} \Psi_I &= A e^{kx+i(-k_y y - k_z z)} \\ \Psi_{II} &= (B \cosh(\kappa x) + C \sinh(\kappa x)) e^{i(-k_y y - k_z z)} \\ \Psi_{III} &= D e^{-kx+i(-k_y y - k_z z)} \end{aligned} \quad (2.32)$$

donde $k^2 = k_y^2 + k_z^2$ y $\kappa^2 = k_y^2 + \frac{k_z^2}{\mu}$. Los números de onda k_y y k_z corresponden a las componentes propagadas en las direcciones y y z , respectivamente, como se muestran en la Figura 2.6 (b). Un aspecto importante es que Ψ se desvanece cuando $x \rightarrow \pm\infty$.

Los coeficientes A , B , C y D , y los números de onda k_y y k_z únicamente pueden ser encontrados al aplicar las condiciones de frontera entre las regiones I, II y III. Tomando en cuenta las condiciones de frontera (2.33) de la electrodinámica para la interfaz entre un medio 1 y un medio 2, donde \mathbf{n} denota el vector unitario normal a la interfaz

$$\begin{aligned}\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) &= \mathbf{J}_{12} \\ \mathbf{n} \cdot \mathbf{B}_1 &= \mathbf{n} \cdot \mathbf{B}_2\end{aligned}\quad (2.33)$$

y utilizando las ecuaciones (2.28) y (2.18) pueden expresarse estas condiciones de frontera en términos de Ψ , para una densidad de corriente en la interfaz $\mathbf{J}_{12} = 0$. De esta manera se puede llegar a las ecuaciones (2.34) y (2.35).

$$\begin{aligned}\Psi_I &= \Psi_{II}, & x = 0 \\ \Psi_{II} &= \Psi_{III}, & x = s\end{aligned}\quad (2.34)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial \Psi_I}{\partial x} &= \mu \frac{\partial \Psi_{II}}{\partial x} - j\mu_a \frac{\partial \Psi_{II}}{\partial y}, & x = 0 \\ \frac{\partial \Psi_{III}}{\partial x} &= \mu \frac{\partial \Psi_{II}}{\partial x} - j\mu_a \frac{\partial \Psi_{II}}{\partial y}, & x = s\end{aligned}\quad (2.35)$$

Al aplicar la solución (2.32) en las ecuaciones de frontera (2.34) y (2.35) se puede obtener la matriz (2.36), que representa un sistema de ecuaciones con los coeficientes A , B , C y D .

$$\begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & \cosh(\kappa s) & \sinh(\kappa s) & -e^{-\kappa s} \\ -k & -\mu_a k_y & \mu \kappa & 0 \\ 0 & \mu \kappa \sinh(\kappa s) - k_y \mu_a \cosh(\kappa s) & \mu \kappa \cosh(\kappa s) - k_y \mu_a \sinh(\kappa s) & \kappa e^{-\kappa s} \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

La relación de dispersión se obtiene cuando el determinante de (2.36) es nulo, lo que garantiza una solución compatible indeterminada para el sistema de ecuaciones. La solución de este sistema expresa los coeficientes B , C y D en función del coeficiente A . Este toma un valor arbitrario que afecta la amplitud de la onda.

$$\begin{aligned}B &= A \\ C &= \frac{Ak + Bk_y \mu_a}{\kappa \mu} \\ D &= -\frac{e^{\kappa s}(B(\kappa \mu \sinh(\kappa s) - k_y \mu_a \cosh(\kappa s)) + C(\kappa \mu \cosh(\kappa s) - k_y \mu_a \sinh(\kappa s)))}{k}\end{aligned}\quad (2.37)$$

La ecuación de dispersión en su forma implícita es la siguiente:

$$2k\mu\kappa \coth(\kappa s) + \mu^2\kappa^2 + k^2 - \mu_a^2 k_y^2 = 0 \quad (2.38)$$

2.5.3. Propagación de MSSWs

Para el caso de MSSWs se tiene únicamente la propagación en dirección y , perpendicular a la magnetización \mathbf{M}_s , por esto $k = k_y = \kappa$ y $k_z = 0$. Si de (2.38) se despeja k_y .

$$k_y = \frac{1}{2s} \ln \left(\frac{(\mu - 1)^2 - \mu_a^2}{(\mu + 1)^2 - \mu_a^2} \right) \quad (2.39)$$

o para ω

$$\omega = \sqrt{\frac{\omega_M^2}{2(\coth(k_y s) + 1)} + \omega_H^2 + \omega_M \omega_H} \quad (2.40)$$

Los coeficientes (2.37) para MSSWs tienen las siguientes expresiones en términos de A

$$\begin{aligned} B &= A \\ C &= \frac{A + A\mu_a}{\mu} \\ D &= A - \frac{2A}{\mu - \mu_a + 1} \end{aligned} \quad (2.41)$$

El campo magnético calculado por la ecuación (2.28) es

$$\begin{aligned} h_x &= -Ake^{kx-iky}, & x \leq 0 \\ h_y &= iAke^{kx-iky}, & x \leq 0 \\ h_x &= -(Ak \sinh(kx) + (k \cosh(kx)(A + A\mu_a))/\mu)e^{-iky}, & 0 < x \leq s \\ h_y &= ik(A \cosh(kx) + (\sinh(kx)(A + A\mu_a))/\mu)e^{-iky}, & 0 < x \leq s \\ h_x &= (k(A - (2A)/(\mu - \mu_a + 1)))e^{-kx-iky}, & x < s \\ h_y &= ik(A - (2A)/(\mu - \mu_a + 1))e^{-kx-iky}, & x < s \end{aligned} \quad (2.42)$$

2.5.4. Vector Poynting

El vector Poynting de forma tradicional se calcula de la siguiente manera y representa el promedio temporal de la potencia por unidad de área.

$$\langle \mathbf{P}(t) \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}(\mathbf{e} \times \mathbf{h}^*) \quad (2.43)$$

Recordando la relación matemática $\nabla \cdot (\mathbf{e} \times \mathbf{h}^*) = \mathbf{h}^* \cdot (\nabla \times \mathbf{e}) - \mathbf{e} \cdot (\nabla \times \mathbf{h}^*)$ y sustituyendo las ecuaciones (2.28), (2.24) y (2.26) se tiene que:

$$\nabla \cdot (\mathbf{e} \times \mathbf{h}^*) = -i\omega \nabla \psi^* \cdot \mathbf{b} \quad (2.44)$$

al sustituir (2.44) en (2.43) y eliminando el operador ∇ , la expresión queda de la siguiente manera:

$$\langle \mathbf{P}(t) \rangle = -\frac{1}{2} \text{Re}(i\omega \psi^* \hat{\rho} \mathbf{h})$$

2.6. Teoría de modos acoplados

Como se mencionó antes, una estructura bicapa corresponde a dos guías de onda acopladas, lo que representa un problema similar al ya estudiado en resonadores acoplados en óptica, microonda e incluso mecánica.

La contraparte óptica tiene diferentes aplicaciones para crear dispositivos a partir de estructuras de este tipo, como los son: moduladores, switches, dispositivos útiles para realizar ajuste de fase óptico e interacciones no lineales, etc [18, 19]. Existe posibilidad de extrapolar algunas ideas de estos dispositivos a guías de onda magnónicas acopladas.

La teoría de modos acoplados o *coupled mode theory* (CMT) es útil para describir un sistema por el cual se propagan en un mismo tiempo y espacio, diferentes modos relacionados por un coeficiente de acoplamiento. Siendo el caso más conocido para modos ortogonales entre sí en un sistema de energía positiva. Se desprecian las pérdidas en el sistema pues obedece la conservación de la energía y es común que se hable de un acoplamiento débil [19].

Esta teoría resulta de gran utilidad para describir el resultado del acoplamiento de dos guías de onda. Existe evidencia de sistemas donde se presenta acoplamiento en tiempo, y también donde hay acoplamiento en espacio y tiempo. En esta sección se muestra un ejemplo para ambos casos, el acoplamiento inductivo de dos resonadores eléctricos y el acoplamiento espacial de dos guías magnónicas.

Para el sistema bicapa esta aproximación resulta correcta para una distancia de separación d_2 mucho mayor a los espesores de las películas delgadas d_1 y d_3 . Aunque la solución analítica que se verá en el siguiente capítulo es válida para cualquier distancia d_2 , la CMT trae consigo un análisis importante que permite una fácil interpretación del fenómeno e introduce conceptos clave como el coeficiente de acoplamiento, el intercambio de energía entre guías y su periodo.

2.6.1. Resonadores eléctricos acoplados por inductancia mutua

En la figura 2.7 se muestran los circuitos resonantes A y B acoplados mediante una inductancia mutua L_M , donde C_A y C_B son valores de capacitancia, L_A y

L_B son valores de inductancia sin acoplamiento. En ambos circuitos resonantes la inducción de una bobina en la otra y viceversa contribuyen a los voltajes V_A y V_B [20]. El desarrollo de este problema se realiza utilizando el sistema internacional de unidades.

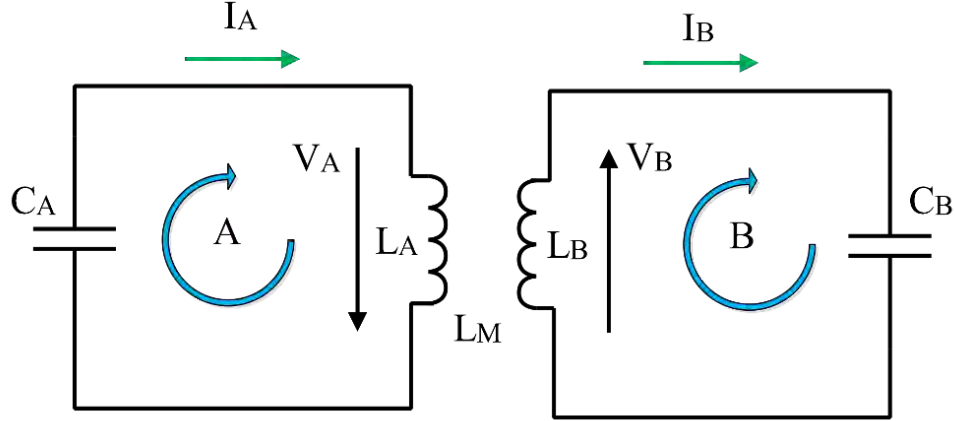


Figura 2.7: Circuitos resonantes con acoplamiento inductivo. Las bobinas propician un acoplamiento a través de una inducción mutua de campo magnético L_M .

Para fines prácticos se considera el caso más simple donde $C = C_A = C_B$ y $L = L_A = L_B$. Aplicando las reglas de Kirchoff para las corrientes I_A e I_B se obtiene

$$\frac{I_A}{C} + L \frac{d^2 I_A}{dt^2} + L_M \frac{d^2 I_B}{dt^2} = 0 \quad (2.45)$$

$$\frac{I_B}{C} + L \frac{d^2 I_B}{dt^2} + L_M \frac{d^2 I_A}{dt^2} = 0 \quad (2.46)$$

A través de la suma y diferencia de las ecuaciones (2.45) y (2.46), se obtiene un sistema de ecuaciones diferenciales que representa el circuito eléctrico de la Figura 2.7

$$\frac{I_+}{C} + (L + L_M) \frac{d^2 I_+}{dt^2} = 0 \quad (2.47)$$

$$\frac{I_-}{C} + (L - L_M) \frac{d^2 I_-}{dt^2} = 0 \quad (2.48)$$

donde las corrientes son $I_+ = I_A + I_B$ y $I_- = I_A - I_B$. Las frecuencias características correspondientes son:

$$\omega_+ = \frac{1}{\sqrt{C(L + L_M)}} \quad (2.49)$$

$$\omega_- = \frac{1}{\sqrt{C(L - L_M)}} \quad (2.50)$$

Tomando en consideración la frecuencia angular $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, correspondiente a una malla independiente sin acoplamiento, las ecuaciones (2.49) y (2.50) en función de ω_0 quedan de la siguiente manera:

$$\omega_{\pm} = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 \pm \frac{L_M}{L}}} = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 \pm C_L}} \quad (2.51)$$

donde $C_L = \frac{L_M}{L}$ denota el factor de acoplamiento debido a la inductancia mutua de ambos circuitos. Además de que también cumple con la ecuación (2.52).

En el caso de un acoplamiento débil

$$\Delta\omega = \omega_- - \omega_+ = C_L\omega_0$$

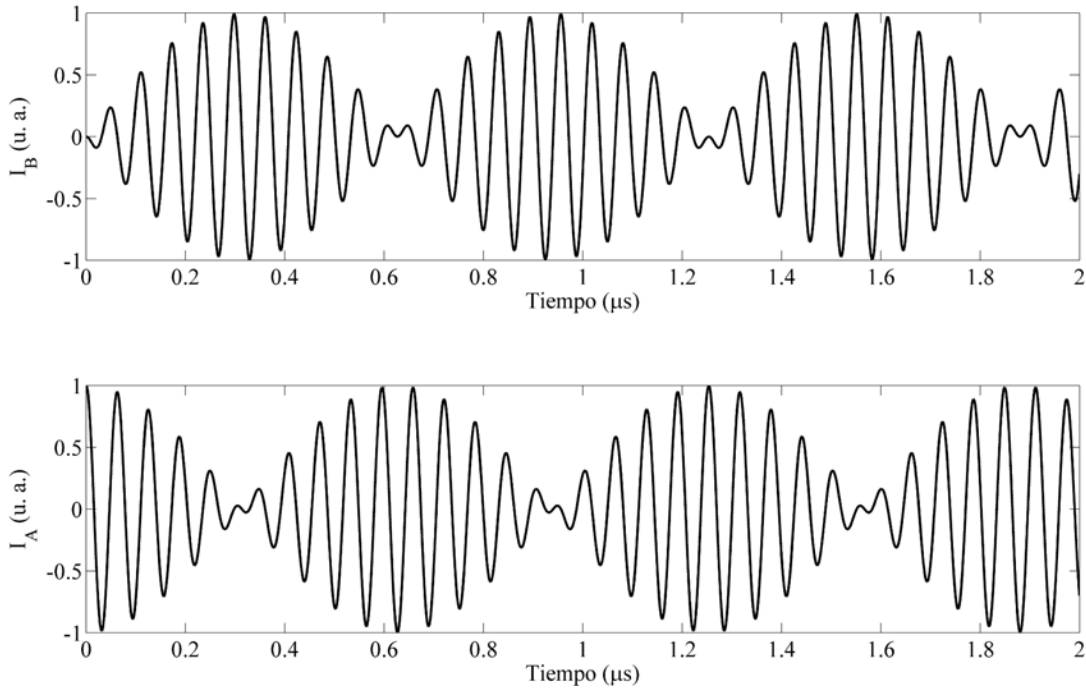


Figura 2.8: Ejemplo para los valores $C = 10 \mu F$, $L = 1 mH$ y $L_M = 50 \mu H$. Los modos de propagación tienen las frecuencias angulares $\omega_h = 1.0526 \times 10^8 \text{ rad/s}$, $\omega_l = 0.9523 \times 10^8 \text{ rad/s}$ y la frecuencia de intercambio de energía es $\Delta\omega = 1.0025 \times 10^7 \text{ rad/s}$. El coeficiente de acoplamiento calculado es de $C_L = 0.05$.

En la CMT, el coeficiente de acoplamiento entre dos resonadores acoplados

usualmente se calcula utilizando las frecuencias de desdoblamiento de los modos degenerados.

$$C_L = \frac{\omega_h^2 - \omega_l^2}{\omega_h^2 + \omega_l^2} \quad (2.52)$$

donde C_L es el coeficiente de acoplamiento, $\omega_h = \omega_-$ la frecuencia más alta de resonancia y $\omega_l = \omega_+$ las más baja [21].

En la figura 2.8 se muestran las corrientes I_A y I_B para un ejemplo de circuitos resonantes acoplados, en ellos se muestra una modulación en amplitud de las corrientes I_A y I_B . Lo que se describe como un intercambio temporal de energía entre mallas según el principio de la conservación de la energía.

2.6.2. Teoría de modos acoplados en bicapa magnónica

La propagación de ondas espín en dos guías magnónicas implican un acoplamiento en el dominio del tiempo y del espacio. Donde las constantes de onda \mathbf{k} son las que definen la constante de acoplamiento C y el periodo de intercambio [19]. Este estudio se realiza para la propagación de MSBVWs y como se muestra en la Figura 2.9 la magnetización es coincidente con la dirección de propagación.

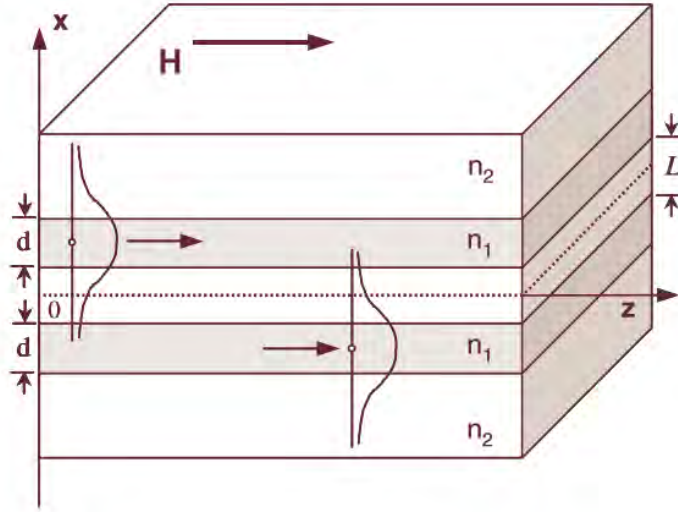


Figura 2.9: Esquemático de una estructura conformada por dos guías de onda separadas a una distancia L . Una onda que viaja a través de una de las guías puede transferirse a la segunda guía debido al acoplamiento [21].

En la Figura 2.9 se representan dos capas similares de espesor d como guías de onda magnónicas, las cuales están separadas una distancia L . Las guías de onda son tan cercanas que la perturbación en el campo dinámico externo de ambas sufre

un traslape, lo que propicia un acoplamiento, debido a la interacción dipolar. Un efecto típico de estos sistemas es que en una sección transversal la onda espín o *spin wave* (SW) tiene un máximo en su amplitud en una guía y un mínimo en la otra aunque en la dirección de propagación los máximos y mínimos de amplitud se intercalan de una a otra, conservándose la energía.

Para comenzar con el análisis de este problema se asume que no existe transición de las SWs debido al acoplamiento, así la componente dinámica de la magnetización \mathbf{m}_1 y \mathbf{m}_2 corresponden a la propagación de SWs independientes.

$$\begin{aligned}\mathbf{m}_1(\omega, \mathbf{k}_1) &= a_{1m}(z)\mathbf{m}_{1m}(\omega, \mathbf{k}_1) \\ \mathbf{m}_2(\omega, \mathbf{k}_2) &= a_{2n}(z)\mathbf{m}_{2n}(\omega, \mathbf{k}_2)\end{aligned}\tag{2.53}$$

$$\begin{aligned}\mathbf{m}_{1m}(\omega, \mathbf{k}_2) &= \mathbf{P}u_m(x)e^{i(kz-\omega t)} \\ \mathbf{m}_{2n}(\omega, \mathbf{k}_2) &= \mathbf{P}u_m(x)e^{i(kz-\omega t)}\end{aligned}\tag{2.54}$$

donde a_{1m} y a_{2n} son coeficientes de amplitud, \mathbf{P} es el vector de polarización, $u_m(x)$ es una función que describe la distribución de \mathbf{m} a lo largo de las capas del sistema.

La presencia de una SW en una segunda guía es considerada una perturbación en ésta. La magnetización de la primer guía es influenciada por el campo dipolar generado por la SW en la segunda guía. El campo dipolar tiene la siguiente forma

$$\mathbf{H}_{dip} = \int D \frac{M\mathbf{m}_{2n}}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|^3} d\mathbf{r}'\tag{2.55}$$

donde D es un parámetro de la interacción dipolar dependiente de la orientación del dipolo magnético.

Las ecuaciones diferenciales que describen la propagación de ondas espín en cada guía son (2.56), que se derivan de la ecuación de Landau-Lifshitz (2.10) y también son llamadas ecuaciones de acoplamiento de modos. Se considera el campo de dipolar es la interacción de mayor importancia en la dirección de propagación z [22].

$$\begin{aligned}\frac{da_{1m}}{dz} &= -iC_{21}e^{i\Delta kz}a_{2n}(z) \\ \frac{da_{2n}}{dz} &= -iC_{12}e^{-i\Delta kz}a_{1m}(z)\end{aligned}\tag{2.56}$$

donde

$$\Delta k = k_2 - k_1\tag{2.57}$$

que representa la diferencia entre números de onda y a su vez la frecuencia espacial de intercambio. C_{21} y C_{12} son los coeficientes de intercambio que tienen las

siguientes expresiones

$$\begin{aligned} C_{21} &= \frac{D}{2\delta^2 k_1} \iint \frac{u_{1m}(x)u_{2n}(x')}{|x' - x|^3} dx' dx \\ C_{12} &= \frac{D}{2\delta^2 k_2} \iint \frac{u_{1m}(x)u_{2n}(x')}{|x' - x|^3} dx' dx \end{aligned} \quad (2.58)$$

Para simplificar el problema se considera ambas guías monomodo ($m=n=0$), como es el caso óptico, por lo tanto $C_{21} = C_{12} = C$, $k_1 = k_2 = k$ y también se asume que $a_{20}(0) = 0$ por lo que ninguna onda entra en la segunda guía. Bajo estas condiciones las amplitudes de las ondas espín en la dirección z son:

$$\begin{aligned} a_{10}(z) &= \cos(Cz)a_{10}(0) \\ a_{20}(z) &= -i \sin(Cz)a_{10}(0) \end{aligned} \quad (2.59)$$

Las ecuaciones en (2.59) indican que la potencia contenida en la onda $|a_{i0}(z)|^2$ es intercambiada entre las dos guías de ondas magnónicas en un periodo espacial de π/C . Para una distancia de $\pi/2C$, la potencia se divide entre ambas guías.

Para el caso de un acoplamiento débil, las SWs están fuertemente confinadas en la guía, por lo que se aproxima la distribución en x con las funciones:

$$\begin{aligned} u_{10}(z) &= \delta \left(x - \frac{L+d}{2} \right) \\ u_{20}(z) &= \delta \left(x + \frac{L+d}{2} \right) \end{aligned}$$

así el coeficiente de acoplamiento es

$$C = \frac{1}{2\delta^2 k} \frac{D}{(L+d)^3}$$

Lo que indica que el acoplamiento decrece rápidamente cuando aumenta la separación L y también cuando las ondas tienen un alto número de onda y longitud de onda corta.

Capítulo 3

Propagación de MSSWs en una estructura bicapa

En el capítulo anterior se mostraron los detalles de la propagación de ondas magnetoestáticas superficiales o *magnetostatic surface waves* (MSSWs) en una película delgada ferromagnética. En este capítulo se busca ampliar este concepto a la propagación de MSSWs en hetero-estructuras conformadas por dos películas delgadas.

Este tipo de estructuras han sido motivo de extenso análisis para la propagación de MSSWs¹ [6, 17, 24–27]. El caso del acoplamiento entre capas debidas a la interacción de intercambio ha sido estudiado teórica y experimentalmente [28]. También se han desarrollado modelos para ampliar el estudio a un número de N capas ferromagnéticas similares [29, 30].

La propagación de MSSWs en la estructura bicapa no solamente puede ser analizada a través de la magnetostática clásica. También es estudiada desde el punto de vista de la teoría de modos acoplados como dos guías de onda acopladas, tal como se mostró en el capítulo anterior.

3.1. Magnetización tangencial al sistema

La estructura bicapa mostrada en la Figura 3.1 (a) representa el problema de guía de onda representado matemáticamente por la ecuación de Walker (2.29). Como se observó en el capítulo anterior, describe la distribución del potencial magnético Ψ y por ende el campo magnético \mathbf{h} .

En la Figura 3.1 (a) la estructura se conforma de dos capas de material ferromagnético de diferentes características, ambas separadas por una capa de material dieléctrico no magnético intermedio. En los extremos están rodeadas por capas del mismo dieléctrico que se suponen infinitas en dirección x y similar al espacio libre.

¹El estudio de ondas magnetostáticas volumétricas para una estructura similar se muestra en [23].

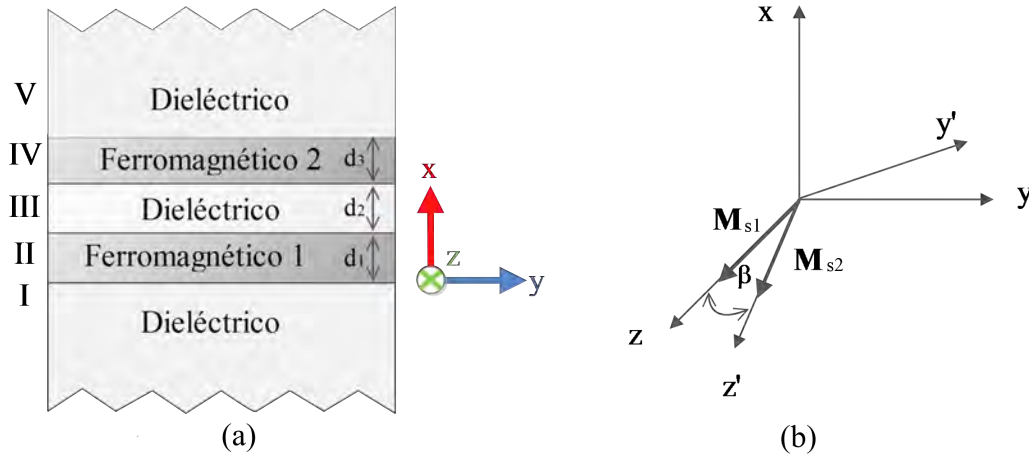


Figura 3.1: El esquemático de la estructura bicapa (a) conformada por dos películas delgadas de material ferromagnético, separadas y rodeadas por capas de dieléctrico similares al espacio libre. En las direcciones y y z el sistema es infinito. En la dirección x se suponen infinitas las regiones I y V. El sistema coordenado x, y, z en (b) corresponde a la capa denominada Ferromagnético 1 y el sistema x, y', z' corresponde a la capa denominada Ferromagnético 2. Los ejes z y z' son coincidentes con las magnetizaciones de saturación \mathbf{M}_{s1} y \mathbf{M}_{s2} , respectivamente.

Como se muestra en la Figura 3.1 (b) el sistema coordenado x, y, z corresponde a la capa denominada Ferromagnético 1 y el sistema x, y', z' corresponde a la capa denominada Ferromagnético 2. La relación entre ambos sistemas coordenados es una rotación en torno al eje x un ángulo β , que puede ser descrita a través de la matriz de transformación (3.1).

$$T = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \beta & -\sin \beta \\ 0 & \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Los ejes z y z' son coincidentes con las magnetizaciones de saturación \mathbf{M}_{s1} y \mathbf{M}_{s2} de las capas ferromagnéticas 1 y 2, respectivamente. Esto indica que ambas magnetizaciones no tiene la misma dirección con una diferencia de ángulo β , el cual es pequeño y se debe a diferencias en la energía de anisotropía en las películas [24]. Para el caso general se considera la propagación de ondas magnetostáticas o *magnetostatic waves* (MSW) en las direcciones y, z, y' y z' .

A cada uno de las capas se le asocia un tensor de permeabilidad magnética (3.2), $\hat{\mu}^{(2)}$ para la capa Ferromagnético 1 y $\hat{\mu}^{(1)}$ para la capa Ferromagnético 2, de la Figura 3.1 (a) respectivamente.

$$\hat{\mu}^{(i)} = \begin{pmatrix} \mu_{11}^{(i)} & -j\mu_{12}^{(i)} & 0 \\ j\mu_{12}^{(i)} & \mu_{22}^{(i)} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

$$\begin{aligned}\mu_{11}^{(i)} &= \frac{\omega^2 - \omega_{Hyi}(\omega_{Hxi} + \omega_{Mi})}{\omega^2 - \omega_{Hxi}\omega_{Hyi}} \\ \mu_{22}^{(i)} &= 1 - \frac{\omega^2 - \omega_{Hxi}(\omega_{Hyi} + \omega_{Mi})}{\omega^2 - \omega_{Hxi}\omega_{Hyi}} \\ \mu_{12}^{(i)} &= \frac{\omega\omega_{Mi}}{\omega^2 - \omega_{Hxi}\omega_{Hyi}}\end{aligned}$$

$$\omega_{Hxi} = \gamma(H_0 - M_{si}a_i); \quad \omega_{Hyi} = \gamma(H_0 - M_{si}b_i); \quad \omega_{Mi} = \gamma 4\pi M_{si}$$

donde $i = 1, 2$ denota la capa magnética y sistema coordinado respectivo.

Los coeficientes a_i y b_i están asociados a la energía interna de las películas magnéticas, principalmente la energía de anisotropía; en [24] se encuentra mayor información al respecto. A lo largo de este trabajo se consideran nulos a_i y b_i , por lo que $\mu_{11}^{(i)} = \mu_{22}^{(i)}$, sin embargo se conserva la notación separada a lo largo de este capítulo con motivo de exponer la solución general del sistema.

El procedimiento para la solución del sistema bicapa es similar al visto en el capítulo anterior, por lo que se debe encontrar la solución de la ecuación de Walker (2.29) en cada una de las regiones que componen la estructura.

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} &= 0, \quad -\infty < x \leq 0 \\ \mu_{11}^{(2)} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \mu_{22}^{(2)} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} &= 0, \quad 0 < x \leq d_1 \\ \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} &= 0, \quad d_1 < x \leq d_1 + d_2 \\ \mu_{11}^{(1)} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \mu_{22}^{(1)} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} &= 0, \quad d_1 + d_2 < x \leq d_1 + d_2 + d_3 \\ \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} &= 0, \quad d_1 + d_2 + d_3 < x < \infty\end{aligned} \quad (3.3)$$

Una de las posibles soluciones presentadas en cada región es (3.4), que tiene como característica que el potencial magnético Ψ se desvanece cuando $x \rightarrow \pm\infty$.

$$\begin{aligned}\Psi_I(x, y, z) &= Ae^{kx - jk_y y - jk_z z}, \quad -\infty < x \leq 0 \\ \Psi_{II}(x, y, z) &= (B_1 e^{\kappa x} + B_2 e^{-\kappa x}) e^{-jk_y y - jk_z z}, \quad 0 < x \leq d_1 \\ \Psi_{III}(x, y, z) &= (C_1 e^{kx} + C_2 e^{-kx}) e^{-jk_y y - jk_z z}, \quad d_1 < x \leq d_1 + d_2 \\ \Psi_{IV}(x, y, z) &= (D_1 e^{\kappa' x} + B_2 e^{-\kappa' x}) e^{-jk_y' y - jk_z z}, \quad d_1 + d_2 < x \leq d_1 + d_2 + d_3 \\ \Psi_V(x, y, z) &= E e^{-kx - jk_y y - jk_z z}, \quad d_1 + d_2 + d_3 < x < \infty\end{aligned} \quad (3.4)$$

donde k_y y k_z son los números de onda correspondientes a las coordenadas (x, y, z) , mientras que k'_y y k'_z a las coordenadas (x', y', z') .

$$k^2 = k_y^2 + k_z^2 \quad (3.5)$$

$$\kappa^2 = \frac{\mu_{22}^{(2)}}{\mu_{11}^{(2)}} k_y^2 + \frac{1}{\mu_{11}^{(2)}} k_z^2 \quad (3.6)$$

$$(\kappa')^2 = \frac{\mu_{22}^{(1)}}{\mu_{11}^{(1)}} k_y'^2 + \frac{1}{\mu_{11}^{(1)}} k_z'^2 \quad (3.7)$$

Con la matriz de rotación (3.1) es fácil obtener las siguientes relaciones para las componentes y' , z' , k_y' , k_z' y $e^{-jk_y y - jk_z z}$.

$$\begin{aligned} y' &= y \cos \alpha - z \sin \alpha \\ z' &= y \sin \alpha + z \cos \alpha \\ k_y' &= k_y \cos \alpha - k_z \sin \alpha \\ k_z' &= k_y \sin \alpha - k_z \cos \alpha \\ e^{-jk_y y - jk_z z} &= e^{-jk_y' y' - jk_z' z'} \end{aligned}$$

Los coeficientes A , B_1 , B_2 , C_1 , C_2 , D_1 , D_2 , E y la ecuación de dispersión, pueden ser obtenidos cuando se aplican las condiciones de frontera (2.33) en las interfaces. Estas condiciones de frontera en términos del potencial magnético, según (2.28) y (2.18), nos quedan de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \Psi_I &= \Psi_{II}, & x &= 0 \\ \Psi_{II} &= \Psi_{III}, & x &= d_1 \\ \Psi_{III} &= \Psi_{IV}, & x &= d_1 + d_2 \\ \Psi_{IV} &= \Psi_V, & x &= d_1 + d_2 + d_3 \end{aligned} \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Psi_I}{\partial x} &= \mu_{11}^{(2)} \frac{\partial \Psi_{II}}{\partial x} - j\mu_{12}^{(2)} \frac{\partial \Psi_{II}}{\partial y}, & x &= 0 \\ \frac{\partial \Psi_{III}}{\partial x} &= \mu_{11}^{(2)} \frac{\partial \Psi_{II}}{\partial x} - j\mu_{12}^{(2)} \frac{\partial \Psi_{II}}{\partial y}, & x &= d_1 \\ \frac{\partial \Psi_{III}}{\partial x} &= \mu_{11}^{(1)} \frac{\partial \Psi_{IV}}{\partial x} - j\mu_{12}^{(1)} \frac{\partial \Psi_{IV}}{\partial y'}, & x &= d_1 + d_2 \\ \frac{\partial \Psi_{IV}}{\partial x} &= \mu_{11}^{(1)} \frac{\partial \Psi_V}{\partial x} - j\mu_{12}^{(1)} \frac{\partial \Psi_V}{\partial y}, & x &= d_1 + d_2 + d_3 \end{aligned} \quad (3.9)$$

El sistema de ecuaciones que resulta a partir de incluir la solución propuesta (3.4) en las condiciones de frontera (3.8) y (3.9), está conformado por la matriz (3.10) y el vector de coeficientes A , B_1 , B_2 , C_1 , C_2 , D_1 , D_2 y E , semejante al sistema representado por la matriz (2.36).

$$\begin{pmatrix}
1 & -1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & e^{\kappa d_1} & -e^{\kappa d_1} & -e^{\kappa d_1} & -e^{-\kappa d_1} & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & e^{k(d_1+d_2)} & e^{-k(d_1+d_2)} & -e^{k(d_1+d_2)} & 0 & -e^{k(d_1+d_2)} & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e^{k'(d_1+d_2+d_3)} & -e^{-k'(d_1+d_2+d_3)} & -e^{k(d_1+d_2+d_3)} & 0 \\
1 & -q_2 & p_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & -q_2 e^{\kappa d_1} & p_2 e^{-\kappa d_1} & e^{\kappa d_1} & -e^{-\kappa d_1} & 0 & 0 & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & e^{k(d_1+d_2)} & -e^{-k(d_1+d_2)} & -q_1 e^{\kappa'(d_1+d-2)} & p_1 e^{-\kappa'(d_1+d_2)} & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -q_1 e^{\kappa'(d_1+d_2)} & p_1 e^{-\kappa'(d_1+d_2+d_3)} & -e^{k(d_1+d_2+d_3)} & 0
\end{pmatrix} \quad (3.10)$$

donde las expresiones para p_1 , p_2 , q_1 y q_2 son:

$$\begin{aligned}
p_1 &= \mu_{11}^{(1)} \frac{\kappa'}{k} + \mu_{12}^{(1)} \frac{k'_y}{k} \\
p_2 &= \mu_{11}^{(2)} \frac{\kappa}{k} + \mu_{12}^{(2)} \frac{k_y}{k} \\
q_1 &= \mu_{11}^{(1)} \frac{\kappa'}{k} - \mu_{12}^{(1)} \frac{k'_y}{k} \\
q_2 &= \mu_{11}^{(2)} \frac{\kappa}{k} - \mu_{12}^{(2)} \frac{k_y}{k}
\end{aligned} \quad (3.11)$$

El número de onda k para una frecuencia ω determinada puede ser obtenido a través de igualar el determinante de la matriz (3.10) a cero, lo que indica la existencia de las soluciones no triviales para el sistema, de la misma manera se puede obtener ω a partir de k . En el Apéndice A se muestra a detalle la manipulación matemática del determinante hasta su expresión general como relación de dispersión (3.12).

3.1.1. Ecuación de dispersión

La relación de dispersión (3.12) se muestra en su forma general para cualquier configuración que pudiese tomar la estructura.

$$(P_1 Q_1 e^{-2\kappa' d_3} - 1)(1 - P_2 Q_2 e^{-2\kappa d_1}) + P_1 Q_2 e^{-2\kappa d_2} (1 - e^{-2\kappa d_1})(1 - e^{-2\kappa' d_3}) = 0 \quad (3.12)$$

donde

$$\begin{aligned} P1 &= \frac{1 - p_1}{1 + p_1} \\ P2 &= \frac{1 - p_2}{1 + p_2} \\ Q1 &= \frac{1 - q_1}{1 + q_1} \\ Q2 &= \frac{1 - q_2}{1 + q_2} \end{aligned} \quad (3.13)$$

La ecuación de dispersión (3.12) esta conformada de dos partes principales, la primera $(P_1 Q_1 e^{-2\kappa' d_3} - 1)(1 - P_2 Q_2 e^{-2\kappa d_1})$, que corresponde a la propagación de MSSWs a lo largo de las dos capas de forma independiente, y la segunda $P_1 Q_2 e^{-2\kappa d_2} (1 - e^{-2\kappa d_1})(1 - e^{-2\kappa' d_3})$, que corresponde a la interacción de ambas [24].

Existen dos casos críticos que describen parte de la naturaleza del sistema. Cuando la distancia que separa ambas capas magnéticas es nula $d_2 = 0$, la capa actúa como una sola de espesor $d_1 + d_3$. El segundo caso sucede cuando $d_2 \approx \infty$ donde las capas son completamente independientes una de otra.

3.1.2. Propagación de MSSWs

Como se mencionó antes, a partir de la matriz (3.10) se pueden obtener los valores para los coeficientes del sistema de ecuaciones. para obtener estos valores únicamente se analizará la propagación de las MSSWs² (en dirección y), por lo que el número de onda en la dirección z es $k_z = 0$. Por lo anterior se deduce que $k = k_y$.

Es necesario hacer una aclaración al respecto, en caso de que $\beta \neq 0$, el decir que las ondas MSSWs se propagarán exclusivamente en la dirección y no es correcto pues también será en dirección y' , por lo que hay una componente en la dirección z , como se muestra en las coordenadas presentes en la figura 3.1 (b). Puesto que existe una fuerte relación de la estructura cristalina con las magnetizaciones de saturación \mathbf{M}_{si} de cada película, las direcciones de \mathbf{M}_{si} no serán totalmente coincidentes con la del campo aplicado \mathbf{H}_0 . Por lo que existirá una diferencia de ángulo β entre las direcciones de \mathbf{M}_{s1} y \mathbf{M}_{s2} .

² El análisis de campo magnético y la deducción de los coeficientes para ondas MSBVWs es semejante al aquí planteado, con la diferencia de que $k_z \neq 0$ y $k_y = 0$, obviamente para considerar tanto MSSWs, como MSBVWs $k_y \neq 0$ y $k_z \neq 0$ necesariamente.

Por otra parte, este ángulo es pequeño y no será considerado en la mayoría de los casos de estudio, lo que propicia que las componentes de los tensores de permeabilidad magnética sean: $\mu_{11}^{(1)} = \mu_{22}^{(1)}$ y $\mu_{11}^{(2)} = \mu_{22}^{(2)}$, por lo que $\kappa = k_y$ y $\kappa' = k'_y$. De esta manera los coeficiente extraídos directamente de la matriz (3.10) son los siguientes:

$$\begin{aligned}
B_1 &= A - B_2 \\
B_2 &= -\frac{(A - B_1 q_2)}{p_2} \\
C_1 &= B_1 + B_2 e^{-2d_1 k_y} - C_2 e^{-2d_1 k_y} \\
C_2 &= B_2 p_2 + C_1 e^{2d_1 k_y} - B_1 q_2 e^{2d_1 k_y} \\
D_1 &= \frac{C_1 e^{k_y(d_1+d_2)} + C_2 e^{-k_y(d_1+d_2)} - D_2 e^{-k'_y(d_1+d_2)}}{e^{k'_y(d_1+d_2)}} \\
D_2 &= \frac{e^{(d_1+d_2)(k'_y-k_y)}(C_2 - C_1 e^{2k_y(d_1+d_2)} + D_1 q_1 e^{(d_1+d_2)(k'_y+k_y)})}{p_1} \\
E &= \frac{D_2 p_1 - D_1 q_1 e^{2k'_y(d_1+d_2+d_3)}}{e^{(k'_y-k_y)(d_1+d_2+d_3)}}
\end{aligned} \tag{3.14}$$

Comúnmente los coeficientes son expresados en términos de A , con el propósito de realizar un cálculo eficiente, la variable A puede tomar cualquier valor pues únicamente afecta la amplitud de la onda. En el Apéndice B se muestra de esta forma los coeficientes.

Sustituyendo los valores para los coeficientes en (3.4), es posible obtener la distribución del potencial magnético Ψ en las direcciones x y y . Puesto que $k_z = 0$, el valor para k_y se obtiene a partir de la ecuación (3.12), esta no es explícita por lo que se recurre a métodos numéricos para obtener los valores deseados de k para cierta ω o viceversa.

Las componentes del campo magnético \mathbf{h} pueden encontrarse a través de la relación (2.28) que define el potencial magnético.

$$\begin{aligned}
h_{Ix} &= Ak_y e^{k_y x - ik_y y} \\
h_{Iy} &= -iAk_y e^{k_y x - ik_y y} \\
h_{IIx} &= -(k_y(B_2 - B_1 e^{2k_y x}))e^{-k_y(x+iy)} \\
h_{IIy} &= -ik_y(B_1 e^{k_y x} + B_2 e^{-k_y x})e^{-k_y iy} \\
h_{IIIx} &= -(k_y(C_2 - C_1 e^{2k_y x}))e^{-k_y(x+iy)} \\
h_{IIIy} &= -ik_y(C_1 e^{k_y x} + C_2 e^{-k_y x})e^{-k_y iy} \\
h_{IVx} &= -(\kappa'(D_2 - D_1 e^{2\kappa' x}))e^{-\kappa' x + k_y iy} \\
h_{IVy} &= -ik_y(D_1 e^{\kappa' x} + D_2 e^{-\kappa' x})e^{-k_y iy} \\
h_{Vx} &= -(Ek_y) e^{k_y x - ik_y y} \\
h_{Vy} &= -i(Ek_y) e^{-k_y x - ik_y y}
\end{aligned} \tag{3.15}$$

3.1.3. Vector Poynting

Utilizando la ecuación (2.44), se muestra que la componente del vector de Poynting en la dirección y es:

$$\begin{aligned}
\langle P_y \rangle &= -\frac{1}{2} \text{Re}(i\omega\psi^* h_y(k, j)) \quad -\infty < x \leq 0 \\
\langle P_y \rangle &= -\frac{1}{2} \text{Re}(i\omega\psi^*(\mu_{22}^{(2)} h_y - i\mu_{12}^{(2)} h_x)) \quad -\infty < x \leq d_1 \\
\langle P_y \rangle &= -\frac{1}{2} \text{Re}(i\omega\psi^* h_y) \quad d_1 < x \leq (d_1 + d_2) \\
\langle P_y \rangle &= -\frac{1}{2} \text{Re}(i\omega\psi^*(\mu_{22}^{(1)} h_y - i\mu_{12}^{(1)} h_x)) \quad (d_1 + d_2) < x \leq (d_1 + d_2 + d_3) \\
\langle P_y \rangle &= -\frac{1}{2} \text{Re}(i\omega\psi^* h_y) \quad (d_1 + d_2 + d_3) < x < \infty
\end{aligned} \tag{3.16}$$

Capítulo 4

Análisis y resultados numéricos

En este capítulo se muestran los detalles y resultados del estudio numérico de la propagación de ondas magnetostáticas superficiales o *magnetostatic surface waves* (MSSWs) en la estructura multicapa tratada en el capítulo anterior. Para lo cual se realizaron simulaciones partiendo del desarrollo teórico conocido. Entre los puntos de interés se encuentran la curva de dispersión, la distribución del potencial magnético Ψ , del campo magnético \mathbf{h} y la potencia.

La curva de dispersión es la representación gráfica de la relación entre ω y k_y , tiene un papel central en este estudio, pues está directamente relacionada con el acoplamiento de las películas y define los modos de propagación.

Este análisis teórico permite profundizar en las características del sistema bicapa, con la finalidad de plantear mejoras en las características del dispositivo propuesto y de las aplicaciones que pudiesen surgir en un trabajo a futuro.

El análisis de una película ha sido ampliamente discutido en [9, 14, 17, 31], pero se cree de importancia recordar algunos aspectos clave relacionados con el análisis de la estructura bicapa.

4.1. Propagación de MSSWs en una película delgada

En la Figura 4.1 se muestra un ejemplo de una curva de dispersión asociada a las MSSWs que viajan en una película delgada. Los parámetros de este ejemplo son: un campo magnético aplicado $H_0 = 70 \text{ Oe}$, la magnetización de la película $4\pi M_0 = 1750 \text{ G}$ y el espesor de la películas $= 7 \mu\text{m}$. Dicha curva surge a partir de las ecuaciones (2.39) o (2.40).

En general, existen dos límites en la curva, cuando $k \rightarrow 0$ el valor de ω tiende a $\omega_1 = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$ y cuando $k \rightarrow \infty$ el valor de ω tiende asintóticamente a $\omega_H + \frac{\omega_M}{2}$. Esta es la forma típica de la curva de dispersión asociada a las MSSWs, con variaciones debidas a los parámetros del sistema, sin embargo conserva su forma cóncava.

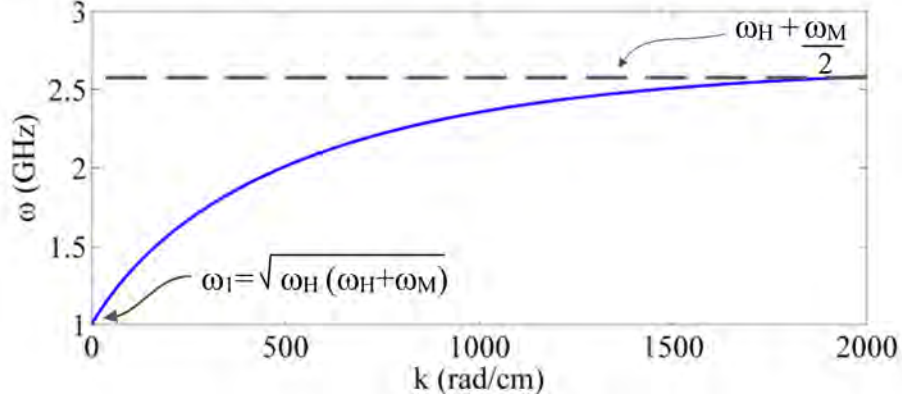


Figura 4.1: Curva de dispersión para una película delgada de YIG, con un espesor de $7 \mu m$ y un campo aplicado de $70 Oe$.

El campo magnético aplicado H_0 define el rango de frecuencias para el que se relacionan los números de onda. La variación de este campo supone principalmente una traslación de la curva en frecuencia, además de variaciones en su forma. Como se muestra en la Figura 4.2, el incremento de H_0 permite trabajar en una región de frecuencia mayor, en caso de disminuir H_0 se trabaja en una región del espectro menor.

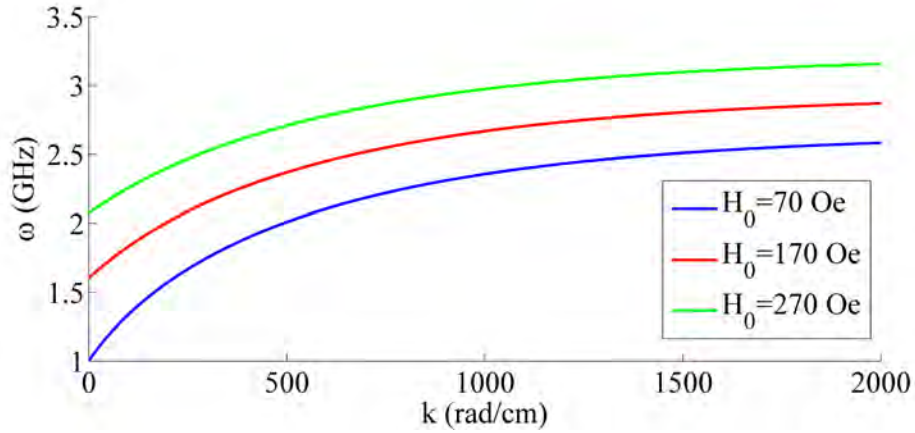


Figura 4.2: Curva de dispersión para una película delgada de YIG con un espesor de $7 \mu m$ para un campo aplicado de $70 Oe$, $170 Oe$ y $270 Oe$.

El espesor s de la película delgada modifica la concavidad de la curva como se muestra en la Figura 4.3. Los puntos en $k \rightarrow 0$ y $k \rightarrow \infty$ permanecen inamovibles.

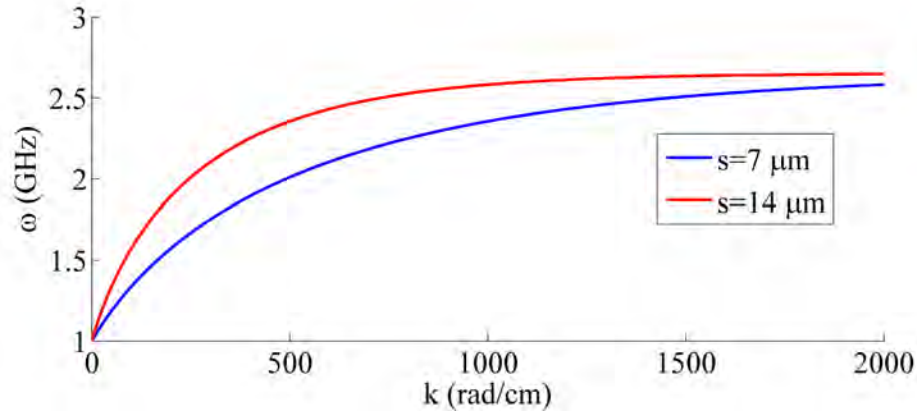


Figura 4.3: Curva de dispersión para una película delgada de YIG con un campo aplicado de 70 Oe . El espesor se varía de $7 \mu\text{m}$ a $14 \mu\text{m}$

Las MSSWs deben su nombre a la concentración del potencial magnético (y de la potencia de la onda) en las superficies de la película. En la Figura 4.4 se muestra un ejemplo de la distribución de potencial magnético donde se muestra como Ψ se concentra en una de las superficies de la película (líneas punteadas verticales), dependiendo del sentido del campo magnético. Para $H_0 = -70 \text{ Oe}$ en negro y $H_0 = 70 \text{ Oe}$ en gris, según la dirección del campo es modificada la superficie de propagación.

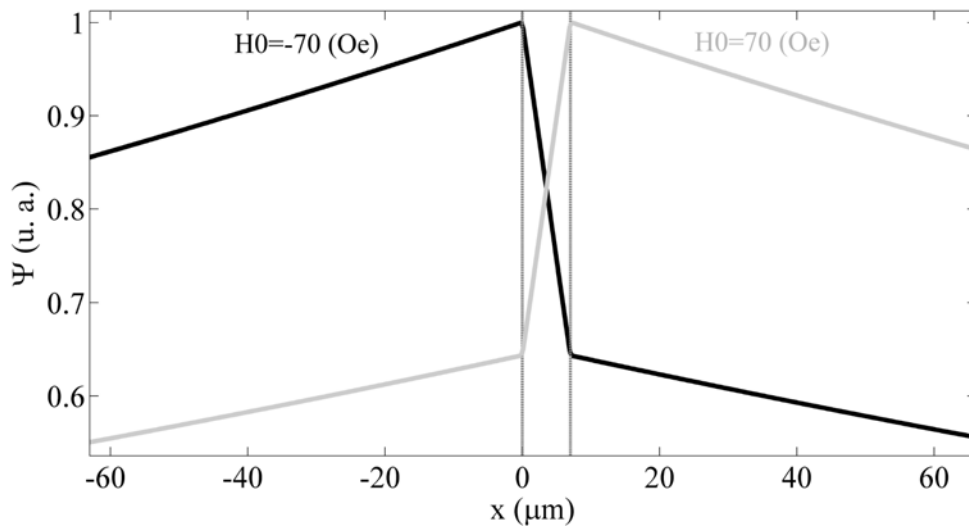


Figura 4.4: Se muestra el potencial magnético distribuido en x y en $y = 0$. Para una película delgada de YIG de $s = 7 \mu\text{m}$, un campo externo aplicado de $H_0 = 70 \text{ Oe}$ en negro y $H_0 = -70 \text{ Oe}$ en gris, una magnetización de saturación de $4\pi M_s = 1750 \text{ G}$, y una frecuencia de $\omega = 1.2 \text{ GHz}$.

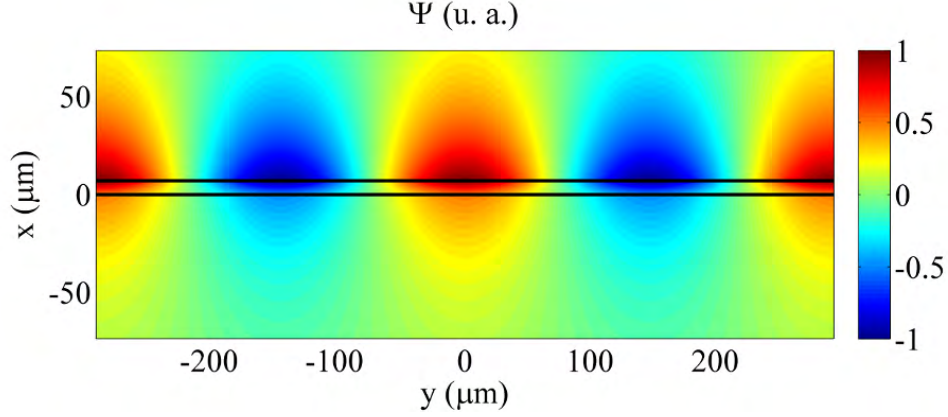


Figura 4.5: Se muestra el potencial magnético distribuido en el plano $z = 0$. Para una película delgada de YIG de $s = 7 \mu m$, un campo externo aplicado de $H_0 = 70 Oe$, una magnetización de saturación de $4\pi M_s = 1750 G$, y una frecuencia de $\omega = 1.6 GHz$.

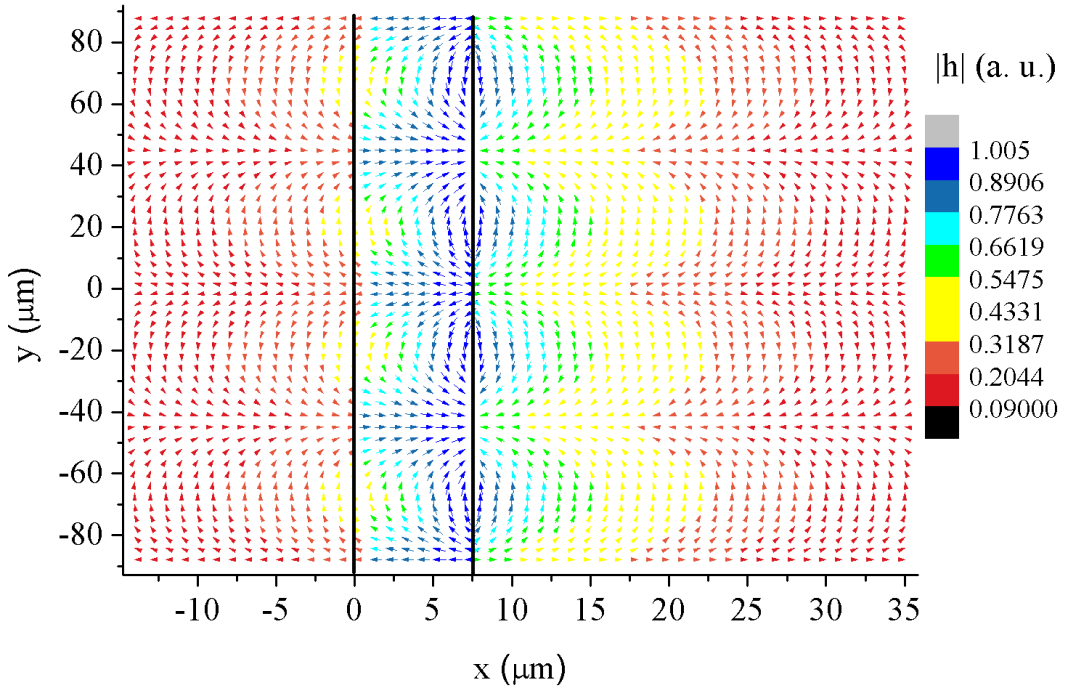


Figura 4.6: Campo magnético para una película delgada de YIG con $s = 7 \mu m$, en un campo aplicado $H_0 = 70 Oe$, una Magnetización de saturación $4\pi M_s = 1750 G$, y $\omega = 1.7 GHz$.

En la Figura 4.5 se presenta un ejemplo de la distribución de Ψ para el plano $z = 0$ y una frecuencia de trabajo $\omega = 1.6 GHz$. La onda se propaga a lo largo de la dirección y de forma armónica. La escala de colores representa la intensidad del

potencial magnético.

En la Figura 4.6 se muestra la distribución del campo magnético \mathbf{h} en el plano $z = 0$. En líneas negras se muestran los límites de la película delgada. En este caso se muestra una convergencia de líneas de campo magnético en la superficie, que representan máximos (campo que sale) y mínimos (campo que incide).

4.2. Propagación de MSSWs en la estructura bicapa

La propagación de las MSSWs en la estructura bicapa está descrita por la relación de dispersión (3.12). Esta relación es la solución válida que define dos modos característicos, que según la teoría de modos acoplados se conocen como modos degenerados.

Ambos modos surgen como solución al sistema definido por la matriz (3.10). De forma gráfica, la curva de dispersión está compuesta por dos ramas (*branches* en la literatura) cada una asociada a uno de ellos. Para presentar gráficamente las curvas, se programaron algoritmos implementando el método de interpolación Newton-Raphson (Apéndice C). De esta manera se graficó la ecuación de dispersión (3.12) en su forma implícita.

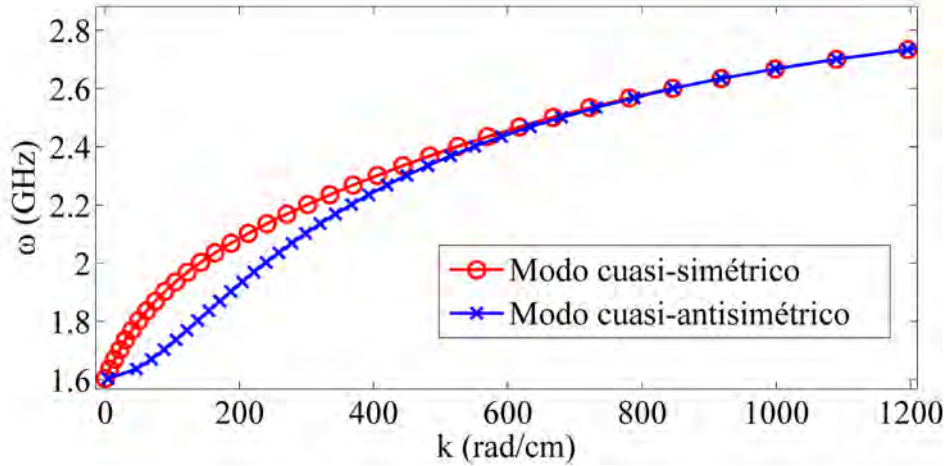


Figura 4.7: Curva de dispersión para una estructura bicapa, donde se muestra la rama correspondiente al modo cuasi-simétrico y la rama correspondiente al modo cuasi-antisimétrico

En la Figura 4.7 se muestra un ejemplo de la curva de dispersión para dos películas similares, donde las magnetizaciones son paralelas $\beta = 0 \text{ rad}$ y de magnitud $4\pi M_{s1} = 4\pi M_{s2} = 1750 \text{ G}$, las capas tienen espesor $d_1 = d_3 = 7 \mu\text{m}$, una distancia de separación $d_2 = 70 \mu\text{m}$ y un campo aplicado de $H_0 = 170 \text{ Oe}$, estos son los valores de los parámetros utilizados en la mayoría de los ejemplos; cuando se

usen otros se mencionarán de forma explícita. En la Figura 4.7 se observa en rojo la rama correspondiente al modo cuasi-simétrico y en azul al cuasi-anti-simétrico.

El modo cuasi-simétrico corresponde al modo de mayor energía y el modo cuasi-anti-simétrico corresponde al modo de menor energía. La propagación de las ondas en el sistema corresponde a una superposición de ambos modos [25].

Como se mostró en la Figura 4.5, Ψ se concentra en una de las superficies de la película (dependiente del campo \mathbf{H}_0). En el caso de la estructura bicapa existe concentración de Ψ en una las superficies de las dos películas. Se debe asumir que en ambas existe propagación de MSSWs.

Los modos de propagación reciben su nombre por la distribución de Ψ en la estructura bicapa. El modo de mayor energía se caracteriza por tener una distribución de Ψ que conserva la misma fase en ambas superficies de cada película, puesto que la intensidad no es la misma en ambas se conoce como modo cuasi-simétrico, como es el caso de la Figura 4.8 (a).

El modo de menor energía presenta una propagación semejante al anterior, sin embargo existe un desfazamiento de πrad entre las ondas propagadas en la superficie de cada película, como se encuentra en la Figura 4.8 (b).

En la Figura 4.8 (a) y (b) la periodicidad espacial es diferente, lo que indica que el número de onda también lo es, esto se debe a lo anteriormente comentado, cada modo tiene asociada una rama de la curva de dispersión. Tomando en cuenta la curva de la Figura 4.7 los puntos tomados corresponden a la frecuencia $\omega = 1.9 GHz$, donde se obtienen los valores para los números de onda $k_a = 254 rad/cm$ (para el modo cuasi-anti-simétrico) y $k_s = 75 rad/cm$ (para el cuasi-simétrico).

La propagación de las MSSWs en la bicapa consiste en una superposición de los modos característicos. La cual propicia una modulación en amplitud de Ψ en cada una de las superficies de las películas. En la Figura 4.8 (c) se muestra la superposición de los modos presentes en (a) y (b). Esto es semejante a la Figura 2.8, aunque en dominio del espacio en lugar del tiempo.

Cuando las películas tienen una gran separación entre si comparablemente mayor a sus espesores, por ejemplo $150\mu m$, la modulación en amplitud de Ψ es visiblemente clara, este caso se muestra en la Figura 4.9 (a). Esto es debido a un acoplamiento débil que propicia la cercanía de las ramas de la curva de dispersión, por lo tanto diferencia entre los números de onda k_a y k_s es menor, similar a la diferencia en frecuencia de señales moduladas en amplitud en el dominio del tiempo. En la siguiente sección se hablará del comportamiento de las ramas.

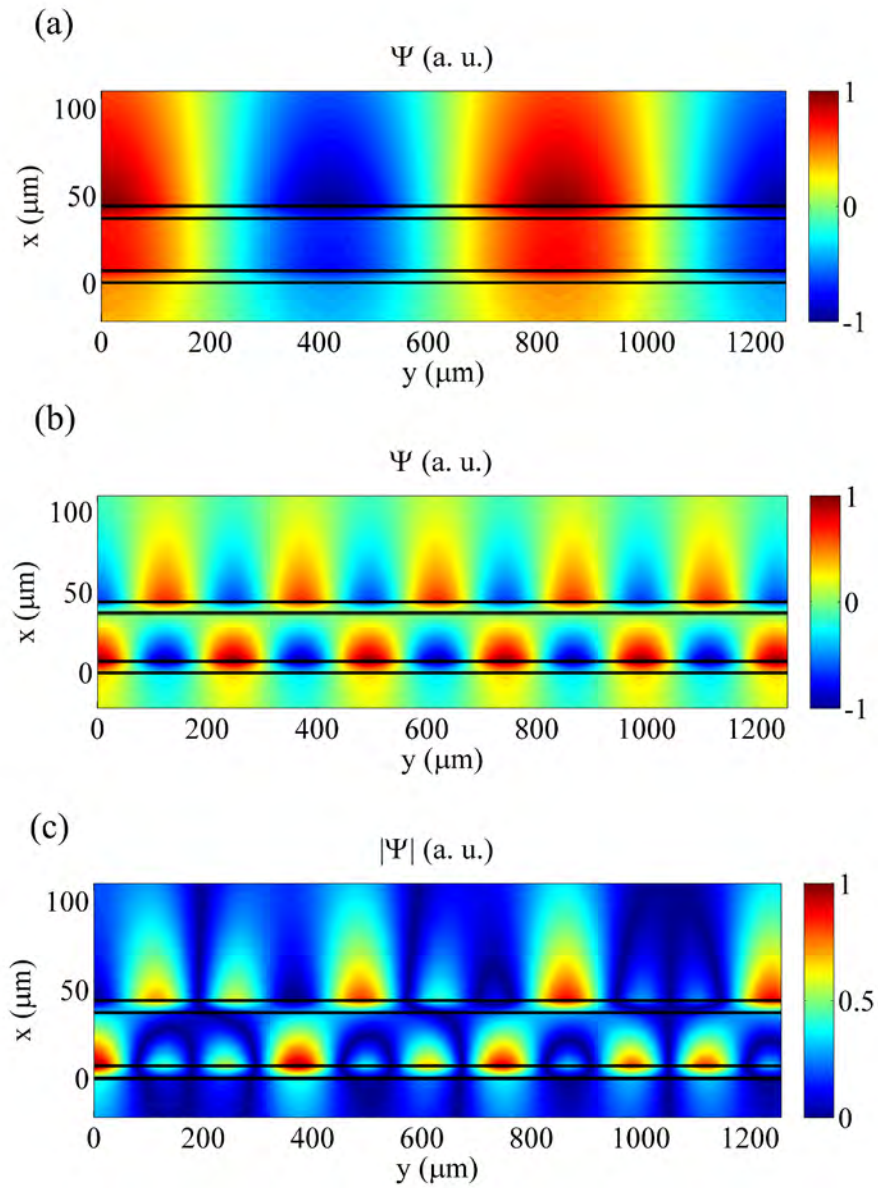


Figura 4.8: Distribución del potencial magnético para: (a) modo cuasi-simétrico, (b) modo cuasi-anti-simétrico y (c) valor absoluto de la superposición de ambos modos. Para dos películas iguales separadas $70 \mu\text{m}$ y a una frecuencia de $\omega = 1.9 \text{GHz}$.

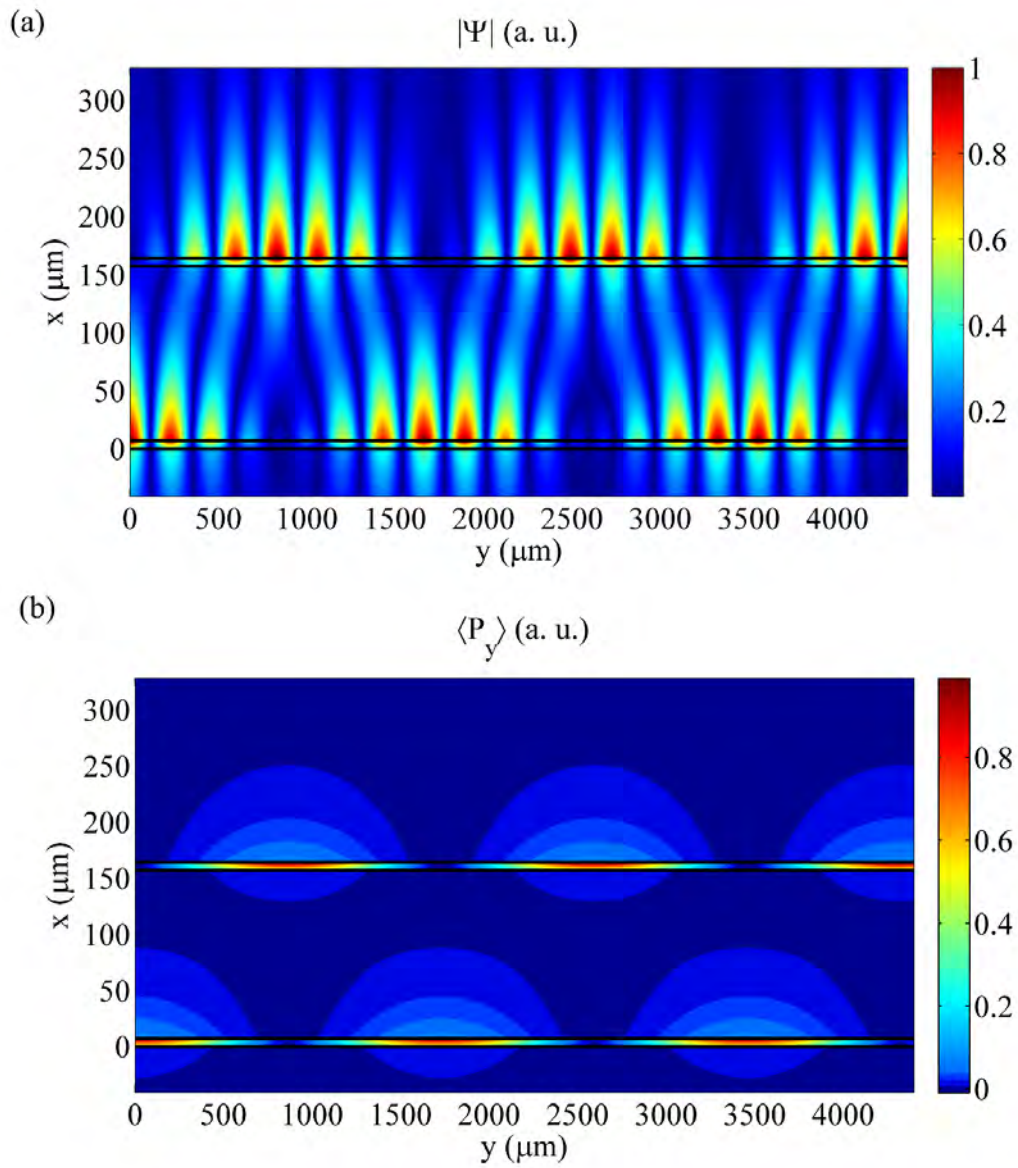


Figura 4.9: Distribución de la potencia en el sistema bicapa para la superposición de modos: (a) modulación de Ψ en el espacio debida a la propagación de los dos modos característicos y (b) evolución de la potencia en la estructura. Se trata de dos películas similares con una separación de $300 \mu\text{m}$; y una frecuencia $\omega = 2.1 \text{ GHz}$.

El periodo de intercambio de potencia entre las películas L_{ex} está determinado por los números de onda de ambos modos de la siguiente manera.

$$L_{ex} = \frac{2\pi}{k_a - k_s} \quad (4.1)$$

Considerando que el acoplamiento entre ambas guías magnónica se obtiene a partir de (4.2) es posible decir que L_{ex} y C_k tienen una relación inversa.

$$C_k = \frac{k_a - k_s}{k_a + k_s} \quad (4.2)$$

La modulación de Ψ en amplitud implica un intercambio de energía entre las capas de la estructura, utilizando el vector de Poynting en la dirección de propagación $\langle P_y \rangle$ de la ecuación (3.16) se puede conocer la distribución de potencia debida a la propagación de las ondas en el sistema. En la Figura 4.9 (b) se muestra como la potencia decae en una película mientras en otra crece y así sucesivamente conforme se propaga la onda.

4.3. Efecto de las variables en la curva de dispersión

En esta sección se analiza el efecto de los parámetros del sistema bicapa en la curva de dispersión. Dichos parámetros son magnetización de saturación, espesor de las películas magnéticas, separación, y variaciones en el ángulo entre las magnetizaciones de ambas películas.

4.3.1. Separación entre capas

Este caso se enfoca en conocer el efecto de la separación d_2 entre dos películas con los mismos parámetros. Donde la variable d_2 toma los valores 100 nm , $1 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$ y $100 \mu\text{m}$. En la Figura 4.10, con colores, se diferencian las curvas asociadas a cada una de las separaciones, manteniendo constantes los demás parámetros.

En la Figura 4.10, cuando $d_2 = 100 \text{ nm}$, existen dos ramas de la curva, con una separación muy grande entre si, inclusive la rama del modo de menor orden parece una línea recta, a medida que la distancia entre capas disminuye ambas capas parecen formar una sola con el doble de espesor, por lo que la solución tiende a la de una sola capa. En este caso, la rama de menor energía es una recta y ya no es una solución real sino numérica. Se dice que ambas capas están completamente acopladas.

La curva de dispersión es un indicador gráfico del acoplamiento de dos películas iguales pues la cercanía entre ramas está directamente asociada con su cálculo en (4.2). Por lo tanto también permite conocer la longitud L_{ex} expresada en (4.1).

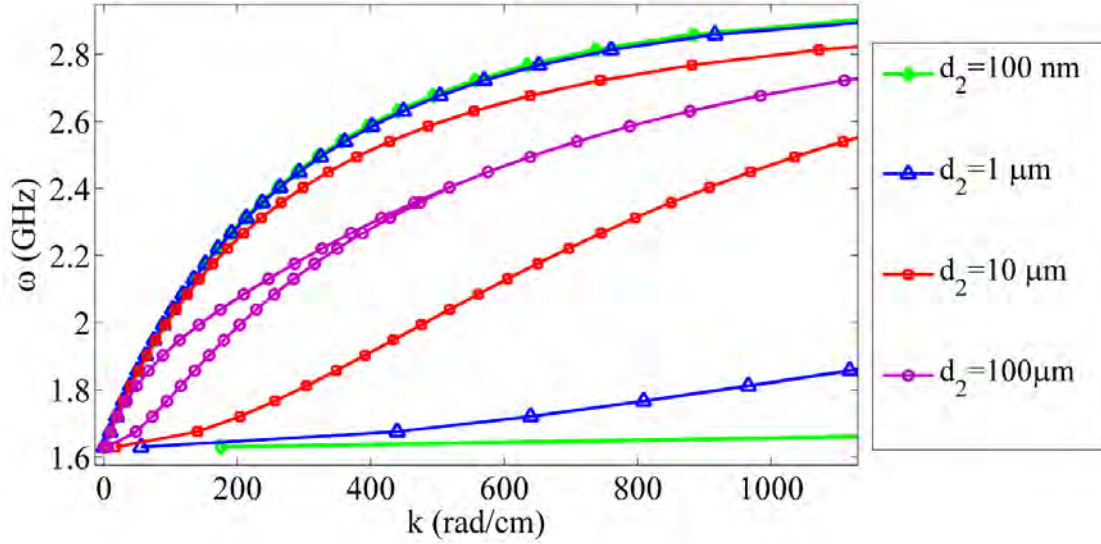


Figura 4.10: Curvas de dispersión obtenidas al variar d_2 con los valores 100 nm , $1\text{ }\mu\text{m}$, $10\text{ }\mu\text{m}$ y $100\text{ }\mu\text{m}$. Este estudio se realizó para un campo de $H_0 = 1750\text{ Oe}$ en la mayoría de los casos y magnetizaciones de saturación $M_{s1} = M_{s2} = 1750\text{ G}$ en la misma dirección ($\beta = 0$).

Cuando d_2 sufre incrementos, las ramas tienden a acercarse llegando a traslaparse en algunos puntos, principalmente en los valores de k mayores; como es el caso $d_2 = 100\text{ }\mu\text{m}$, donde se muestra un traslape en muchos de sus puntos. Este traslape es debido a que con el incremento de d_2 las ramas tienden a asemejar curvas de dispersión de dos películas independientes. Cuando la distancia d_2 es tan grande que las las ramas se traslapan, se dice que no existe acoplamiento y por lo tanto no hay ninguna interacción.

Los casos extremos en este estudio son conocidos como los casos triviales, donde la solución para dos películas iguales converge a la solución para una sola. Cuando ambas películas están juntas ($d_2 = 0$), simulan ser una sola con un espesor $d_1 + d_2$, por lo que se dice que están completamente acopladas. El segundo caso, resulta cuando la distancia que las separa es muy grande ($d_2 \approx \infty$), la relación entre ambas es nula y cada una actúa como una guía de ondas independiente.

4.3.2. Espesor de las capas

El espesor de películas delgadas repercute directamente en la relación de dispersión de una sola película como se aprecia en la Figura 4.3, por lo que resulta de interés conocer el comportamiento del sistema bicapa a variaciones del espesor d_1 .

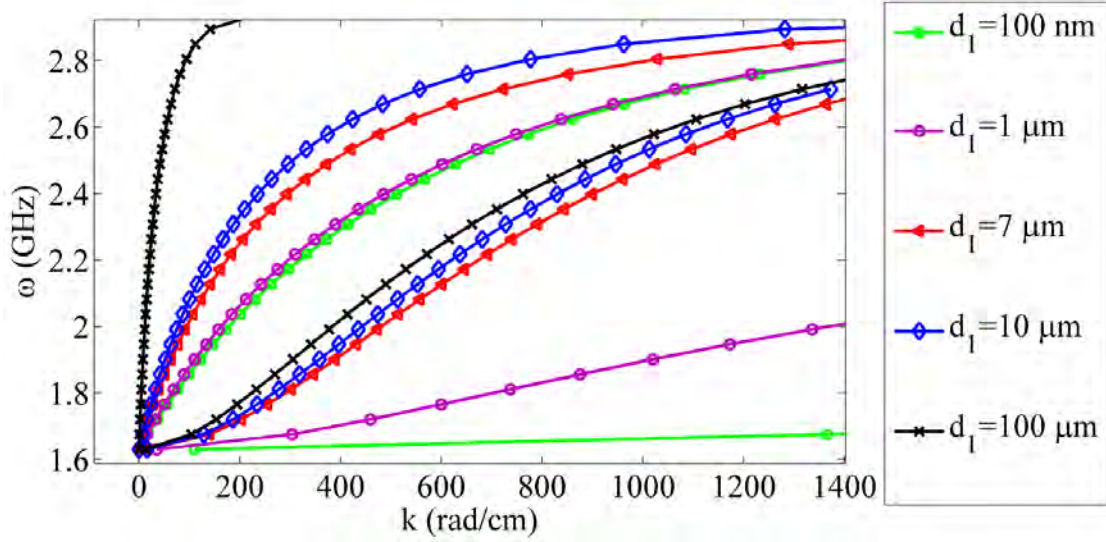


Figura 4.11: Curvas de dispersión para diferentes valores de d_1 , se muestran los casos para $d_1 = 100 \text{ nm}$, $1 \mu\text{m}$, $7 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$, $100 \mu\text{m}$, para un campo aplicado de $H_0 = 170 \text{ Oe}$, espesores fijos $d_2 = d_3 = 7 \mu\text{m}$ y magnetizaciones de saturación $M_{s1} = M_{s2} = 1750 \text{ G}$ en la misma dirección ($\beta = 0$).

En la Figura 4.11 se muestra que, cuando $d_1 = 100 \text{ nm}$ la curva de dispersión se asemeja a la de una sola película, pues a medida que d_1 se hace delgada no contribuye en gran medida a la interacción entre capas; cuando tiende a cero se está hablando del problema de una película de espesor d_3 . Al incrementar la variable hasta el punto de referencia donde $d_1 = 7 \mu\text{m}$, se muestra como las películas van adquiriendo la misma relevancia.

Por otra parte, a medida que se aumenta el espesor d_1 existe un cambio de concavidad en las ramas correspondiente debido a la película de más espesor. Cuando $d_1 \gg d_2$ el sistema tiende a comportarse como una película de espesor d_1 .

Al igual que sucede en una película, los puntos donde $k = 0$ y $k = \infty$ permanecen iguales en cada caso.

4.3.3. Módulo de la magnetización de saturación

Cuando se varía el campo externo H_0 , se crea un desplazamiento de la curva en frecuencia sin alterar su forma, o bien únicamente se desplaza la ventana de visualización en el eje de la frecuencia. Algo que también sucede cuando se varía M_{s1} y M_{s2} en la misma proporción y $\beta = 0$. Para este estudio se observan los efectos de las variaciones del módulo de la magnetización M_{s1} .

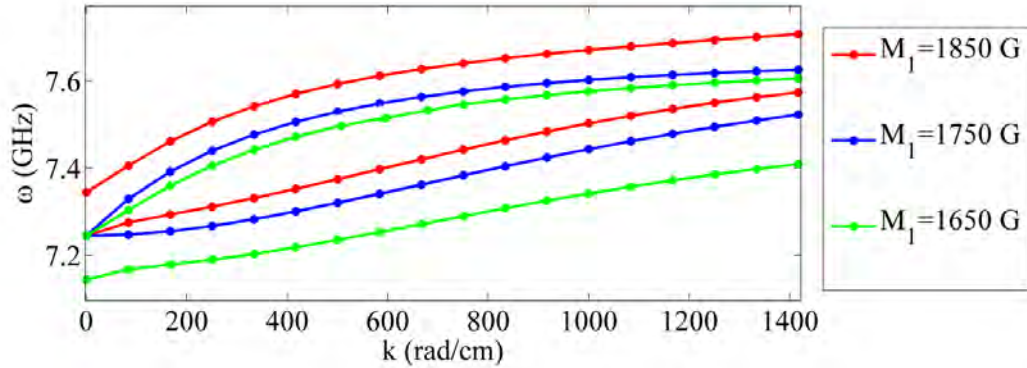


Figura 4.12: Curvas de dispersión para variaciones del módulo de magnetización M_{s1} . Tomando los valores $4\pi M_{s1} = 1650 G$, $1750 G$ y $1850 G$. Este estudio se realiza con un campo $H_0 = 1850 Oe$ pues las variaciones en la curva de dispersión son más evidentes para campos mayores, a los utilizados hasta entonces. Los espesores son $d_1 = d_2 = d_3 = 7 \mu m$.

En la Figura 4.12 se aprecian las curvas de dispersión para distintos valores de M_{s1} . La referencia es tomada cuando ambas magnetizaciones son iguales $M_{s1} = M_{s2} = 1750 G$, y se grafican dos casos. Cuando $M_{s1} < M_{s2}$, se muestra como las ramas sufren un desplazamiento a menores frecuencia; sin embargo, los puntos de convergencia, donde $k = 0$ y $k = \infty$, ya no son comunes para ambas ramas como en los estudios anteriores. En el caso $M_{s1} > M_{s2}$ sucede el mismo efecto; pero el desplazamiento es a frecuencias mayores. Se trata de algo predecible si se considera que se están modificando las variables ω_{Mi} .

4.3.4. Diferencia en la dirección de magnetización

Aunque el estudio principal esta centrado en la propagación de MSSWs en la dirección y , existe un caso particular, cuando el ángulo $\beta \neq 0$ donde no se habla solamente de MSSWs en esta dirección, sino también de MSBVWs y existe una componente de MSSWs propagada en dirección z .

En la figura 4.13 se muestran los resultados de variar el ángulo β entre las magnetizaciones M_{s1} y M_{s2} , el punto de referencia $\beta = 0$ muestra la curva de dispersión normal vista hasta entonces. Cuando el ángulo beta sufre variaciones de $\pm 0.87 rad$ o 5 grados, las curvas de dispersión no sufren grandes variaciones. Los casos aquí presentados buscan exponer el papel del parámetro β , por lo que se recurre a los valores extremadamente grandes: $\pi/4$ y $\pi/2$.

En el primer valor, $\beta = \pi/4$, se aprecia un desplazamiento entre ramas en el cual la de menor energía tiende a decaer en frecuencia con mayor medida.

Cuando $\beta = \pi/2$, cuando ambas magnetizaciones son perpendiculares, la rama del modo de menor energía toma una forma característica para ondas MSBVWs,

semejante en forma a la vista en la Figura 2.5. Esto se debe a la existencia de una componente de la onda que se propaga en dirección y , por esto una rama permanece como MSBW's y la otra como MSSW's.

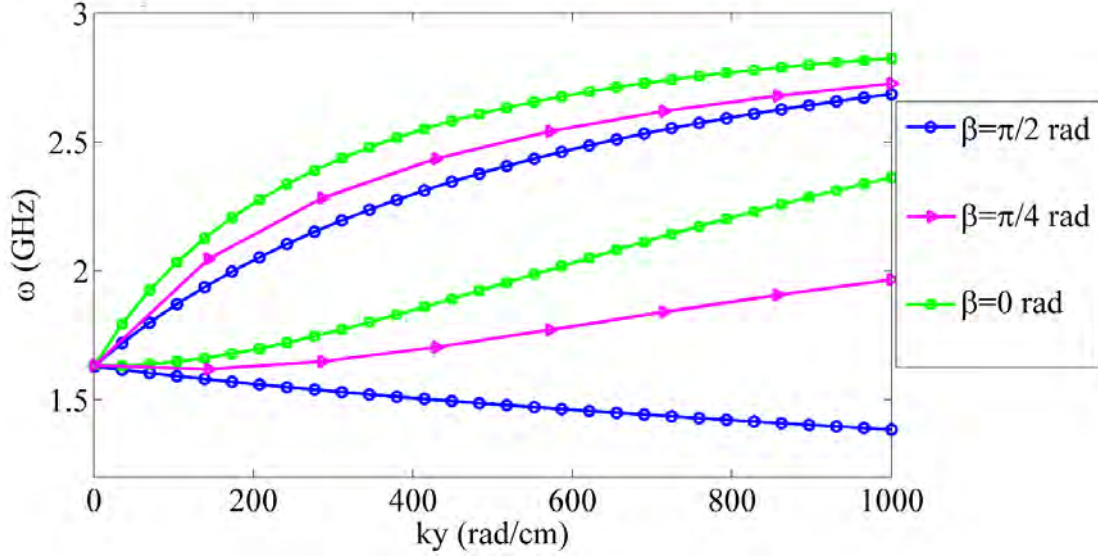


Figura 4.13: En la gráfica anterior se muestran los resultados de la variación del ángulo β entre las magnetizaciones de ambas capas ferromagnéticas para $d_1 = d_2 = d_3 = 7 \mu m$, $M_{s1} = M_{s2} = 1750 G$ y $H_0 = 175 Oe$.

Aunque esta variable no es de interés central en este trabajo, la posibilidad de realizar estructuras multicapa que varíen las direcciones de magnetización en regiones del espacio son motivo de interés.

4.4. Mecanismo para la supresión de bandas

Entre los objetivos del trabajo está hacer uso del modelo teórico para predecir el comportamiento de la estructura de bandas en la propagación de MSSW's en bicapas magnónicas. En términos generales, cuando las guías de ondas magnónicas sufren una alteración que rompe el acoplamiento en cierto punto de la dirección de propagación, la distribución de potencia debida al intercambio (Figura 4.9 (b)) propicia que la potencia total de las MSSW's sea dividida en cada guía independiente. La cantidad de potencia de las MSSW's que permanece en una guía en específico, depende de el punto donde se realice el desacople y el periodo de intercambio L_{ex} .

En la Figura 4.14 (a) se muestra un sistema conformado por dos películas delgadas, denominadas película de acoplamiento y película de referencia; en la última se realizará la excitación de MSSW's y su lectura posterior a través de dos

antenas microcinta. La distancia d indica la región activa del dispositivo magnónico correspondiente a la estructura bicapa.

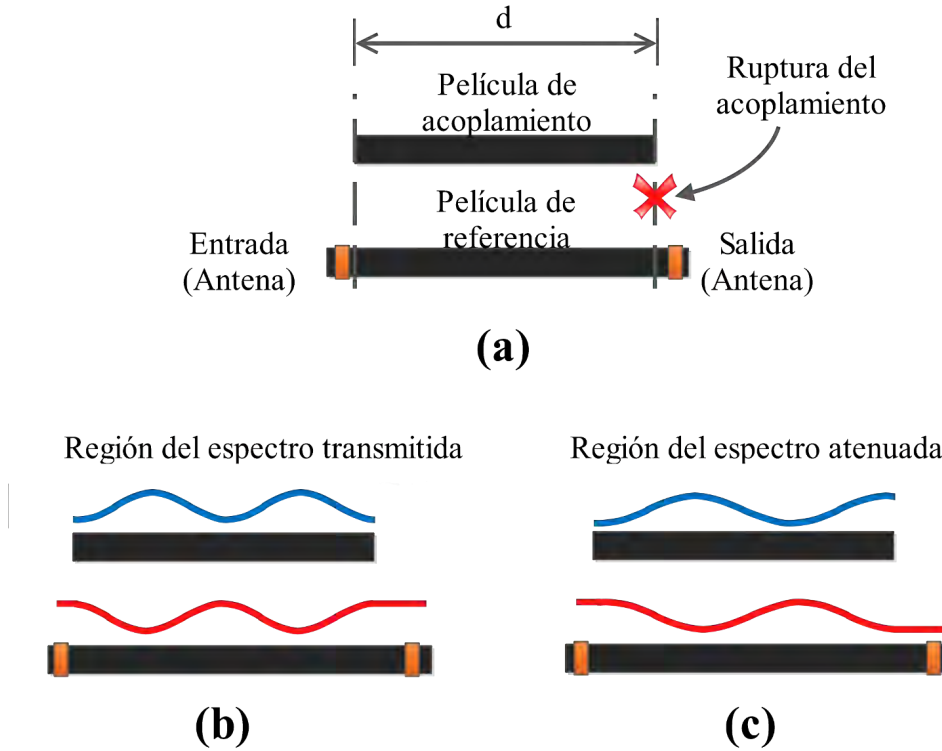


Figura 4.14: (a) Representación esquemática del uso de el periodo de intercambio L_{ex} para generar estructuras de bandas en el espectro de transmisión. (b) Representación de un máximo para una frecuencia dada en el espectro de transmisión. (c) Representación de un mínimo para una frecuencia dada en el espectro de transmisión

Como se mostró en la Figura 4.9 (b), la distribución espacial de la potencia evoluciona armónicamente en la dirección de propagación. Por esto, d indica el punto de ruptura del acoplamiento.

En el inciso (b) de la Figura 4.14 se muestra una onda con un valor de L_{ex} tal que, cuando se rompe el acoplamiento, en la película de referencia existe un máximo de potencia y en la de acoplamiento un mínimo. Este caso representa una frecuencia de trabajo ω específica para la cual en la lectura se tendrá un máximo.

En el inciso (c) está representado otro valor de L_{ex} , para otra frecuencia ω diferente, tal que cuando se rompe el acoplamiento, en la película de referencia se tiene un mínimo y un máximo en la de acoplamiento. Esto se traduce en una región suprimida del espectro.

Con base en (3.16) se graficó en la Figura 4.15 el espectro de transmisión para

ambas películas del sistema bicapa. En rojo se muestra el espectro de transmisión correspondiente a la capa de ferromagnético 1 y en azul a la capa correspondiente del ferromagnético 2 (según la Figura 3.1 (a)) cuando la ruptura del acoplamiento se realiza en $d = 4.6 \text{ mm}$. Es conveniente resaltar el hecho de que mientras en una capa existe un máximo de potencia en la otra existe un mínimo y así sucesivamente, lo que garantiza la conservación de la energía.

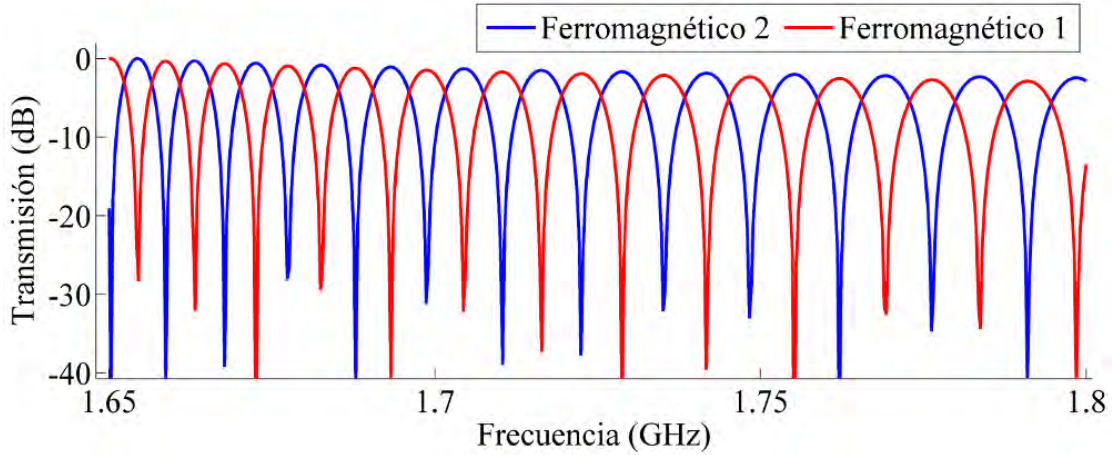


Figura 4.15: Magnitud espectro de transmisión para el sistema con los parámetros $d_1 = d_2 = d_3 = 7 \mu\text{m}$, $M_{s1} = M_{s2} = 1750 \text{ G}$, $\beta = 0$ y $H_0 = 170 \text{ Oe}$, en un rango de frecuencia de 1.65 GHz a 1.8 GHz .

Como se mencionó anteriormente, existen distintos parámetros que pueden modificar la respuesta del sistema bicapa. Bajo la suposición de que la capa intermedia o región II en la Figura 3.1 es aire, se tiene la posibilidad de plantear un montaje experimental que permita una gran variación en el parámetro d_2 . Tomando este parámetro para reconfiguración de la estructura es posible realizar un control en L_{ex} . Esto se traduce en una reconfiguración en la estructura de bandas del espectro de transmisión.

Se realizó un barrido en d_2 desde 0 a $300 \mu\text{m}$. El punto de ruptura del acoplamiento se sitúa en $d = 4.6 \text{ mm}$, se utiliza un campo magnético $H_0 = 175 \text{ Oe}$ que es semejante al utilizado en el montaje experimental. Los resultados se muestran en la Figura 4.16, donde en escala de color se aprecia la magnitud de transmisión.

Como resultado se obtiene la reconfiguración de la estructura de bandas, en función de la variable d_2 . Lo cual permite conocer el comportamiento de estas, para realiza una sintonía eficiente. Demostrando la gran versatilidad del mecanismo. Al utilizarse como filtro permite un ajuste en la frecuencia central prohibida y en el ancho de banda.

Puesto que con el mecanismo de control (variación de la separación entre películas) puede modificar la ecuación de dispersión, también se puede cambiar la velo-

cidad de fase y de grupo de las MSSWs.

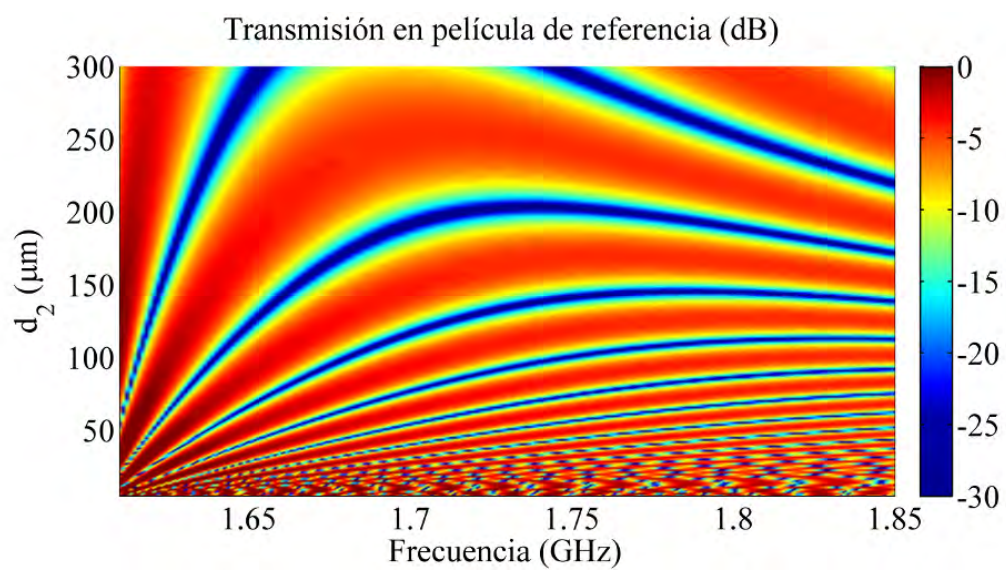


Figura 4.16: Magnitud del parámetro de transmisión para un barrido de d_2 desde 0 hasta $300 \mu\text{m}$.

Capítulo 5

Trabajo y resultados experimentales

Para el trabajo experimental se realizaron dos montajes: El primero, con la finalidad de conocer la distribución de la energía de las ondas magnetostáticas superficiales o *magnetostatic surface waves* (MSSWs), buscando indicios de un intercambio espacial de potencia; y el segundo, para conocer la respuesta del sistema en el espectro de transmisión debida a la variación del parámetro d_2 , que supone una reconfiguración de la estructura.

El sistema bicapa está conformado por dos películas delgadas de *Yttrium Iron Garnet* (YIG) que es un material con características óptimas para la propagación de ondas espín o *spin waves* (SWs) debido a las bajas pérdidas que sufren éstas en su propagación. Las películas de YIG están soportadas en una base de *Gadolinium Gallium Garnet* (GGG) el cual no es un material magnético y se considera como aire en la mayoría de los casos. Aunque la interfaz YIG/GGG suele tener mayores pérdidas de las MSSWs que una aire/YIG.

5.1. Caracterización de la evolución de la energía

5.1.1. Montaje experimental

Con el objetivo de comprobar la distribución de energía entre dos películas similares de YIG, se realizó un montaje experimental que permitiera obtener una lectura de el campo magnético externo, que es debido a la propagación de la ondas en las películas, como se mostró en la Figura 4.6. Para lo cual, se utilizó una sonda magnéto-inductiva que se desplaza en la dirección de propagación y , y se ajusta en x para obtener lecturas en cada una de las película. En la Figura 5.1 se muestran las dos películas delgadas de YIG de $7 \mu m$ de espesor, las cuales tienen una capa base de GGG con espesor de $500 \mu m$. La magnetización de saturación es de $4\pi M_s = 1750 G$. Se utilizaron películas largas que permitieron realizar recorridos de varios

milímetros con una atenuación aceptable de las ondas. La distancia de separación $d_2 = 600 \mu m$ se mantiene fija.

En la Figura 5.1, también están presentes los elementos de excitación (una antena microcinta) y de detección de las SWs (la sonda). La excitación y lectura de SWs tanto con la sonda como las antenas obedecen a las leyes de la electrodinámica, que establecen la relación entre el campo magnético externo de las MSSWs, con las corrientes en los conductores.

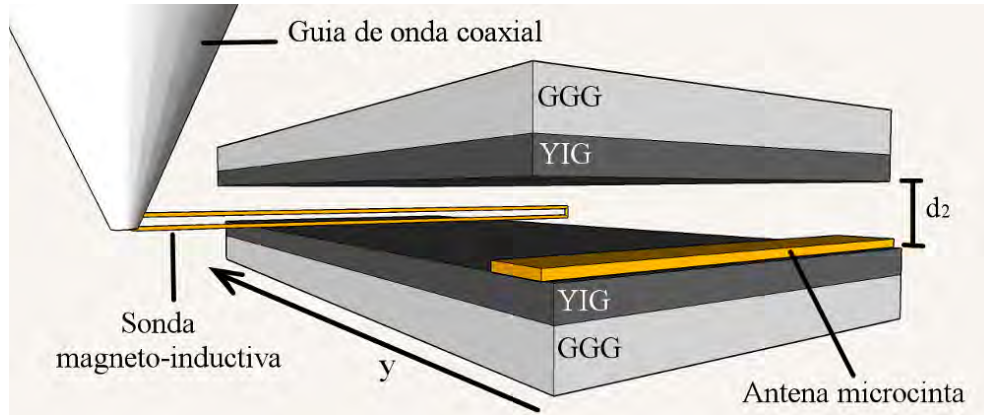


Figura 5.1: Esquema de la estructura conformada por dos películas delgadas, con una sonda magneto-inductiva, cuya finalidad tiene comprobar el intercambio y evolución de la energía de las MSSWs propagadas en la estructura bicapa.

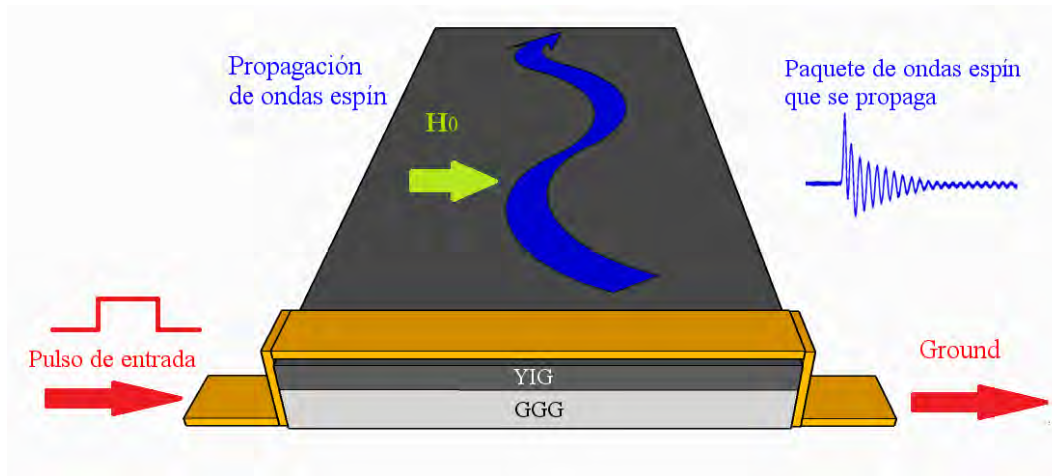


Figura 5.2: Excitación de MSSWs en una película delgada de YIG, se utiliza una antena microcinta en corto circuito. En este montaje experimental únicamente se usa para excitar las MSSWs. Sin embargo, también son útiles para detectar las ondas espín. Se introduce un pulso al sistema el cual excita la propagación de un paquete de SWs con el flanco de subida.

La antena microcinta está conectada a circuitos con una impedancia característica de $Z_0 = 50 \Omega$. Como se muestra en la Figura 5.2 por un extremo de la antena se introduce un pulso y por el otro se conecta a tierra, por lo que la antena está en corto circuito. El pulso de entrada tiene como finalidad excitar una región del espectro considerable, principalmente números de onda menores en la curva de dispersión correspondientes a las ondas dipolares. Como se representa en la Figura 5.2 el frente de subida del pulso de entrada genera un paquete de SWs que se propaga en la película delgada. Las características de este pulso son: una corriente aproximada de $50 mA$, con duración de $3 ns$ y un periodo de repetición de entre $0.35 - 10 \mu s$. De esta manera se se generan paquetes cortos de SWs con una duración de $\tau = 10 - 20 ns$ [32].

La sonda magneto-inductiva está compuesta por un anillo de cobre. Como su nombre lo indica, se induce una corriente eléctrica debida al campo magnético h_y . La sección transversal del anillo es de $10 \mu m$ por $2 mm$, conectado eléctricamente a una guía de onda coaxial que dirige la señal a un osciloscopio que permite visualizar la señal obtenida y posteriormente procesada. En la Figura 5.3 (a) se muestran las conexiones utilizadas. El anillo que conforma la sonda magneto-inductiva está conectado a la guía de onda coaxial de impedancia característica $Z_0 = 50 \Omega$, este anillo es un corto circuito que conecta la tierra del conductor externo, con el conductor interno del coaxial.

En la Figura 5.3 (a) están representadas las conexiones del montaje experimental. El sistema se excita mediante un generador de pulsos, un electro imán proporciona el campo externo H_0 y es alimentado por una fuente de voltaje; la señal obtenida de la sonda magneto-inductiva es amplificada y visualizada en el osciloscopio.

El electroimán proporciona un campo $H_0 = 70 Oe$ en la dirección z del sistema de referencia necesario para la propagación de las MSSWs. En la Figura 5.2 se muestra la dirección del campo aplicado con respecto a la película delgada, según el sistema de coordenadas representado en la la Figura 5.3 (b).

Con una estructura mecánica y un sistema de motores es posible desplazar la sonda en un barrido a lo largo de la dirección de propagación y . Con la finalidad de obtener de forma selectiva el campo correspondiente a cada una de las películas, también se puede ajusta la posición del anillo en la dirección x .

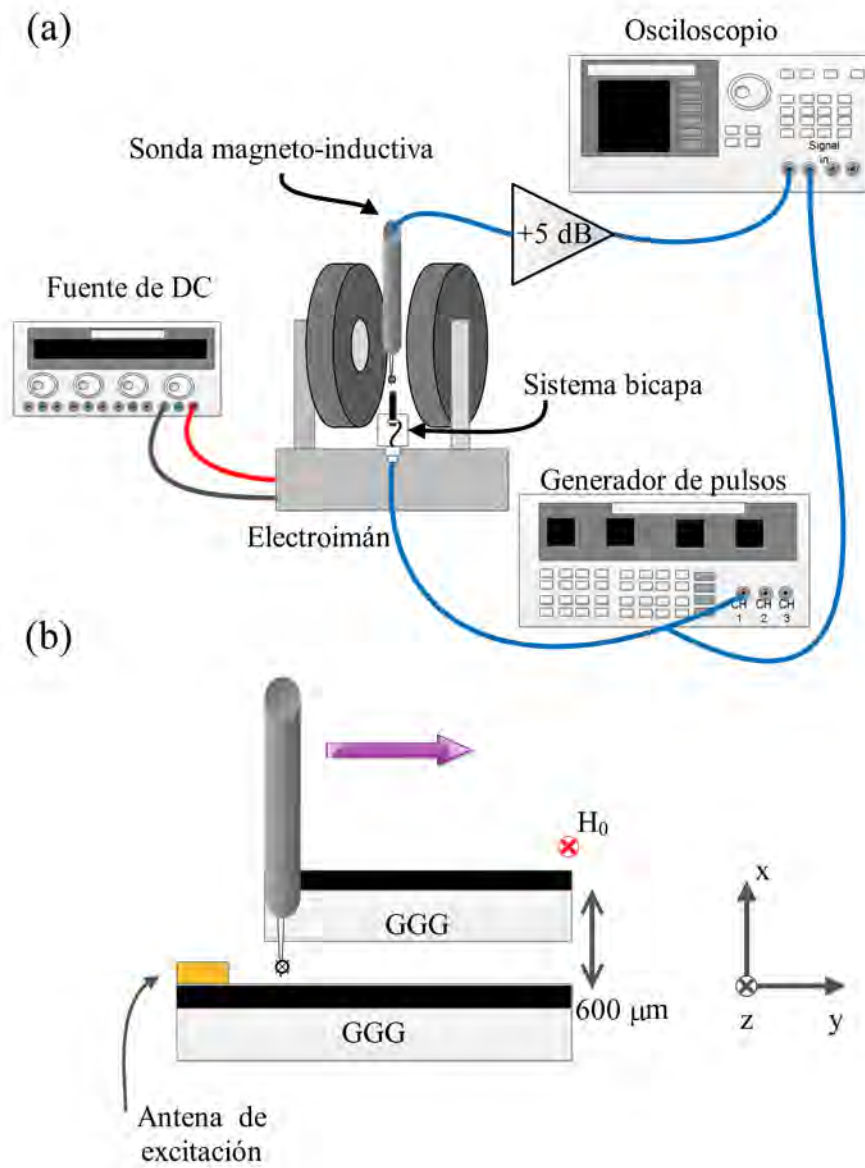


Figura 5.3: (a) Esquema de conexiones del experimento realizado para comprobar el intercambio y evolución de la energía en el sistema bicapa. El sistema se excita mediante un generador de pulsos, un electro imán proporciona el campo externo H_0 que es alimentado por una fuente de voltaje, la señal obtenida de la sonda magneto-inductiva es amplificada y visualizada en un oscilador. (b) Esquema de la conformación de las películas delgadas.

5.1.2. Resultados

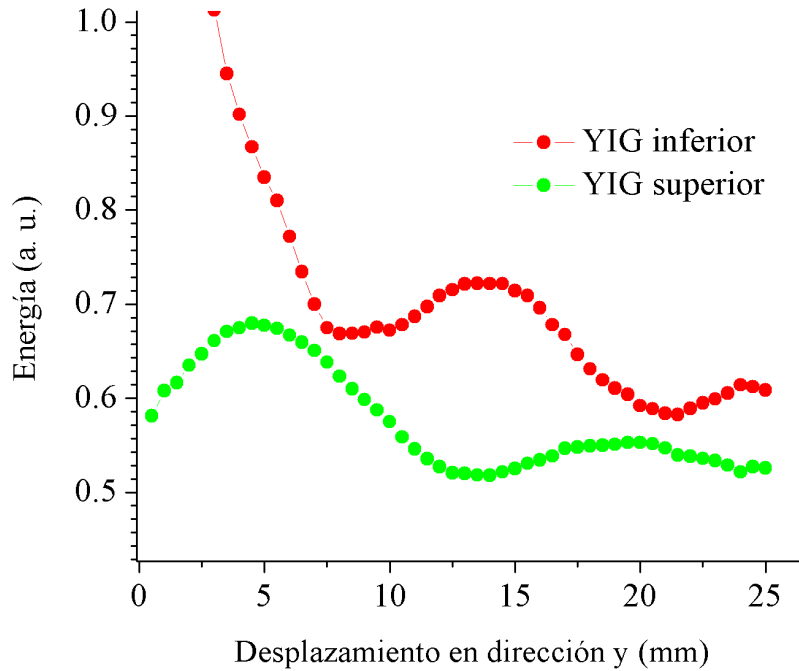


Figura 5.4: Resultados de la distribución de energía en la dirección de propagación para un sistema bicapa conformado por dos películas delgadas de YIG.

En la Figura 5.4 se muestra la distribución de energía normalizada del pulso al captar el campo \mathbf{h} cercano a las superficies de cada película. En la curvas de la gráfica se aprecia como existen variaciones entre máximos y mínimos de energía demostrando un intercambio periódico de energía.

La energía fue calculada a partir de (5.1) para una carga unitaria, posteriormente se normalizó.

$$E = \int_{\tau} V^2 dt \quad (5.1)$$

donde V representa el voltaje de la señal registrada por el osciloscopio.

5.2. Efecto de la separación entre capas en el espectro

5.2.1. Montaje experimental

Utilizando un sistema similar al caso anterior, se realiza un experimento que permita conocer la respuesta del sistema a variaciones del parámetro d_2 . Y que constate experimentalmente el mecanismo para generar estructuras de bandas, que fue discutido en el capítulo anterior. Sin embargo, para este caso la excitación de ondas espín o *spin waves* (SWs) no se realiza mediante un pulso, sino por medio de señales de RF generadas por un analizador de redes. Con el objetivo de realizar un estudio del espectro de transmisión y reflexión.

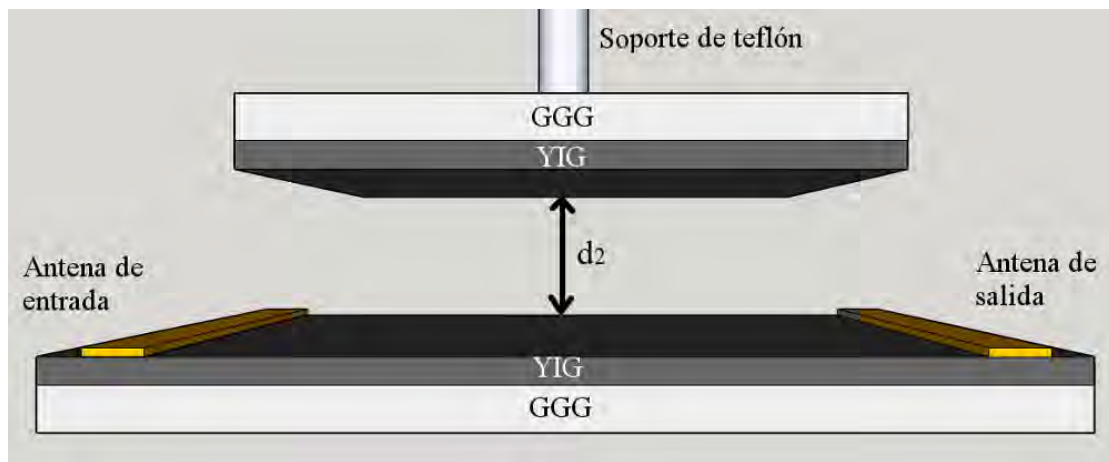


Figura 5.5: Esquema de la estructura conformada por dos películas delgadas para la variación de la distancia de separación d_2 entre ellas.

En la Figura 5.5 se muestra el sistema de dos películas, propuesto para realizar el análisis del efecto de los cambios de la variable d_2 en el espectro de transmisión del sistema. La película de referencia se encuentra en la parte inferior en la cual se excitan las SWs a través de la antena microcinta de entrada, la región activa donde se realiza el procesamiento de la señal corresponde al sistema bicapa. La distancia de acoplamiento $d = 4.6 \text{ mm}$ correspondiente a la longitud de la película superior como se mostró anteriormente en el inciso (a) de la Figura 4.14. En este experimento a diferencia del anterior las antenas permanecen fijas, lo que garantiza que d permanece constante. En la película de referencia se encuentra una antena microcinta de salida. El control se realiza a partir de desplazar la película superior que se encuentra sujeta a un soporte de teflon variando d_2 .



Figura 5.6: Película de acoplamiento sujeta a un soporte de teflon, con la finalidad de alterar el sistema en menor medida.

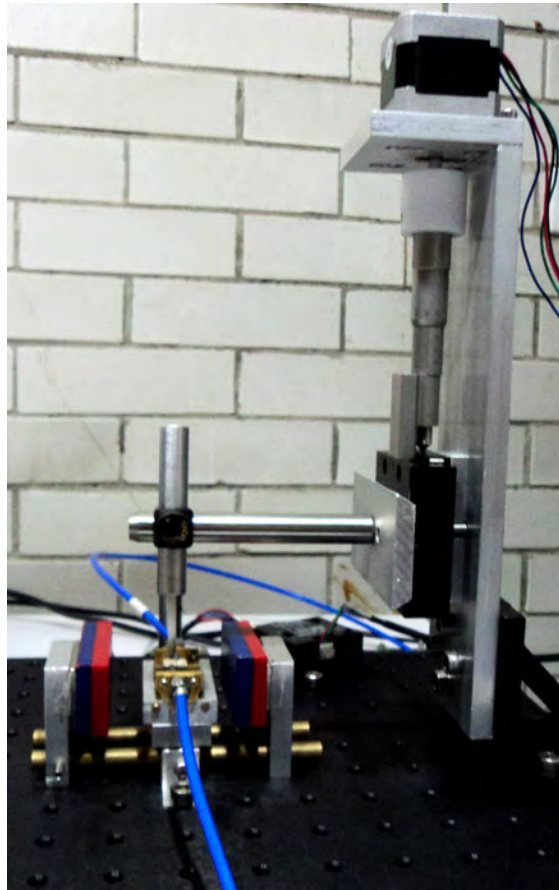


Figura 5.7: Tornillo micrométrico controlado por un motor a pasos Nema 17, el desplazamiento mínimo por paso es de 312.5 nm . El soporte de la película de acoplamiento va empotrado en una pared móvil controlada por el tornillo. El barrido comienza desde $d_2 = 0$ cuando ambas películas están en contacto, desplazando hacia arriba el soporte.

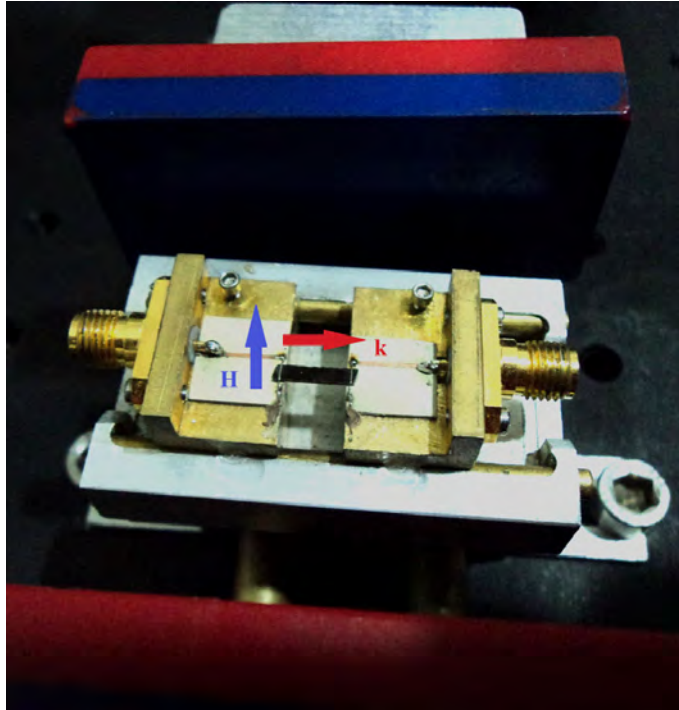


Figura 5.8: Soporte de la película de referencia, se muestran la antena de entrada y salida, cada una está en contacto con un conector SMA. En los extremos de la película se muestran los imanes que proporcionan el campo externo para la magnetización y se marca con una flecha azul el campo magnético y con una flecha roja la dirección de propagación de las MSSWs.

En la Figura 5.6 se muestra la película de acoplamiento utilizada, sostenida por el soporte de teflon unido un tornillo que permite empotrarlo en un sistema mecánico, este sistema es mostrado en la Figura 5.7. El control de desplazamiento se realiza por medio de un motor a pasos, con una variación por paso de 312.5 nm .

Como se muestra en la Figura 5.8, el campo H_0 es debido a dos imanes permanentes. El campo magnético aplicado es $H_0 \approx 175\text{ Oe}$, debido a este valor las frecuencias para la propagación de MSSW se encuentran entre 1.6 GHz y 1.8 GHz . En el centro de la imagen se muestra la película delgada de YIG de referencia y se aprecian las antenas microcinta en contacto con conectores SMA a través de guías de onda microcinta. Con una flecha azul se muestra la dirección del campo y con una flecha roja la dirección de propagación de la MSSWs, lo que sucede en la superficie observable de la película.

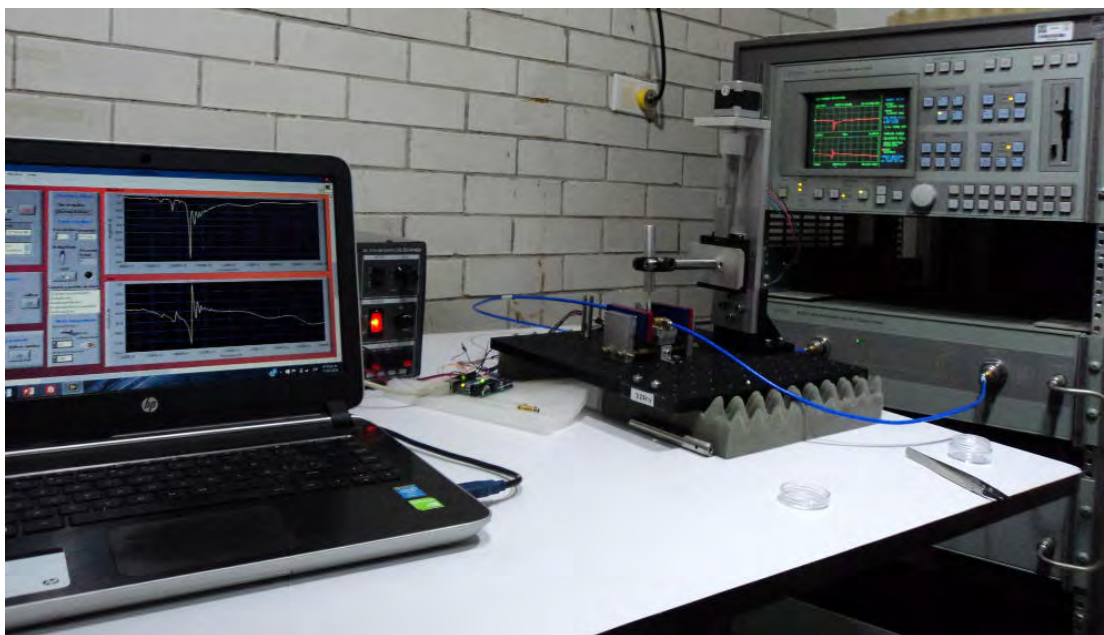


Figura 5.9: Montaje experimental donde se ha automatizado el desplazamiento de la película de acoplamiento, la adquisición y el almacenamiento de datos.

En la Figura 5.9 se muestra el montaje experimental completo y funcionando. el montaje cuenta con una computadora para el almacenamiento y procesamiento de la información, el sistema mecánico del que se habló anteriormente, el motor a pasos modelo Nema 17 controlado a través de una placa de desarrollo Arduino uno y alimentado por una fuente de voltaje. La lectura de los parámetros de transmisión (S_{21}) y reflexión (S_{11}) con el analizador de redes Wiltron 360 B, el cual también es controlado automáticamente por la computadora. La interfaz para la adquisición de datos y control de desplazamiento se realizó en el entorno de desarrollo LabView.

5.2.2. Resultados

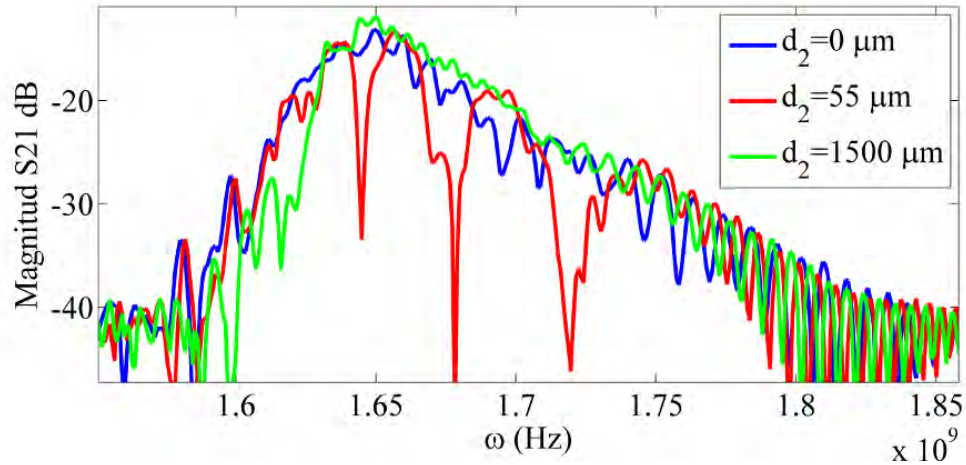


Figura 5.10: Ejemplo del espectro de transmisión para tres casos: En azul el caso trivial cuando las dos películas están completamente acopladas, en rojo un caso intermedio donde se aprecia la existencia de la estructura de bandas y el caso extremo donde no existe acoplamiento entre películas.

Con el dispositivo anteriormente mostrado se realizó un estudio de los parámetros S_{21} (transmisión) y S_{11} (reflexión) del espectro de las MSSWs, para un recorrido de d_2 . Desde el caso $d_2 \approx 0 \mu\text{m}$ cuando las superficies de las películas están en contacto, hasta $d_2 \approx 1.5 \text{ mm}$ donde es evidente la pérdida de la interacción entre películas. Las variaciones de d_2 y la toma de información se realiza en variaciones de $5.0 \pm 0.2 \mu\text{m}$.

Al observar el parámetro de transmisión, se encontró la formación de estructuras de bandas cuya configuración podría ser controlada a través de la distancia de separación d_2 . En la Figura 5.10. Se incluyen tres espectros de transmisión, de $d_2 = 0 \mu\text{m}$ donde se tiene un acoplamiento completo y las películas actúan como una película con un espesor doble, $d_2 = 55 \mu\text{m}$ donde se aprecia la prohibición de frecuencias y por último $d_2 = 1500 \mu\text{m}$ cuando no existe acoplamiento y la película actúa como si fuese una sola. Para $d_2 = 0 \mu\text{m}$ y $d_2 = 1500 \mu\text{m}$ los espectros son similares, esto se debe a que la estructura asemeja una película, estos son los casos triviales de los que se habló en la sección 4.3.1.

En la Figura 5.11 se muestra el barrido completo en d_2 para el espectro de transmisión S_{21} denotando por la escala a color. Se observa que para distancia de separación mayores a $500 \mu\text{m}$ la interacción entre películas decae. Sin embargo, el interés de nuestro estudio se centra en distancias de separación menores a los $250 \mu\text{m}$ donde la sensibilidad de la configuración del espectro es mayor con respecto a variaciones en la separación.

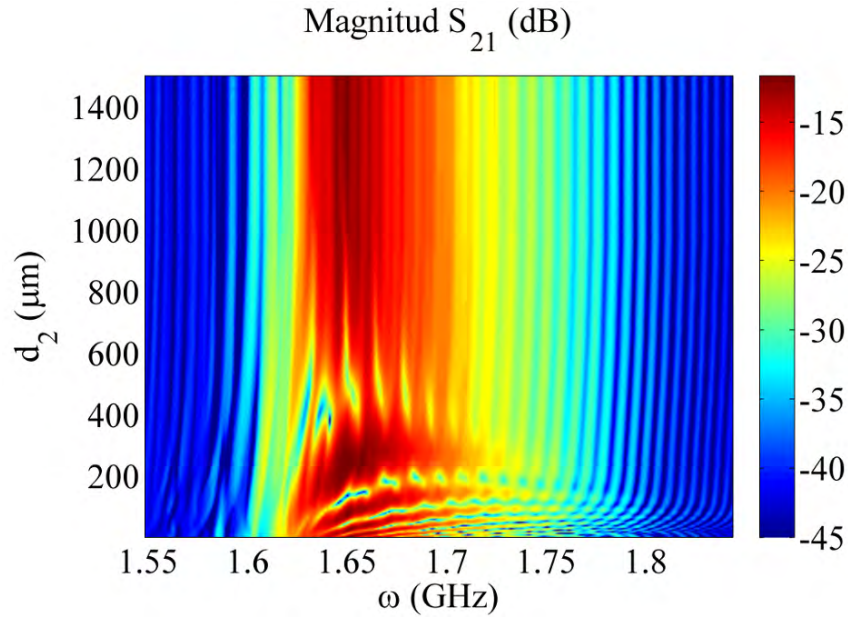


Figura 5.11: Magnitud parámetro de transmisión para un barrido de la distancia d_2 desde 0 hasta $1500\mu\text{m}$. En el cual se aprecia el desplazamiento de las bandas.

Tomando en consideración únicamente el rango de interés de $0\mu\text{m}$ a $250\mu\text{m}$. En la Figura 5.12 se muestra que para S_{11} las variaciones son casi imperceptibles tanto en magnitud como en fase. Por lo anterior se considera una disipación de la energía de las MSSW por el sistema en las regiones prohibidas del espectro, y no su reflexión.

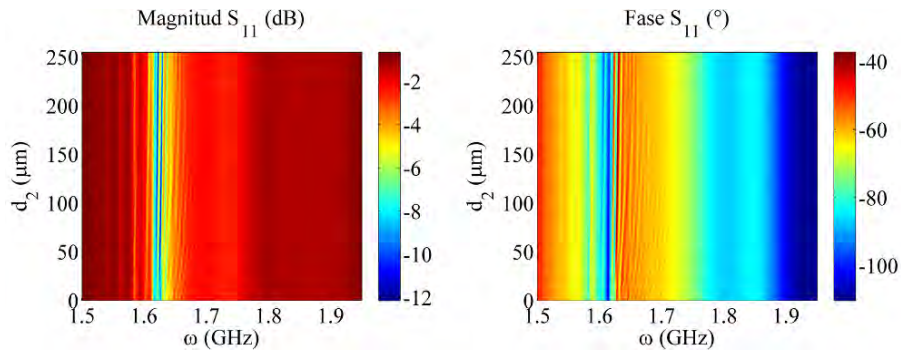


Figura 5.12: Magnitud y fase del parámetro de reflexión para un barrido de la distancia d_2 desde 0 hasta $250\mu\text{m}$.

Para el caso de la magnitud del parámetro S_{21} se describe la evolución de bandas con respecto a d_2 la región de interés en la Figura 5.13. En esta imagen se muestra la distribución de la estructura de bandas y su dependencia a lo largo del

barrido de distancia. se observa que para los valores de d_2 menores las variaciones son mayores.

Tomando en consideración los resultados de la simulación mostrados en la Figura 4.16 y comparando con los obtenidos en la Figura 5.13 se muestra que en un principio el modelo planteado hasta ahora permite predecir la formación y distribución de bandas en el espectro de transmisión de las MSSWs.

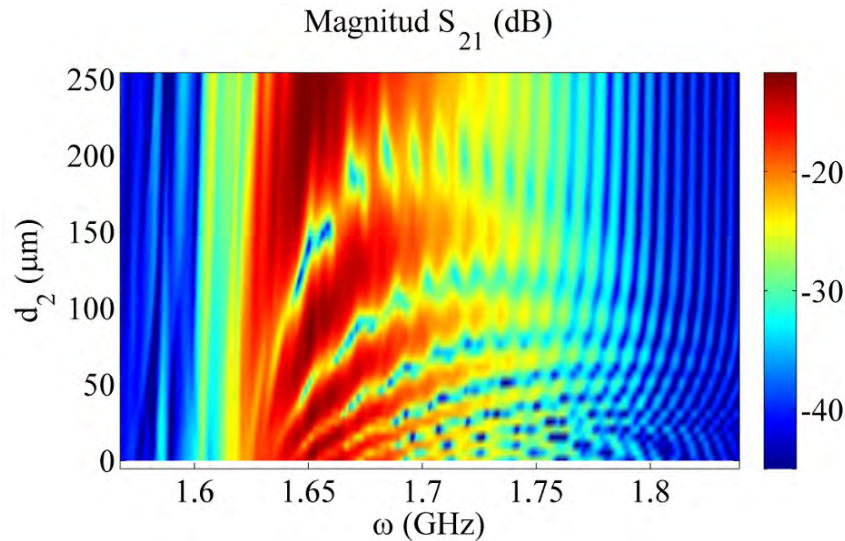


Figura 5.13: Fase del parámetro de transmisión. Considerada la principal área de interés, donde se aprecia la evolución del espectro de transmisión a partir de modificar d_2 .

En la figura 5.14 se muestra el desplazamiento que existe en frecuencia de la región de espectro anulada, en este ejemplo se observan dos regiones que se desplazan $10MHz$ y $14MHz$ respectivamente, de forma teórica se busco reproducir este desplazamiento mostrado en la figura 5.15 siendo muy parecido, de $11MHz$ y $15MHz$ aproximadamente con una sensibilidad de $\approx 0.5 nm/kHz$ para este caso específico. Como se observa en el barrido de separación la relación entre la distancia de separación y el desplazamiento de la estructura de bandas no es lineal y se vuelve mayor a distancias d_2 más pequeñas, lo que implica una posible mejora en la sensibilidad.

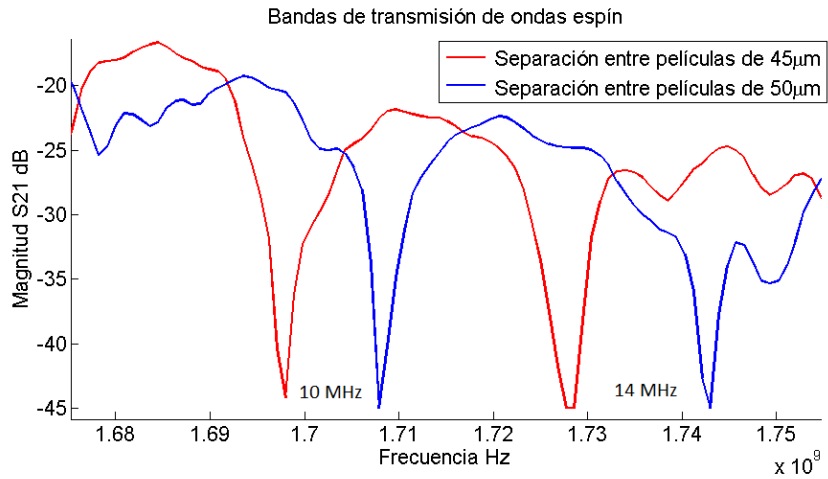


Figura 5.14: Comparación en el espectro experimental de transmisión de MSSWs para espesores intermedios $d_2 = 45\mu m$ y $d_2 = 50\mu m$, donde se muestra el corrimiento en frecuencia de la porción del espectro suprimida.

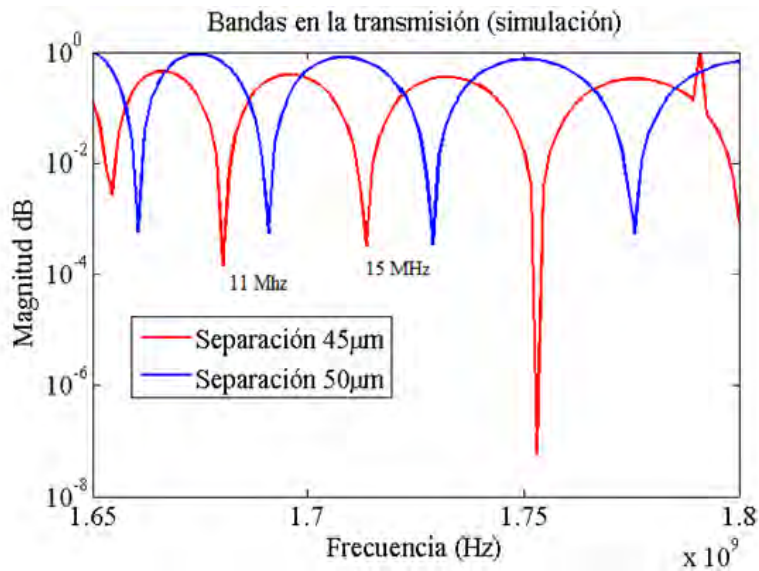


Figura 5.15: Comparación en el espectro obtenido teóricamente para la transmisión de MSSWs tomando en cuenta espesores intermedios $d_2 = 45\mu m$ y $d_2 = 50\mu m$, donde se muestra el corrimiento en frecuencia de la porción del espectro suprimida.

El resultado del estudio para la fase es mostrado en la Figura 5.16 indica alteraciones en la fase de la señal debido a la interacción entre capas. El comportamiento de estas alteraciones coinciden con la presencia de la estructura de bandas.

Las variaciones de la fase como se muestra en la Figura 5.17 hacen posible

que el dispositivo también tenga la función de desplazador de fase selectivo y sintonizable.

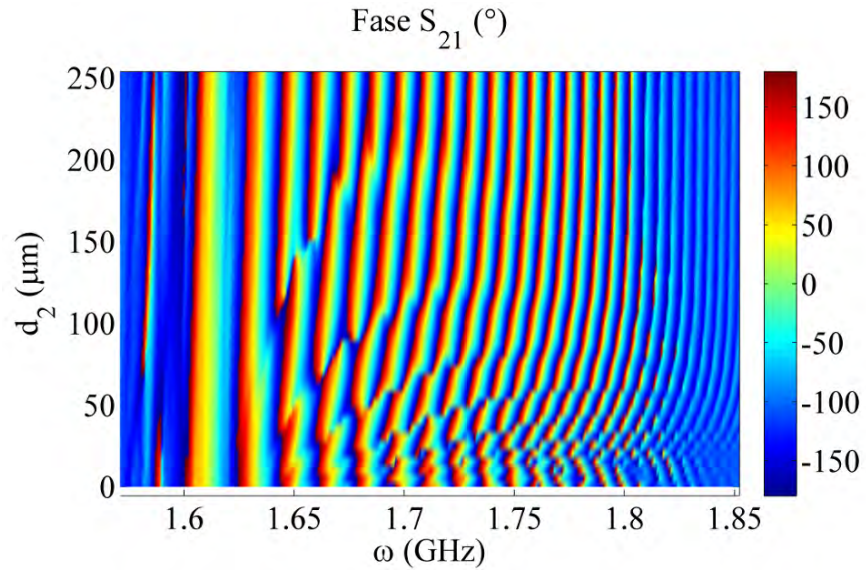


Figura 5.16: Fase del parámetro de transmisión. Considerada la principal área de interés donde, al igual que en la magnitud, se aprecia la evolución del espectro de transmisión a partir de modificar d_2 .

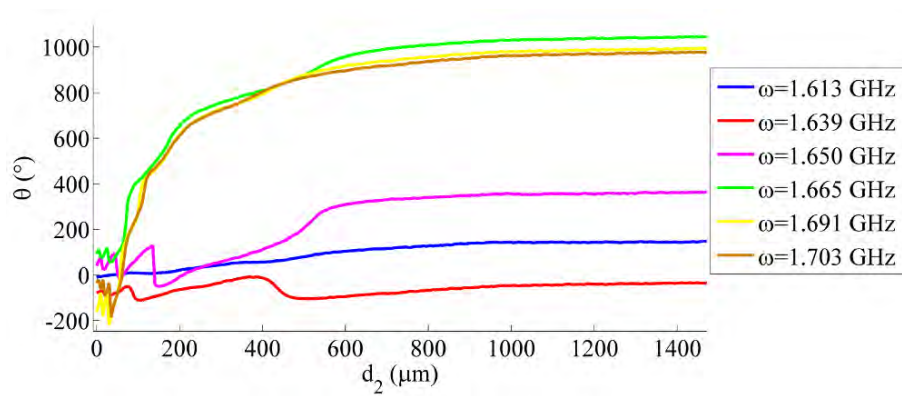


Figura 5.17: En esta imagen se muestran las variaciones en fase con respecto a d_2 de diversas señales para frecuencias puntuales.

Capítulo 6

Conclusiones

Experimentalmente se caracterizó el intercambio periódico de energía de las ondas magnetostáticas superficiales o *magnetostatic surface waves* (MSSWs), en un sistema conformado por dos guías de onda magnónicas acopladas. El acoplamiento propicia la propagación de dos modos que gráficamente se muestran como ramas de la curva de dispersión. Dichas ramas son las que definen el periodo de intercambio de energía, y dependen de los parámetros de la estructura bicapa. Lo anterior debido a que, el periodo está inversamente relacionado con la diferencia de los números de onda, para una frecuencia de trabajo establecida como se muestra en la ecuación (4.1).

Al realizar el estudio experimental del espectro de transmisión de las MSSWs, se observó la presencia de estructuras de bandas prohibidas, cuya distribución en el espectro es controlable a través de una reconfiguración de la estructura multicapa, variando la distancia de separación entre las películas.

El modelo teórico utilizado para explicar y predecir las regiones prohibidas del espectro indica que, estas son debidas a la distribución periódica de la energía de las MSSWs, que se ve interrumpida en un punto crítico de ruptura del acoplamiento entre las dos películas. Después de este punto, la energía resultante de la distribución permanece de forma independiente en cada una de las guías de onda. Siendo así que, en una guía puede contenerse un valor casi nulo o un porcentaje mayoritario de la energía total de las MSSWs. Si se toma una película como referencia y se mide la transmisión en ella después del desacople, es posible observar la estructura de bandas.

En los cristales magnónicos se trabaja para encontrar mecanismos que permitan reestructurar dinámicamente los defectos magnéticos y así la estructura de bandas. Sin embargo, cuando la sintonía de estas está limitada por el control de reconfiguración utilizado, la versatilidad en la formación de patrones es reducida. La distancia de separación entre películas, demostró ser un mecanismo útil para la reordenamiento del espectro, pues ofrece gran dinámica en la distribución y configuración de las porciones prohibidas. De esta manera, se presenta un mecanismo

nuevo y eficiente de control para estructuras de bandas en la transmisión y en el desplazamiento de fase.

Entre los principales atributos del dispositivo para el procesamiento analógico de señales está su fácil fabricación, pues no involucra elementos a escala nanométrica. Se trata de un dispositivo compatible con tecnología de microondas basado en guías de onda microcinta y coplanarias, principalmente. Por lo que fácilmente puede ser incorporado a circuitos con estas características.

Se realizó un extensión del estudio del mecanismo propuesto teóricamente por Sasaki y Mikoshiba [6], constatando experimentalmente los resultados con una similitud considerable entre el trabajo experimental.

El sistema bicapa promete ser útil para el diseño de dispositivos para el procesamiento analógico de señales. Los resultados obtenidos indican la capacidad de crear filtros, desplazadores de fase, acopladores direccionales, retardadores, etc. Por otra parte, basándose en el mismo principio de operación, existe la posibilidad de crear instrumentos existentes en otros campos, como la óptica. Tal es el caso de moduladores, switches y elementos no lineales, por mencionar algunos.

En este trabajo se muestra como solución original, para la creación de estructuras de bandas mediante el acoplamiento de dos guías magnónicas. Esta estructura propicia un acoplamiento fuerte, que permite una supresión efectiva de regiones del espectro. Un estudio reciente (2015) del acoplamiento entre películas paralelas situadas en un mismo plano [7] indica la existencia de bandas prohibidas, aunque no se trata de una estructura multicapa se atribuye el fenómeno al acoplamiento entre ambas. Sin embargo, debido al menor acoplamiento la atenuación en las bandas prohibidas no es significativo, en la estructura bicapa se logró una atenuación mayor a 30 dB en algunos casos, como se muestra en el ejemplo de la Figura 5.10. Además de que trabajar con guías magnónicas coplanarias, supone no contar con el mecanismo de reconfiguración del espectro.

6.1. Trabajo a futuro y aplicaciones

De inmediato es posible reconocer la probabilidad de crear un sensor de desplazamiento de resolución nanométrica, a través de una medición indirecta de la separación entre películas, tomando en cuenta el desplazamiento de las regiones prohibidas del espectro.

Por lo anterior, un aspecto de interés es caracterizar el sistema a distancias de separación menores a 50 μm , con una resolución en distancia menor a la utilizada actualmente que es de 5 μm , buscando una resolución nanométrica.

Una de las motivaciones que iniciaron este trabajo fue el estudio del sensor de gas magnónico [8], que es una estructura de dos capas, una capa sensible a la interacción con los gases conformada por nanopartículas de ferrita ($CuFe_2O_4$), depositada sobre una película delgada de YIG, por la cual se excitan y se reci-

ben MSSWs. Existe un interés especial en realizar experimentos que consideren la distancia de separación entre ambas capas, con la finalidad de conocer el comportamiento de las MSSWs que se propagan en el sistema. Con la información obtenida se buscará mejorar ciertas características como la sensibilidad.

Puesto que la sintonía de bandas depende del desplazamiento, un punto importante es el mecanismo de control. Para este punto es de suma importancia el conocer la respuesta del sistema para actuadores MEMs (*Microelectromechanical systems*), que permitan pequeños desplazamientos y un control eficiente. Por estos motivos se deben plantear modificaciones al estudio teórico y ahondar en el proceso de fabricación.

Dentro de la sección de resultados se presentan las variaciones de fase en la señal transmitida por la estructura. Aunque en este trabajo no adquiere un papel relevante, promete ser base para dispositivos desplazadores de fase. Por lo que un análisis profundo de los resultados debe ser realizado.

Hablando sobre la fabricación, la reducción de los tamaños de los dispositivos a menores escalas supone una gran ventaja cuando se busca incorporarlos a sistemas más complejos. Por lo que el comportamiento de la estructura de bandas a distancias de separación reducidas, similares a los espesores de las películas, supone una posible reducción en las dimensiones del dispositivo.

Apéndice A

Manipulación matemática del determinante

El determinante que resulta a partir de la matriz (3.10) de ocho renglones y ocho columnas es el siguiente:

$$\begin{aligned}
 & -e^{2d_1\kappa} - p_2e^{2d_1\kappa} - q_1e^{2d_1\kappa} + q_2e^{2d_1\kappa} \\
 & + p_1p_2e^{2d_1\kappa} + p_1q_1e^{2d_1\kappa} - p_1q_2e^{2d_1\kappa} \\
 & - p_2q_1e^{2d_1\kappa} + p_2q_2e^{2d_1\kappa} + q_1q_2e^{2d_1\kappa} \\
 & - 2e^{d_2k}(p_1 - 1)(q_2 - 1)[\sinh(d_2k) - p_2 \cosh(d_2k) - q_1 \cosh(d_2k) + p_2q_1 \sinh(d_2k)] \\
 & \quad + p_1p_2q_1e^{2d_1\kappa} - p_1p_2q_2e^{2d_1\kappa} \\
 & \quad - p_1q_1q_2e^{2d_1\kappa} + p_2q_1q_2e^{2d_1\kappa} - p_1p_2q_1q_2e^{2d_1\kappa} \\
 & + e^{2d_2k+2d_1\kappa}(p_1 - 1)(p_2 + 1)(q_1 - 1)(q_2 + 1) \\
 & + e^{2d_2k+2d_3\kappa'}(p_1 + 1)(p_2 - 1)(q_1 + 1)(q_2 - 1) \\
 & - e^{2d_2k+2d_1\kappa+2d_3\kappa'}(p_1 + 1)(p_2 + 1)(q_1 + 1)(q_2 + 1) \\
 & + 2e^{d_1\kappa+2d_3\kappa'} \sinh(d_1\kappa)(p_1 - 1)(p_2 + 1)(q_1 + 1)(q_2 - 1) = 0
 \end{aligned}$$

Para facilitar la manipulación matemática se toman dos secciones del determinante encontrado, se factoriza, y se expanden los términos sinh y cosh.

$$\begin{aligned}
 & -(p_1 - 1)(p_2 + 1)(q_1 + 1)(q_2 - 1)e^{2d_1\kappa} \\
 & -(p_1 - 1)(q_2 - 1)(e^{2d_2k} - 1 - p_2e^{(2d_2k)} + 1/2 \\
 & \quad - q_1(e^{2d_2k} + 1)/2 + p_2q_1(e^{2d_2k} - 1)/2) \\
 & -(p_1 - 1)(q_2 - 1)[1 - p_2 - q_1 + p_2q_1]e^{2d_2k} - (p_1 - 1)(q_2 - 1)(-1 - p_2 - q_1 - p_2q_1) \\
 & \quad + (p_1 - 1)(q_2 - 1)(1 - p_2)(1 - q_1)e^{2d_2k} - (p_1 - 1)(q_2 - 1)(1 + p_2)(1 + q_1)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& +e^{2d_2k+2d_1\kappa}(p_1-1)(p_2+1)(q_1-1)(q_2+1) \\
& +e^{2d_2k+2d_3\kappa'}(p_1+1)(p_2-1)(q_1+1)(q_2-1) \\
& -e^{2d_2k+2d_1\kappa+2d_3\kappa'}(p_1+1)(p_2+1)(q_1+1)(q_2+1) \\
& +e^{2d_1\kappa+2d_3\kappa'}(p_1-1)(p_2+1)(q_1+1)(q_2-1) \\
& -e^{d_3\kappa'}(p_1-1)(p_2+1)(q_1+1)(q_2-1) = 0
\end{aligned}$$

Si se divide entre $(1+p_1)(1+p_2)(1+q_1)(1+q_2)$ y se sustituyen los valores por P_1 , P_2 , Q_1 y Q_2 como se expresa en (3.11) y (3.13).

$$\begin{aligned}
& -P_1Q_2e^{2d_1\kappa} - P_1Q_2P_2Q_1e^{2d_2k} + P_1Q_2 + e^{2d_2k+2d_1\kappa}P_1Q_1 \\
& +e^{2d_2k+2d_3\kappa'}P_2Q_2 - e^{2d_2k+2d_1\kappa+2d_3\kappa'}e^{2d_3\kappa'+2d_1\kappa}P_1Q_2 - e^{2d_3\kappa'}P_1Q_2 = 0
\end{aligned}$$

Multiplicando por $e^{-2kd_2}e^{-2\kappa d_1}e^{-2\kappa' d_3}$

$$\begin{aligned}
& -P_1Q_2e^{-2d_2k}e^{-2\kappa' d_3} - P_1Q_2P_2Q_1e^{-2\kappa d_1}e^{-2\kappa' d_3} \\
& +P_1Q_2e^{-2d_2k}e^{-2\kappa d_1}e^{-2\kappa' d_3} + P_1Q_1e^{-2\kappa' d_3} \\
& +P_2Q_2e^{-2\kappa d_1} - 1 + P_1Q_2e^{-2d_2k} - P_1Q_2e^{-2\kappa d_1}e^{-2d_2k} = 0
\end{aligned}$$

Simplificando

$$\begin{aligned}
& -P_1Q_2P_2Q_1e^{-2\kappa d_1}e^{-2\kappa' d_3} + P_1Q_1e^{-2\kappa' d_3} + P_2Q_2e^{-2\kappa d_1} - 1 \\
& e^{-2d_2k}[-P_1Q_2e^{-2\kappa' d_3} + P_1Q_2e^{-2\kappa d_1}e^{-2\kappa' d_3} + P_1Q_2 - P_1Q_2e^{-2\kappa d_1}] = 0
\end{aligned}$$

El resultado final queda de la siguiente manera

$$(P_1Q_1e^{-2\kappa' d_3} - 1)(1 - P_2Q_2e^{-2\kappa d_1}) + P_1Q_2e^{-2kd_2}(1 - e^{-2\kappa d_1})(1 - e^{-2\kappa' d_3}) = 0$$

Apéndice B

Forma explícita de los coeficientes

$$\begin{aligned}
 B_1 &= \frac{A + Ap_2}{p_2 + q_2} \\
 B_2 &= \frac{Aq_2 - A}{q_2 + p_2} \\
 C_1 &= \frac{A(p_2 + q_2 + e^{2d_1k_y} - p_2q_2 + p_2e^{2d_1k_y} + q_2e^{2d_1k_y} + p_2q_2e^{2d_1k_y} - 1)}{2e^{2d_1k_y}(p_2 + q_2)} \\
 C_2 &= -\frac{A(p_2 + 1)(q_2 - 1)(e^{2d_1k_y} - 1)}{2(p_2 + q_2)} \\
 D_1 &= \frac{p_1e^{-k'_y(d_1+d_2)}}{p_1 + q_1} (a - b) \\
 a &= \frac{B_2p_2 + C_1e^{2d_1k_y} - B_1q_2e^{2d_1k_y}}{e^{k_y(d_1+d_2)}} + e^{d_2k_y-d_1k_y}(B_2 - C_2 + B_1e^{2d_1k_y}) \\
 b &= \frac{B_2p_2 + C_1e^{2d_1k_y} - e^{2d_2k_y}(B_2 - C_2 + B_1e^{2d_1k_y}) - B_1q_2e^{2d_1k_y}}{p_1e^{k_y(d_1+d_2)}} \\
 D_2 &= \frac{e^{(d_1+d_2)(k'_y-k_y)}(C_2 - C_1e^{2k_y(d_1+d_2)} + D_1q_1e^{(d_1+d_2)(k'_y+k_y)})}{p_1} \\
 E &= \frac{D_2p_1 - D_1q_1e^{2k'_y(d_1+d_2+d_3)}}{e^{(k'_y-k_y)(d_1+d_2+d_3)}}
 \end{aligned} \tag{B.1}$$

donde los coeficientes p_1 , p_2 , q_1 y q_2 son los definidos en (3.11).

Apéndice C

Algoritmo del Método Newton-Raphson

Puesto que (3.12) no es una ecuación que pueda expresarse de forma explícita con respecto a k u ω , por lo que se gráfica utilizando el método de Newton-Raphson. El cual busca puntos de convergencia a cero de la ecuación de dispersión. Lo anterior puede realizarse de dos maneras proponer un valor de ω y buscar el valor del número de onda k_y correspondiente, o viceversa. Es necesario tener cuidado que la frecuencia elegida este en la ventana correspondiente a la curva de dispersión, de otra manera el resultado no converge. Lo mismo sucede con valores de k_y mayores a cuatro ordenes de magnitud con los casos vistos en este trabajo.

Obtener la frecuencia ω para un número de onda k_y

En esta sección se muestra el algoritmo utilizado para obtener la frecuencia ω que corresponde al valor del número de onda k_y , según la ecuación de dispersión (3.12) que se representa por la función $f(\omega, k_y) = 0$. La frecuencia ω_{ini} es una frecuencia estimada por la cual se cree se encuentra la frecuencia de convergencia, los otros parámetros son la frecuencia de la iteración actual ω_n , la frecuencia de la iteración anterior ω_{n-1} y el error entre iteraciones r . La tolerancia T es la diferencia máxima permitida entre valores del valor ω_n y ω_{n-1} .

```
 $\omega_{n-1} = \omega_{ini}$   
 $r = T$   
WHILE  $r > T$   
   $\omega_n = \omega_{n-1} - f(\omega_{n-1}, k_y) \left( \frac{\partial f(\omega, k_y)}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_{n-1}} \right)^{-1}$   
   $\omega_{n-1} = \omega_n$   
   $r = |\omega_n - \omega_{n-1}|$   
END  
 $\omega = \omega_n$ 
```

Obtener el valor de k_y a partir de un valor en ω

En esta sección se muestra el algoritmo utilizado para obtener el valor del número de onda k_y que corresponde a la frecuencia ω , según la ecuación de dispersión (3.12) que se representa por la función $f(\omega, k_y) = 0$. El número de onda de la iteración actual k_n , el de la iteración anterior k_{n-1} , k_{ini} es el valor inicial que se supone cercano a k_y el valor a converger, y el error entre iteraciones r , semejantes a los de la sección interior. La tolerancia T es la diferencia máxima permitida entre valores del valor k_n y k_{n-1} .

$$k_{n-1} = k_{ini}$$

$$r = T$$

WHILE ($r > T$)

$$k_n = k_{n-1} - f(\omega, k_{n-1}) \left(\frac{\partial f(\omega, k_y)}{\partial k_y} \Big|_{k_y=k_{n-1}} \right)^{-1}$$

$$k_{n-1} = k_n$$

$$r = |k_n - k_{n-1}|$$

END

$$k_y = k_n$$

Bibliografía

- [1] A. A. Serga, A. V. Chumak *et al.*, “YIG magnonics,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 43, pp. 1–16, 2010.
- [2] V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov *et al.*, “Magnonics,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 43, pp. 1–14, 2010.
- [3] M. Krawczyk and D. Grundler, “Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure,” *J. Phys.: Condens. Matter*, vol. 26, pp. 1–32, 2014.
- [4] H. J. Wu, C. V. Smith, and J. M. Owens, “Bandpass filtering and input impedance characterization for drive multielement transducer pair-delay line magnetostatic waves devices,” *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 43, pp. 1–16, 2010.
- [5] M. Vogel, A. V. Chumak *et al.*, “Optically reconfigurable magnetic materials,” *Nature Phys.*, vol. 43, pp. 487–491, 2015.
- [6] H. Sasaki and N. Mikoshiba, “Directional coupling of magnetostatic surface waves in a layered structure of YIG films,” *J. Appl. Phys.*, vol. 52, pp. 3546–3552, 1981.
- [7] A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin *et al.*, “Directional multimode coupler for planar magnonics: Side-coupled magnetic stripes,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 107, pp. 1–5, 2015.
- [8] D. Matatagui, O. V. Kolokoltsev *et al.*, “A magnonic gas sensor based on magnetic nanoparticles,” *Nanoscale*, vol. 7, pp. 9607–9613, 2015.
- [9] D. D. Stancil and A. Prabhakar, *Spin Waves Theory and Applications*. NY, USA: Springer, 2009.
- [10] C. Timm, “Theory of magnetism,” Abril 2011.
- [11] C. Kittel, *Introduction to solid state physics*, 8th ed. NY, USA: Jhon Wiley and sons, 2005.

- [12] R. W. Damon and J. R. Esbach, “Magnetostatic modes of a ferromagnet slab,” *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 19, 1960.
- [13] A. Kákay, “Numerical investigation of micromagnetic structures,” Ph.D. dissertation, Research Institute for Solid Physics and Optics, 2005.
- [14] A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*. FL, USA: CRC Press, 1996.
- [15] M. Mansurova and O. V. Kolokoltsev, “Magnetómetro basado en espectroscopía de magnones,” Master’s thesis, Universidad Nacional Autónoma de México, 2011.
- [16] S. O. Demokritov and A. N. Slavin, *Magnonics from fundamentals to applications*. USA: Springer-Verlag, 2013.
- [17] V. V. Danilov, I. V. Zavislyak *et al.*, *Spinwave electrodynamics*. Lybid’, Kiev: Kiev State University, 1991.
- [18] A. Yariv, Y. Xu *et al.*, “Coupled-resonator optical waveguide: a proposal and analysis,” *Opt. Lett.*, vol. 24, no. 11, pp. 711–713, 1999.
- [19] H. A. Haus and W. Huang, “Coupled-mode theory,” *Proc. IEEE*, vol. 79, no. 10, pp. 1505–1518, 1991.
- [20] C. K. Alexander and M. N. O. Sadiku, *Fundamental of electric circuits*, 4th ed. USA: Mc Graw Hill, 2007.
- [21] I. Awai and Y. Zhang, “New expression of coupling coefficient between resonator based on overlap integral of EM field,” in *2005 Asia-Pacific Microwave Conference Proceedings*, vol. 4. IEEE, 2005, pp. 1143–1148.
- [22] H. Xi, X. Wang *et al.*, “Spinwave propagation and coupling in magnonic waveguides,” *J. Appl. Phys.*, vol. 104, no. 063921.
- [23] L. R. Adkins and H. L. Glass, “Magnetostatic volume wave propagation in multiple ferrite layers,” *J. Appl. Phys.*, vol. 53, pp. 8928–8933, 1982.
- [24] K. Sun and C. Vittoria, “Magnetostatic wave propagation in YIG double layers,” *IEEE: Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 39, no. 2, pp. 339–345, 1991.
- [25] P. Grünberg, “Magnetostatic spinwave modes of ferromagnetic double layer,” *J. Appl. Phys.*, vol. 51, pp. 4338–4341, 1980.
- [26] N. E. Buris, “Magnetostatic wave propagation in lossy ferrite layers under perpendicular bias,” *J. Appl. Phys.*, vol. 64, pp. 4726–4732, 1988.

- [27] A. K. Ganguly and C. Vittoria, “Magnetostatic wave propagation in double layers of magnetically anisotropic slabs,” *J. Appl. Phys.*, vol. 45, pp. 4665–4667, 1974.
- [28] M. Vohl, J. Barnás *et al.*, “Effect of interlayer exchange coupling on spin-wave spectra in magnetic double layers: Theory and experiment,” *Phys. Rev. B*, vol. 39, no. 16, pp. 12 004–12 012, 1989.
- [29] P. Grümberg and K. Mika, “Magnetostatic spin-waves modes of a ferromagnetic multilayer,” *Phys. Rev. B*, vol. 27, no. 5, pp. 2955–2963, 1982.
- [30] P. R. Emtage and M. R. Daniel, “Magnetostatic waves and spin waves in layered ferrite structures,” *Phys. Rev. B*, vol. 29, no. 1, pp. 212–220, 1984.
- [31] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*, 4th ed. USA: John Wileys and Sons, 2012.
- [32] O. Kolokoltsev, I. Gómez-Arista *et al.*, “Compression gain of spin wave signals in a magnonic YIG waveguide with thermal non-uniformity,” *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 377, pp. 1–5, 2015.