



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

ESTUDIO DE LOS EFECTOS TERMO-MAGNÉTICOS Y MAGNETO-ELÁSTICOS
SOBRE LAS ONDAS DE ESPÍN EN UNA GUÍA MAGNÓNICA DE YIG.

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE
DOCTOR EN INGENIERÍA.

PRESENTA:
M.I. IVÁN GÓMEZ ARISTA.

TUTORES PRINCIPALES:
DR. OLEG V. KOLOKOLTSEV FLATOV, CCADET-UNAM.
DR. CÉSAR LEONARDO ORDÓÑEZ ROMERO, IF-UNAM.

COMITÉ TUTOR:
DR. GUILLERMO MONSIVAIS GALINDO, IF-UNAM.
DR. NASER QURESHI, CCADET-UNAM

Ciudad Universitaria, Cd. Mx. Febrero 2017.



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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. Naser Qureshi.

Secretario: Dr. Maximino Avendaño Alejo.

1er Vocal: Dr. Oleg V. Kolokoltsev Flatov.

2do Vocal: Dr. César Leonardo Ordóñez Romero.

3er Vocal: Dr. Guillermo Monsivais Galindo.

Lugares en donde se realizó la tesis: Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico - Instituto de Física, UNAM.

Tutores de tesis

DR. OLEG KOLOKOLTSEV, CCADET-UNAM

DR. CÉSAR LEONARDO ORDÓÑEZ ROMERO, IF-UNAM

Agradecimientos.

Desde el planteamiento de la idea del proyecto de tesis doctoral, han surgido grandes personalidades que con su atención y apoyo a mi persona, se ha logrado obtener resultados satisfactorios en la investigación doctoral.

Quiero agradecer a mis tutores, a Dr. Oleg V. Kolkoltsev porque acertadamente siempre me dirigió en las actividades de investigación y personales. También, a Dr. Cesar L. Ordoñez Romero quién me ofreció la oportunidad de estudiar el doctorado y fue sincero en sus opiniones de mi manejo y desarrollo del tema de investigación, todo en aras de mi superación.

A mis sinodales, a Dr. Naser Qureshi que con paciencia me explicaba la dinámica de cómo hacer el doctorado, a Dr. Guillermo Monsivais Galindo porque fue objetivo en mis evaluaciones, y, a Dr. Maximino Avendaño Alejo por la continua atención en mis tareas a desarrollar.

A mis amigos, a M.I. Alexander Acevedo y a M.I. Hesiquio Vargas Hernández, quienes me apoyaron incondicionalmente en las dificultades personales que, ciertamente, son muchas en el tiempo de estudio. También a Dr. Gaudencio Paz Martínez y a M.I. Joel Pérez Urquizo, quienes siempre compartieron y dispusieron conmigo las actividades de estudiantes.

A las instituciones como, la Universidad Nacional Autónoma de México por ofrecerme toda su infraestructura en mi estadía como estudiante, a CONACyT por la beca de doctorado número 290817. A los proyectos UNAM-DGAPA IN103915, IN106316, IG100314, IG100517 y al proyecto 2012-6142 del Consejo Sueco de Investigación, por el financiamiento de la investigación de esta tesis.

En memoria de mi hermano *Orlando Gómez Arista*.

Dedicatoria.

Con mucho cariño a mi papá Omar Gómez Molina y mamá Esther Arista Sánchez.

A mis hermanos Omar e Israel.

Resumen.

En esta tesis se describen resultados originales en la dinámica de los momentos magnéticos en una película magnética. La película que se utilizó está compuesta de un granate de hierro e itrio (YIG), y, como instrumento base, se construyó una sonda magneto inductiva con un sistema de adquisición de datos automatizado.

La investigación de la dinámica de los espines, considera a la película de YIG bajo diferentes condiciones que nos permiten el control de las ondas de espín a través de los efectos magneto-elásticos y/o termo-magnéticos. Este estudio revela algunas peculiaridades de la propagación de paquetes de ondas de espín superficiales (*MSSW*) en una guía magnónica de YIG, que posee una no-uniformidad magnética inducida por efectos térmicos y/o elásticos. También, presenta el control de las características del espectro de frecuencias de la oscilación cuasi-uniforme de los espines en un resonador magnético de YIG. Los efectos térmicos, elásticos y magnéticos fueron investigados por el calentamiento localizado y causiuniforme de la muestra, utilizando una fuente de radiación láser.

Como resultado del calentamiento localizado de la muestra, se reveló la ganancia por compresión espacial en la dirección de propagación de los paquetes de ondas de espín superficiales, así como, el confinamiento transversal de su campo magnético (\mathbf{h}) a la interfaz entre los medios magnéticos-no-magnéticos de la muestra. La eficiencia de la ganancia puede ser controlada tanto por el calentamiento de la muestra y la no-uniformidad del campo magnético externo (H_0). Éste fenómeno en parte se puede entender como una interacción entre las ondas de espín y un pozo potencial magnético inducido térmicamente en la muestra. El confinamiento del campo \mathbf{h} en la interfaz de la muestra está asociado con la redistribución del campo magnético evanescente de las ondas magneto-estáticas de superficie, al cambiar las componentes del tensor de la permeabilidad magnética cuando se decremента la magnetización de saturación (M_s) por el incremento de temperatura de la muestra. Estos efectos, prácticamente compensan las pérdidas en la propagación de las *MSSW*.

Los experimentos en el caso del calentamiento cuasiuniforme, han mostrado que las

pérdidas de propagación de la onda de espín con bajo campo de saturación (H_0), son mayores cuando es del orden al campo efectivo de la anisotropía magnetocristalina del YIG (≈ 50 Oe), la principal contribución a la atenuación de las *MSSW* se debe al desfase de la precesión de espín causado por los micro defectos magneto-cristalinos en la interfase de la estructura magnónica. Estas pérdidas pueden ser disminuidas por los efectos termo-magnéticos y magneto-elásticos.

También, este trabajo describe el estudio de los efectos magneto-elásticos (*ME*) y térmicos que gobiernan la fase (φ), el retardo en tiempo y la amplitud de la *MSSW* que se propagan en una guía magnónica de Ga: YIG/GGG y Permalloy. El efecto *ME* fue estudiado en una configuración de flexión de tres puntos bajo una fuerza puntual mecánica (F). Los fenómenos magneto-elásticos inducidos térmicamente y de demagnetización fueron controlados por la potencia óptica P_{th} . Se determinó que en una guía de onda de Ga: YIG/GGG libre (sin fijar a otro objeto), la fuerza F que induce un desplazamiento de fase de $\Delta\varphi = \pi$, decreciente bajo una ley al cuadrado en el rango de 1 *mN* a *nN*, y la P_{th} a la cual se produce un $\Delta\varphi = \pi$, decreciente linealmente de *mW* a μ *W* conforme el volumen de la muestra decreciente de *mm*³ a *nm*³. Para una guía de onda con tamaño de nanómetros la energía de control magneto-elástica (E_{me}) puede ser del orden de *aJ*, y el control de energía térmica (ΔE_{th}) puede llegar a ser de 50 *fJ*. Mientras que los tiempos de respuesta de éstos efectos están en una escala de *ns*. Ambos efectos también proveen un buen control en la amplitud del pulso de la *MSSW* además de su desplazamiento en fase. El efecto termo-magnético nos permite realizar retardadores variables de un pulso de ondas de espín.

Por último, en la tesis se muestra la posibilidad de la creación de resonadores de ondas de espín en la película de granate de hierro e itrio utilizando un calentamiento óptico sobre la muestra. Éste estudio revela que los bordes de la muestra pueden contribuir en un pozo potencial magnético, los cuales, mantienen a las oscilaciones uniformes de espín. Cuando se calienta localmente la muestra, permite la formación de pozos potenciales magnéticos y la redistribución espacial del espectro de frecuencias de las oscilaciones sobre el área de la película.

Abstract.

This thesis describes original results on the dynamic of the collective spin excitations in a YIG film, investigated by using a magneto inductive probe integrated with a digital data acquisition system. The spin dynamics was investigated in YIG film under different conditions allowing us to control the spin waves through the magneto-elastic and thermo-magnetic effects. This study has allowed us to discover some important peculiarities on the propagation of spin wave packets in the magnonic YIG waveguides, which possess magnetic non-uniformities induced by thermo-elastic effects. This work, also, presents the control of spectral characteristics of quasi-uniform spin precession excited in a hot YIG film magnetic resonators. The magneto- thermo-elastic effects were investigated with the help of a laser radiation used as a heat source for local or quasi-uniform sample heating.

As a result it was found out that the localized heating of the sample induces spatial compression of spin wave packets in the propagation direction, in the configuration of magnetostatic surface waves (MSSW), as well as transversal confinement of their evanescent magnetic field (\mathbf{h}) in the vicinity of YIG film interfaces. The efficiency of the gain can be controlled both by the sample heating and the nonuniform external bias magnetic field (\mathbf{H}_0). This phenomenon in part can be understood as the interaction between spin waves and thermally induced magnetic potential well in the sample. The effect of the \mathbf{h} -field confinement of the spin-wave is associated with the redistribution of the evanescent field of the magneto-static surface waves by changing the components of the magnetic permeability tensor caused by decreasing the film saturation magnetization (M_s). The above effects, practically, compensate of MSSW propagation losses.

When the sample heating is quasi-uniform, the propagation losses of MSSW excited at low \mathbf{H}_0 , when the bias field magnitude is of order of the effective field of the magnetocrystalline anisotropy (≈ 50 Oe), the main contribution to MSSW attenuation gives the dephasing of the spin precession caused by YIG interface microdefects. This losses also can be suppressed by thermo-magnetic or magneto-elastic effects.

This work describes a study of the magnetoelastic (ME) and thermal effects

governing the phase (φ), delay time, and the amplitude of magnetostatic surface spin wave (MSSW) short pulses propagating in Ga: YIG/GGG and Permalloy magnonic waveguides. The *ME* effects were studied in a flexural configuration, under punctual mechanical force (F). Thermally induced *ME* and demagnetization phenomena were controlled by optically injected thermal power P_{th} . It was determined that in an unclamped Ga: YIG waveguide, the force F that induces the phase shift $\Delta\varphi = \pi$, decreases by a quadratic law in the range from 1 *mN* to *nN*, and the P_{th} at which $\Delta\varphi = \pi$ decreases linearly from *mW* to μW as the waveguide volume decreases from mm^3 to nm^3 . For nano-volume waveguides the *ME* control energy (E_{me}) can be of order of *aJ*, and the thermal control energy (ΔE_{th}) can be as small as 50 *fJ*. The response time of these effects lies in the *ns* time scale. Both the mechanical and the thermo-magnetic forces provide an effective control of MSSW pulse amplitude, in addition to its phase shift. The thermo-magnetic effect allows one to realize variable delays of a MSSW pulse.

This work also shows the possibility of creation of spin-wave resonators in Yttrium Iron Garnet thin films by using local optical heating of the sample. It is shown that the sample edges can play role of the magnetic potential wells, which maintain quasiuniform spin oscillations. Local heating of YIG sample leads to the magnetic potential well formation, and spatial redistribution of the spin wave oscillations.

Contenido

1	Introducción.....	1
2	Fundamentos teóricos de la dinámica de magnetización.....	4
2.1	La magnetización.....	6
2.1.1	Materiales magnéticos.....	7
2.2	Movimiento de la magnetización.....	10
2.2.1	Ecuación de Landau-Lifshitz.....	10
2.2.2	Resonancia ferromagnética.....	13
2.2.3	Disipación de energía.....	16
2.2.4	Onda de espín.....	18
2.3	Ondas de espín magneto-estáticas.....	19
2.3.1	Aproximación magneto-estática.....	19
2.3.2	Modos magneto-estáticos.....	23
2.4	Magnón.....	38
2.4.1	Magnones térmicos.....	40
2.5.5	Procesos de relajación en sistemas magnéticos.....	42
2.5.1	Procesos de tres, cuatro o más magnones.....	43
2.5.2	Proceso de dos magnones.....	43
2.5.3	Proceso de relajación <i>spin-lattice</i>	44
3	Investigación.....	46
3.1	Granate de hierro e itrio.....	47
3.2	Configuración experimental.....	48
3.3	Compresión longitudinal de paquetes de ondas de espín por un gradiente térmico.....	56
3.4	Confinamiento transversal de campo magnético de ondas de espín.....	65
3.5	Compensación de pérdidas por calentamiento cuasiuniforme.....	73
3.6	Redistribución espacial de pozos potenciales magnéticos por calentamiento localizado.....	93
4	Conclusiones y panorama de investigación.....	98

1 Introducción

Las ondas de espín han sido muy atractivas para el desarrollo de una amplia variedad de dispositivos de microondas por su simplicidad en las técnicas para generarla, la flexibilidad de los métodos disponibles para su control y, la variedad de sus propiedades lineales y no lineales. Las aplicaciones de estas ondas han sido desde líneas de retardo [10] y resonadores [19] hasta sensores magnónicos [25, 26, 24]. En las áreas de desarrollo digital y procesadores analógicos, los dispositivos magnéticos muestran un nuevo punto de vista. En el caso de los dispositivos lógicos (tradicionalmente de transistores) y memorias, podrían ser reemplazados por elementos magnónicos [14, 32, 12] y espintrónicos [36, 31], estos diseños muestran ser rápidos y tener eficiencia energética. Por ejemplo, se han propuesto configuraciones lógicas como *not-nand-nor* con un interferómetro Mach-Zehnder de ondas de espín [22] y un transistor utilizando cristales magnónicos [7]. Para el procesamiento de señales, se ha propuesto utilizar paquetes de onda de espín en la síntesis de señales [16] y, como guías de onda para transportar señales entre dispositivos magnéticos [8, 13].

En todas las investigaciones antes mencionadas, la atenuación de la onda de espín esta presente en el medio magnónico. La atenuación puede ser resuelta por medio de una variedad de mecanismos físicos para la amplificación de las ondas de espín, por ejemplo, la amplificación cuántica de las ondas magneto-estáticas en estructuras ferro-para-magnéticas [27], su amplificación via el flujo de portadores [32], la amplificación paramétrica basada en la modulación de la tensión elástica en ferritas [15]. Recientemente ha surgido el tema de amplificación de ondas de espín en una película de YIG con gradiente de temperatura sobre el espesor de la película, revelando experimentalmente los fenómenos de *Spin-transfer torque* y *spin Seebeck effect* [29, 30].

Con el fin de ofrecer una nueva ventaja sobre otras tecnologías y entender la naturaleza de la interacción de las excitaciones térmicas con las ondas de espín, el cambio de la magnetización y/o los campos de anisotropía del material magnético, es importante la investigación de las propiedades de los materiales magnéticos y las características de la

propagación de ondas de espín cuando el medio de propagación se encuentra bajo efectos térmicos [1].

En este trabajo de investigación doctoral se presentan resultados experimentales de la propagación de paquetes de ondas de espín superficiales y la oscilación de los momentos magnéticos en una guía magnónica bajo efectos térmicos y elásticos. El objetivo de éste trabajo es entender los fenómenos que se involucran en la dinámica de los momentos magnéticos al cambiar las propiedades térmicas del medio, por lo que, en general se consideran dos casos de estudio. El primero, es cuando la muestra es calentada localmente a temperaturas mayores a la temperatura ambiente (≈ 300 K) y, el segundo, cuando se calienta la muestra de forma cuasiuniforme. Ambos casos sin rebasar la temperatura de Curie del material.

Existen diferentes técnicas de medición para estudiar la dinámica de los momentos magnéticos, en esta tesis, para revelar las peculiaridades de la propagación de los paquetes de onda y la oscilación de los momentos magnéticos en una película de YIG bajo efectos térmicos, se utilizó un detector de microondas que funciona bajo la Ley de Faraday de inducción. El detector es una micro sonda magneto inductiva que, al acoplarse con un sistema de barrido espacial electromecánico y un dispositivo para el análisis de señales (osciloscopio y/o analizador de espectros), forman una completa herramienta para la obtención de la amplitud, frecuencia, energía, fase, velocidad, dirección de propagación, dispersión y medición de los perfiles de la atenuación la onda de espín sobre toda la superficie de la muestra [34].

En el Capítulo 2 se muestran los antecedentes teóricos que son importantes para entender los resultados experimentales de la investigación que se presenta en esta tesis. El capítulo nos lleva desde que es un momento magnético, la descripción general de los materiales desde un punto de vista de sus propiedades magnéticas, la ecuación de Landau-Lifshitz, llega hasta la definición de una de onda de espín, el régimen magneto-estático, nos muestra el punto de vista corpuscular de la onda de espín - el magnon - y, por último, finaliza en la descripción de los procesos de relajación.

El Capítulo 3 muestra los arreglos experimentales utilizados para la investigación del tema de esta tesis. El capítulo empieza por mostrar las características de la muestra utilizada, el granate de hierro e itrio (YIG), después, se describe el funcionamiento de la sonda

de detección de ondas de espín que se utilizó en los experimentos y el proceso de adquisición de datos. En las siguientes secciones, se detallan los fenómenos revelados durante ésta investigación doctoral y, en cada una de esta secciones se muestran los resultados obtenidos y su discusión.

En el Capítulo 4 se muestran las conclusiones junto con el panorama de la investigación.

2 Fundamentos teóricos de la dinámica de magnetización.

Este capítulo se dedica a la teoría básica que se emplea para entender los fenómenos experimentales que se obtuvieron durante ésta investigación doctoral.

En la primera parte del capítulo, son abordados los conceptos básicos como la descripción del momento magnético y la magnetización (M). También, se muestra la clasificación de los materiales de acuerdo a la relación que existe entre la magnetización de un material que está sujeto a un campo magnético (H), en términos de su magnetización espontánea (M_0) y su susceptibilidad magnética ($\bar{\chi}$).

En la segunda parte del capítulo, se explica la expresión general que describe la dinámica de la magnetización de un sistema magnético, la ecuación de Landau-Lifshitz. La ecuación de Landau-Lifshitz implica que la precesión de la magnetización al rededor de un campo magnético efectivo H está relacionado con los mecanismos de amortiguamiento (R) y se llega a la condición de resonancia ferromagnética y onda de espín. El campo magnético efectivo se expresa en términos de la energía del campo efectivo (U) en donde se encuentran inmersas las energías de intercambio, dipolar, de anisotropía, etc. La disipación de energía (o amortiguamiento R) hace que los momentos magnéticos regresen a la condición de saturación (en el cual M es paralelo a H) y, R toma diferentes formas matemáticas de acuerdo los modelos de Gilbert, Bloch-Bloemberg y Landau-Lifshitz.

Después, la descripción de la aproximación magneto-estática es descrita en la primera sección de la tercera parte del capítulo, para dar lugar a la Ecuación de Walker, y entrar a la descripción del régimen de ondas de espín dipolares¹ que es en donde se centran los resultados de la investigación descrita en esta tesis. Como resultado de la Ecuación de Walker

¹ En el estudio de la propagación de ondas de espín hay tres regímenes fácilmente identificables, el primero está a pequeños valores de número de onda ($k < 10^4 \text{ rad cm}^{-1}$, $\lambda \gg 1 \mu\text{m}$ en YIG) en donde la fuerza de intercambio es despreciable y las ondas se propagan en el régimen dipolar o magneto-estático. Inversamente cuando el número de onda es mayor ($k > 10^5 \text{ rad cm}^{-1}$) la contribución a la energía magnética asociada con la excitación dominante, produce una región de *ondas de intercambio* para el cual $\omega \propto k^2$. Existe una región intermedia llamada *dipole-exchange spin wave - DESW* en donde la excitación de las ondas es favorecida por la interacción dipolar y de intercambio.

se tiene los tres modos de propagación (*MSSW*, *BVMSW*, *FVMSW*). El modo de propagación que fue estudiado en esta tesis ha sido la onda de superficie (*MSSW*), por lo que, la descripción de la propagación de ondas de superficie fue más detallada, obteniendo la relación de dispersión y las componentes campo magnético para éste modo de propagación.

Desde un punto de vista corpuscular, en la cuarta sección de éste capítulo se describe la cuasi-partícula de la onda de espín, el *magnón*. Los magnones corresponden a oscilaciones y ondas a las que se les puede llamar magnones coherentes. Al mismo tiempo en los sistemas magnéticos a temperaturas mayores de cero, existen magnones no-coherentes, llamados magnones térmicos, los cuales están en equilibrio termodinámico con otras cuasipartículas. Para los fines de investigación de esta tesis, en esta sección se muestra la relación teórica entre la temperatura y la magnetización.

Por último, en la quinta sección de éste capítulo se describen los mecanismos de relajación en un sistema magnético. En general, los mecanismos de relajación pueden estar divididos en dos categorías. Primero, los que actúan sobre la redistribución de la energía entre los modos del sistema magnético. Algunos de estos procesos son intrínsecos, es decir, son características físicas esenciales de los sistemas subyacentes. Otros procesos son extrínsecos, siendo mediado por los defectos u otra no-idealidad en los materiales magnéticos reales. Segundo, los procesos que involucran el acoplamiento de magnones con el entorno físico, principalmente, la red cristalina, los portadores libres, impurezas iónicas, y el sistema nuclear magnético de la muestra. Directa o indirectamente la interacción entre los diferentes mecanismos de las pérdidas en un sistema magnético y su importancia son relativamente complejas y, dependen de factores tales como la estructura y composición del material que se utiliza, la fuerza y geometría de algún campo aplicado y, la densidad y distribución espectral de la población de los magnones.

Como lectura adicional, un desarrollo más detallado de los temas aquí mostrados se puede encontrar en los textos de referencia que se utilizaron para esta tesis [3, 9, 35].

2.1 La magnetización

Los operadores del momento magnético, de espín \hat{M}_s , el orbital \hat{M}_L y el total \hat{M} [3], son proporcionales a el correspondiente momento angular. Los momentos magnéticos, a diferencia del momento angular, son expresados en unidades *absolutas*, por lo tanto

$$\hat{M}_s = -\gamma_s \hbar S, \quad (1)$$

en donde S es el momento angular de espín, $\hbar = h / 2\pi$ es la constante de Plank y

$$\gamma_s = \frac{g_s |e_0|}{2m_e c}, \quad (2)$$

s la constante giromagnética, aquí e_0 es la carga de un electrón, m_e es la masa en reposo, c es la velocidad de la luz y g_s es el factor de Lande o g -factor para un espín. Su valor, dado por la electrodinámica cuántica es

$$g_s = 2\left(1 + \frac{\alpha}{2\pi} - 0.328 \frac{\alpha^2}{\pi^2}\right), \quad (3)$$

en donde $\alpha = e_0^2/(\hbar c) \approx 1/137$ es la constante de fina estructura. El signo negativo en la ecuación (1) muestra que el momento magnético y el momentum angular de un electrón son antiparalelos uno de otro y el valor de γ_s sigue siendo positivo.

De la misma forma que se encuentra la ecuación (1), se puede encontrar una expresión para el momento magnético total en términos del momento angular magnético \hat{J} , ésta ecuación es

$$\hat{\mathbf{M}} = -\gamma\hbar\hat{\mathbf{J}} = -\frac{g|e_0|\hbar}{2m_e c}\hat{\mathbf{J}}, \quad (4)$$

El g -factor depende de los números cuánticos S , L y J .

Para describir algunos procesos dinámicos en materiales ferromagnéticos la aproximación de medios continuos nos permite usar la teoría *clásica* y usar la magnetización

$$\mathbf{M} = \frac{\sum_{\Delta V} \hat{\mathbf{M}}}{\Delta V} \quad (5)$$

En donde $\sum_{\Delta V} \hat{\mathbf{M}}$ es el momento magnético de un pequeño pero macroscópico volumen ΔV . El vector \mathbf{M} es sólo una cantidad que se introduce en las ecuaciones de electrodinámica macroscópica.

2.1.1 Materiales magnéticos

Los materiales pueden ser clasificados de acuerdo a sus propiedades magnéticas y pueden ser convenientemente estudiadas con referencia a su susceptibilidad magnética $\bar{\chi}$ definida de la siguiente forma [9]:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \bar{\chi} \cdot \mathbf{H}, \quad (6)$$

en donde \mathbf{M} es la magnetización, \mathbf{H} es el campo aplicado (asumiéndolo pequeño) y \mathbf{M}_0 es la magnetización espontánea en ausencia de un campo aplicado.

En general, todos los materiales pueden ser divididos dentro de dos diferentes categorías magnéticas: los que tienen momentos magnéticos permanentes y a los que la magnetización puede ser inducida por aplicar un campo magnético externo, este último material es llamado *Diamagnético*. La respuesta del material diamagnético a un campo magnético externo aplicado puede ser descrito en términos microscópicos de la ley de Lenz.

Como un campo magnético es aplicado al material, los movimientos orbitales electrónicos son modificados y generan un campo magnético opuesto. La contribución diamagnética en materiales aislantes surge de la circulación de los electrones ligados a los orbitales atómicos. Clásicamente, la contribución diamagnética del electrón de conducción en metales y semiconductores desaparece en equilibrio térmico. Hay, sin embargo, un pequeño efecto del diamagnetismo que no se desvanece de los electrones de conducción que surge de la cuantización del momentum angular.

Los materiales que muestran momentos magnéticos permanentes pueden volver a ser divididos en materiales que tienen momentos acoplados o desacoplados. Si los momentos magnéticos son desacoplados, el material es llamado *Paramagnético*, en este caso, en equilibrio térmico y sin un campo magnético aplicado, los momentos son orientados aleatoriamente y no hay una red de momentos magnéticos. Aplicar un campo externo causa una alineación parcial de los momentos generando una red de momentos magnéticos. Desde que los momentos tienden a alinearse al campo aplicado, el material paramagnético isotrópico tiene una susceptibilidad escalar positiva.

Si los momentos magnéticos son acoplados, se establece un ordenamiento colectivo magnético, por ejemplo: en los materiales *Ferromagnéticos*, los momentos permanentes elementales se alinean espontáneamente y aunque la interacción de estos momentos es por los campos dipolares magnéticos, la alineación espontánea es debido a la energía de intercambio y se explica con la mecánica cuántica. En ausencia de campos magnéticos externos, el orden magnético de los materiales ferromagnéticos se dividen en patrones complejos llamados *dominios*. Los momentos están alineados dentro del dominio, pero cambian de dirección rápidamente en las fronteras entre dominios. Estos dominios actúan como pequeños magnetos que son muy pequeños en volumen comparados con el tamaño del material pero aún así contienen un gran número de momentos magnéticos elementales. Cuando un campo externo es aplicado, los dominios empiezan a alinearse con el campo magnético dando lugar a la red de magnetización. En consecuencia, un material ferromagnético isotrópico también tiene una susceptibilidad escalar positiva.

En algunos materiales, el acoplamiento mecánico-cuántico entre los momentos magnéticos adyacentes tienden a alinearse en direcciones opuestas. El orden de largo alcance puede ser visto en términos de dos subredes ferromagnéticas en dirección opuesta. Si la red

de magnetización de dos subredes son igual, el material es llamado *Antiferromagnético*. Si la red de magnetización son diferentes el material es un *Ferrimagnético*. En general, los materiales ferrimagnéticos no esta limitados a dos subredes; la característica que los distingue es que la magnetización en equilibrio de al menos de una de las subredes puede ser opuesta a la otra. Para frecuencias de microondas y por debajo, los materiales ferrimagnéticos pueden ser simplemente modelados como un ferromagnético con una determinada magnetización total por la red de magnetización total de las subredes. El material antiferromagnético por otro lado, se comporta como un material paramagnético anisotrópico. En ausencia de un campo externo, la magnetización de dos subredes se cancelan.

A temperaturas diferentes de cero, las fluctuaciones térmicas evitan el perfecto alineamiento en algún material exhibiendo un largo alcance de orden magnético. Conforme se incrementa la temperatura, estas fluctuaciones llegan a aumentar hasta que el orden magnético es destruido. La temperatura de transición por arriba del cual el orden magnético es destruido se llama *temperatura de Curie* para materiales ferromagnéticos y la *temperatura de Néel* para materiales ferri- y antiferromagnéticos. Por encima de esta transición de temperatura los materiales ferromagnéticos, ferrimagnéticos y antiferromagnéticos muestran una susceptibilidad paramagnética.

Finalmente, cuando un material ferromagnético o ferrimagnético es puesto en un campo magnético estático suficientemente fuerte, todos los dominios llegarán a alinearse al campo aplicado, y se dice que el material ha sido *saturado*; fortalecer éste campo no dará lugar a un aumento del momento magnético. Sin embargo, seguirá habiendo una susceptibilidad para pequeñas perturbaciones perpendiculares al campo estático. Si las perturbaciones varían rápidamente en el tiempo, los elementos fuera de la diagonal de el tensor de la susceptibilidad comenzarán a ser importantes, y la respuesta del medio llegará a ser considerablemente más complicada.

2.2 Movimiento de la magnetización

La ecuación de movimiento de la magnetización en materiales ferromagnéticos fue propuesta por *Landau y Lifshitz* en 1935 (la cual no puede ser derivada estrictamente en el marco de la teoría clásica). Si consideramos a M como un vector que en un extremo está fijo y la punta se mueve sobre la superficie de una esfera, a este movimiento se le llama *precesión* de la magnetización.

2.2.1 Ecuación de Landau-Lifshitz

En forma general, la ecuación de movimiento de Landau-Lifshitz para un caso especial de oscilación uniforme de la magnetización en un material ferromagnético isotrópico es [3]:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -\gamma(M \times H) + R, \quad (7)$$

en donde M es la magnetización, γ la razón giromagnética, R es el término de disipación de energía o amortiguamiento de la magnetización y H es el campo magnético efectivo que se expresa de la siguiente forma.

$$H = -\frac{\delta U}{\delta M} \equiv \frac{\partial U}{\partial M} + \sum_{p=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_p} \left[\frac{\partial U}{\partial (\partial M \square \partial x_p)} \right], \quad (8)$$

en donde, para el caso anisotrópico la energía del campo efectivo U puede ser considerada como la suma de las energías de *intercambio* U_{ex} , de *anisotropía* U_{an} , *magnética* U_{mag} y la energía de interacción *magneto-elástica* U_{me} , esto es:

$$U = U_{ex} + U_{an} + U_{mag} + U_{me}. \quad (9)$$

2.2.1.1 Energía de intercambio

La energía de intercambio puede tratarse como la suma de dos términos

$$U_{ex} = U_{ex0} + U_{ex'}, \quad (10)$$

en donde U_{ex0} es el valor de la energía de intercambio cuando la magnetización es uniforme y $U_{ex'}$ corresponde al incremento de la energía debido a la no uniformidad de la magnetización, y se expresan de la siguiente forma:

$$U_{ex0} = \frac{1}{2} M \bar{\Lambda} M, \quad \text{y} \quad U_{ex'} = \frac{1}{2} \sum_{p=1}^3 \sum_{s=1}^3 q_{ps} \frac{\partial M}{\partial x_p} \frac{\partial M}{\partial x_s}.$$

En donde $\bar{\Lambda}$ y q_{ps} son los tensores de intercambio correspondientes para la magnetización uniforme y no uniforme.

2.2.1.2 Energía magnética

La energía magnética puede ser escrita como:

$$U_{mag} = U_Z + U_M, \quad (11)$$

en donde:

$$U_Z = -M H_e, \quad (12)$$

es la energía de Zeeman (energía de la magnetización en un campo magnético externo H_e) y U_M es la energía magnética interna de la interacción magnética entre los

momentos magnéticos del material (interacción dipolar o interacción dipolo-dipolo).

2.2.1.3 Energía de anisotropía

La anisotropía es la dependencia de las propiedades de un material con los ángulos formados entre las direcciones de los campos aplicados y algunas direcciones preferidas por el material. Estas direcciones preferidas pueden ser determinadas por la estructura del material, por su forma o por otras razones. El término U_{an} representa todos los tipos de anisotropía, pero, no todos los tipos de anisotropía tienen efectos considerables en la respuesta del sistema.

Anisotropía de forma

El campo magnético interno de un material ferromagnético depende del valor y orientación de la distribución de la magnetización en todo el sistema. Los efectos de la anisotropía de forma se toman en cuenta de acuerdo a la siguiente expresión:

$$U_M = \frac{1}{2} M(\bar{N}M), \quad (13)$$

en donde \bar{N} es el tensor de demagnetización, el cual es simétrico y diagonal, sus componentes N_x , N_y y N_z (factores de demagnetización) dependen directamente de la forma de la muestra y su suma es:

$$N_x + N_y + N_z = 4\pi. \quad (14)$$

Anisotropía magnetocristalina

La anisotropía magnetocristalina es la orientación de la magnetización con respecto a los ejes cristalinos del material. Para el caso de una simetría cubica la expresión matemática es

$$U_{an} = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \dots, \quad (15)$$

en donde $\alpha_{1,2,3}$ son los cosenos directores de M con respecto a las direcciones [100], [010], y [001].

Pasando la ecuación (15) de cosenos directores a ángulos θ y φ , obtenemos:

$$U_{an} = \frac{1}{4} K_1 (\sin^2 2\theta + \sin^4 \theta \sin^2 2\varphi) + \frac{1}{16} K_2 \sin^2 \theta \sin^2 2\theta \sin^2 \varphi \quad (16)$$

2.2.1.4 Energía magneto-elástica

El acoplamiento entre los sistemas magnético y elástico depende principalmente de la interacción del momento de espín y del momentum orbital. Para el caso de un cristal cubico y sin tomar en cuenta la energía de intercambio, la energía magneto-elástica se puede escribir como:

$$U_{me} = \frac{B_1}{M_0^2} \sum_p M_p^2 e_{pp} + \frac{B_2}{M_0^2} \sum_p \sum_{q \neq p} M_p M_q e_{pq}, \quad (17)$$

en donde p y $q=1, 2, 3$ e_{pq} son los componentes de deformación específica (*strain*). B_1 y B_2 son llamadas constantes magneto-elásticas.

2.2.2 Resonancia ferromagnética

Si consideramos las oscilaciones de la magnetización en algún punto del material ferromagnético bajo la influencia de un campo magnético variable en el mismo punto. Al resolver éste problema, encontraremos la susceptibilidad del material ferromagnético para altas frecuencias [3].

Primero, tomaremos en cuenta el campo magnético y la magnetización como en la ecuación (7), sin considerar el término de amortiguamiento. También, de acuerdo a las condiciones antes descritas, el campo magnético y a la magnetización son la suma de una parte estática y otra alterna, esto es:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h} \quad \text{y} \quad \mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}, \quad (18)$$

Sustituyendo la ecuación (18) en la ecuación (7) tenemos que:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma[\mathbf{M}_0 \times \mathbf{H}_0 + \mathbf{M}_0 \times \mathbf{h} + \mathbf{m} \times \mathbf{H}_0 + \mathbf{m} \times \mathbf{h}]. \quad (19)$$

Bajo el método de *aproximaciones sucesivas* y permitiendo que las componentes variables son mucho mas pequeñas que las componentes estáticas, se determina la *dirección de equilibrio* de la magnetización. Entonces, en un material ferromagnético isotrópico, el vector de la magnetización estática \mathbf{M}_0 será paralelo al vector del campo magnético estático \mathbf{H}_0 , esto es, la muestra se ha magnetizado a *saturación*; la ecuación (19) queda de la siguiente forma:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} + \gamma(\mathbf{m} \times \mathbf{H}_0) = -\gamma(\mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}). \quad (20)$$

La derivación de esta ecuación es llamada *linealización* de la ecuación de movimiento. Para la solución de la ecuación de movimiento linealizada se utiliza el método de amplitudes complejas definiendo

$$\dot{\mathbf{m}} = \mathbf{m} \exp(i\omega t) \quad \text{y} \quad \dot{\mathbf{h}} = \mathbf{h} \exp(i\omega t), \quad (21)$$

Cuyas partes reales son \mathbf{m} y \mathbf{h} . Satisfacen la ecuación:

$$i\omega \mathbf{m} + \gamma(\mathbf{m} \times \mathbf{H}_0) = -\gamma(\mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}). \quad (22)$$

Al proyectar la ecuación (22) dentro de un sistema de coordenadas cartesianas, con el eje z coincidiendo con la dirección de \mathbf{H}_0 y \mathbf{M}_0 , tenemos que:

$$\begin{aligned}
i\omega m_x + \gamma H_0 m_y &= \gamma M_0 h_y \\
-\gamma H_0 m_x + i\omega m_y &= -\gamma M_0 h_x \\
i\omega m_z &= 0
\end{aligned} \tag{23}$$

La solución del sistema (23) es

$$m_x = \chi h_x + i\chi_a h_y, \quad m_y = -i\chi_a h_x + \chi h_y, \quad m_z = 0 \tag{24}$$

$$\chi = \frac{\gamma M_0 \omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \chi_a = \frac{\gamma M_0 \omega}{\omega_H^2 - \omega^2} \tag{25}$$

en donde

$$\omega_H = \gamma H_0. \tag{26}$$

Polder fue el primero en obtener la solución para el sistema de ecuaciones (23). Las expresiones (24) y (25) pueden ser escritas en un tensor de

$$\mathbf{m} = \bar{\chi} \mathbf{h}, \tag{27}$$

en donde la susceptibilidad a altas frecuencias $\bar{\chi}$ es un tensor de segundo orden no simétrico de la forma

$$\bar{\chi} = \begin{vmatrix} \chi & i\chi_a & 0 \\ -i\chi_a & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \tag{28}$$

La *no simetría* del tensor de susceptibilidad magnética es la primera peculiaridad de la solución del movimiento de la magnetización. La segunda es la *dependencia resonante* de los componentes del tensor sobre frecuencias ω y campo magnético H_0 . En el caso ideal sin pérdidas, considerada en esta sección, las componentes crecen ilimitadas cuando ω o H_0 se aproximan al polo

$$\omega = \omega_H \equiv \gamma H_0. \tag{29}$$

La dependencia resonante de las componentes del tensor $\bar{\chi}$ resultan en el

fenómeno de *resonancia ferromagnética* , por ejemplo, de la absorción de la energía electromagnética en una muestra ferromagnética. Este fenómeno fue predicho en 1912 por Arkadyev sobre un modelo clásico, y en 1923 Dorfman señaló la posibilidad de él bajo un modelo cuántico pero sin la consideración de la naturaleza del espín (o intercambio) porque el espín del electrón fue descubierto en 1925 y la naturaleza del ferromagnetismo fue explicada en 1928. La primer teoría de la resonancia ferromagnética fue propuesta por Landau y Lifshitz en 1935, experimentalmente fue descubierta en 1946 por Griffiths e independientemente pero algo tarde por Zavoiskii.

La tercer peculiaridad de la solución de la ecuación de movimiento es que el comportamiento resonante de la oscilación de la amplitud ocurre sólo bajo la influencia de un campo magnético variable con componente *circular* y *rotación a la mano derecha* relativa a la dirección de M_0 .

2.2.3 Disipación de energía

La oscilación de la magnetización esta acompañada inevitablemente por la disipación de su energía o amortiguamiento de la magnetización. La cual, es transformada principalmente en energía térmica.

De la ecuación (7) el término R representa la disipación de energía. R puede tomar diferentes formas según con el modelo que se trabaje, estos modelos son [3]:

- Landau-Lifshitz
- Gilbert
- Bloch-Bloembergen.

En el modelo de Landau-Lifshitz sustituyendo R en la ecuación (7), la ecuación de movimiento queda de la siguiente forma:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}) - \frac{\gamma\lambda}{M^2} [\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H})], \quad (30)$$

en donde λ es un parámetro de disipación con dimensiones de campo magnético. Si se reemplaza el término $\mathbf{M} \times \mathbf{H}$ de la parte de disipación de energía de la ecuación (30) por $(-\gamma^{-1} \partial \mathbf{M} / \partial t)$ y además se introduce el parámetro adimensional $\alpha = \lambda / M$, se obtiene la ecuación de movimiento con pérdidas propuesta por Gilbert

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}) + \frac{\alpha}{M} (\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}). \quad (31)$$

Ambas ecuaciones (30) y (31) aseguran la condición de conservación de la magnitud de \mathbf{M} . La ecuación modificada de Bloch o Bloch-Bloembergen incluye en el término de disipación de energía y contempla el cambio de la magnitud de \mathbf{M}

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}) - \omega_r (\mathbf{M} - \frac{M_0}{H_0} \mathbf{H}), \quad (32)$$

en donde ω_r es la frecuencia de relajación. El término de disipación de energía en la ecuación (32) es proporcional a la diferencia entre la magnetización instantánea \mathbf{M} y la magnetización que existiría si el campo \mathbf{H} instantáneo fuera estático.

Considerando ahora la linealización de la ecuación de movimiento en presencia de las pérdidas y considerando el método de aproximaciones sucesivas utilizado en la sección 2.2.2. Para la ecuación (30), tenemos que:

$$i\omega \mathbf{m} + \gamma(\mathbf{m} \times \mathbf{H}_0) + \gamma\lambda \frac{H_0}{M_0} \mathbf{m} = -\gamma(\mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}) + \gamma\lambda \mathbf{h} \quad (33)$$

Si las pérdidas son pequeñas el segundo término de lado derecho de la ecuación (33) puede ser despreciado. Así, en el caso de *amplitudes pequeñas* (aproximación lineal), y simultáneamente, *pequeñas pérdidas*, las ecuaciones (30), (31) y (32) son equivalentes y la siguientes relaciones son validas para los parámetros de disipación de estas ecuaciones

$$\alpha = \frac{\lambda}{M_0} = \frac{\omega_r}{\omega_H}. \quad (34)$$

2.2.4 Onda de espín

Una onda de espín es una excitación de la red de espines en un material magnético que está ordenado. Entonces, una onda de espín no es un fenómeno asociado con un espín aislado, sino a un *ensamble* macro de espines; pero esta distinción significa que en muchas circunstancias las excitaciones pueden ser descritas por el tratamiento de cada espín participante.

Todos los momentos magnéticos ordenados por un cierto proceso de excitación de onda de espín que tienen la misma frecuencia y longitud de onda, están gobernados por la fase entre los espines vecinos. En el caso de ondas de espín con longitud de onda grande, la diferencia de fase entre los espines vecinos es más bien pequeña y, entonces, la interacción de *intercambio* puede ser despreciada y la interacción *dipolar* determina la energía de la onda de espín. Para longitudes de onda cortas el desplazamiento entre los espines vecinos es grande y la contribución de la interacción de *intercambio* domina la energía.

2.3 Ondas de espín magneto-estáticas

2.3.1 Aproximación magneto-estática

De las ecuaciones de Maxwell

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}; \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho; \nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (35)$$

en donde \mathbf{H} y \mathbf{E} son la intensidad de campo magnético y eléctrico respectivamente, \mathbf{J} es la densidad de corriente eléctrica, \mathbf{B} y \mathbf{D} son la densidad de flujo magnético y eléctrico correspondientemente y ρ es la densidad de carga eléctrica.

Si consideramos las propiedades de los campos con dependencia en el espacio y tiempo (solución de *ondas planas uniformes*) de la forma $\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - i\omega t)$. Así como, la dependencia del tiempo $\exp(-i\omega t)$ permite el reemplazo de las derivadas en el tiempo de las ecuaciones de Maxwell por $-i\omega$. También de forma análoga asumiendo la dependencia en el espacio de la forma $\exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ permite reemplazar el operador ∇ por $i\mathbf{k}$. Entonces, la solución para una onda plana, las ecuaciones de Maxwell se convierten en [9]:

$$i\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -i\omega \mathbf{D} + \mathbf{J}, \quad (36)$$

$$i\mathbf{k} \times \mathbf{E} = i\omega \mathbf{B}, \quad (37)$$

$$i\mathbf{k} \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (38)$$

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (39)$$

Hay que notar que haciendo el producto punto con \mathbf{k} en ambos lados de las ecuaciones (36) y (37), se obtiene que $\mathbf{k} \cdot (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) \equiv 0$ y que $\mathbf{k} \cdot \mathbf{J} = \omega \rho$. Esta es una forma de la *ecuación de continuidad* y expresa la *conservación de la carga*.

Las *relaciones constitutivas* para las densidades de flujo en el espacio libre relacionadas a las intensidades son las siguientes:

$$D = \varepsilon_0(E + P), \quad (40)$$

$$B = \mu_0(H + M), \quad (41)$$

en donde ε_0 y μ_0 son la permitividad y permeabilidad del espacio libre, P son la densidad de polarización y M la magnetización.

De las *relaciones constitutivas* en su forma general

$$D = \bar{\varepsilon} \cdot E, \quad (42)$$

$$B = \bar{\mu} \cdot H, \quad (43)$$

en donde $\bar{\varepsilon} = \varepsilon_0(\bar{I} + \bar{\chi}_e)$ y $\bar{\mu} = \mu_0(\bar{I} + \bar{\chi}_m)$ son los tensores de permitividad y permeabilidad, respectivamente, e \bar{I} es la matriz unitaria. $\bar{\chi}_e$ y $\bar{\chi}_m$ son los tensores de susceptibilidad eléctrica y magnética, respectivamente. Para el caso de *ondas planas en una ferrita magnetizada*, en un sistema cartesiano asumimos que el campo magnético es de la forma $H = H_0 \hat{z} + h$, en donde H_0 es la magnitud del campo de polarización estático y h es la componente de campo asociada con la propagación de la onda. De la misma forma, el campo eléctrico e asociado con la onda, puede ser obtenido de la ecuación (36) obteniendo a $e = -(1/\omega\varepsilon)(k \times h)$. También, considerando que para el caso de medios no conductores sin fuente, la densidad de campo eléctrico (42) de forma lineal y la densidad de flujo magnético (41) en su forma general. Las primeras dos ecuaciones de Maxwell, (36) y (37) pueden ser expresadas como:

$$k \times h = -\omega\varepsilon_0 e, \quad (44)$$

$$k \times e = \omega\mu_0(h + m). \quad (45)$$

Es conveniente definir la matriz no simétrica $\bar{\mathbf{k}}$ tal que

$$\bar{\mathbf{k}} \equiv \mathbf{k} \times \bar{\mathbf{I}} = \begin{pmatrix} 0 & -k_z & k_y \\ k_z & 0 & -k_x \\ -k_y & k_x & 0 \end{pmatrix}. \quad (46)$$

Esta matriz tiene la propiedad $\mathbf{k} \times \mathbf{A} = \bar{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{A}$, en donde \mathbf{A} es un vector arbitrario. Esto permite que el producto cruz con \mathbf{k} en ambos lados de la ecuación (44) y sustituyendo en la ecuación (45); obtenemos con la identidad matemática $\bar{\mathbf{k}} \cdot \bar{\mathbf{k}} = \mathbf{k}\mathbf{k} - k^2\mathbf{I}$ que

$$\mathbf{k}\mathbf{k} - k^2\mathbf{h} = -\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 (\mathbf{h} + \mathbf{m}). \quad (47)$$

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

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{h} = -\mathbf{k} \cdot \mathbf{m}. \quad (48)$$

Sustituyendo la ecuación (48) en la ecuación (47), y resolviendo para \mathbf{h} en términos de \mathbf{m} , entonces

$$\mathbf{h} = \frac{k_0^2 \mathbf{m} - \mathbf{k}\mathbf{k} \cdot \mathbf{m}}{k^2 - k_0^2}, \quad (49)$$

en donde $k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0$.

Siguiendo un procedimiento similar, encontramos \mathbf{e} en términos de \mathbf{m} de la siguiente forma

$$-k^2 \mathbf{e} = -\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \mathbf{e} + \omega \mu_0 \mathbf{k} \times \mathbf{m}. \quad (50)$$

Con el hecho de que tenemos una *onda plana* ($\mathbf{k} \cdot \mathbf{e} = 0$) y sustituyendo en la ecuación (44) para $\mathbf{k} \times \mathbf{h}$. Resolviendo para \mathbf{e} , se obtiene que:

$$\mathbf{e} = \frac{\omega \mu_0 \mathbf{k} \times \mathbf{m}}{k_0^2 - k^2}. \quad (51)$$

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

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

En el caso de ferritas magnetizadas $|k| \gg |k_0|$. Analizando las ecuaciones (49), (51) y (52) en éste limite. En la ecuación (49), el numerador y denominador contiene términos cuadráticos en k y hace que \mathbf{h} permanezca finito para grandes $|k|$ siempre que $\mathbf{k} \cdot \mathbf{m} \neq 0$. En las ecuaciones (51) y (52) para \mathbf{e} y $\nabla \times \mathbf{h}$ respectivamente, grandes $|k|$ se desvanecen como $1/k$. Entonces, las ondas son descritas por las ecuaciones.

$$\nabla \times \mathbf{h} = 0, \quad (53)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{b} = 0, \quad (54)$$

$$\nabla \times \mathbf{e} = i\omega \mathbf{b}. \quad (55)$$

La ecuación (55) es una aproximación para el campo eléctrico y se encuentra después de resolver las ecuaciones (53) y (54) para \mathbf{b} y \mathbf{h} .

Las ecuaciones (53), (54) y (55) comprenden la aproximación magneto-estáticas de las ecuaciones de Maxwell. Las ondas que son descritas por estas ecuaciones pueden ser llamadas ondas magneto-cuasi-estáticas o *ondas magneto-estáticas*.

Debido a que la precesión de los espines son responsables de la forma del tensor de permeabilidad en la relación constitutiva (2.43), éstas ondas también pueden ser vistas como un tipo de onda de espín, sin embargo, el acoplamiento entre los espines es dominado por los campos dipolares de los momentos magnéticos antes que la interacción de intercambio. Esto ocurre cuando $k_0 = \mathbf{k} = \pi/a$, en donde a es la separación entre los espines, consecuentemente, a estas ondas también se les conoce como *ondas de espín dipolares*.

2.3.2 Modos magneto-estáticos

Para la solución de problemas electrodinámicos lineales, en lugar de la ecuación de Landau-Lifshitz por lo regular se utiliza la relación con el material $\tilde{\mathbf{b}} = \hat{\boldsymbol{\mu}}\tilde{\mathbf{h}}$, si el tensor de permeabilidad magnética $\hat{\boldsymbol{\mu}}$ lo definimos como [35]:

$$\hat{\boldsymbol{\mu}} = \begin{vmatrix} \mu & -i\mu_a & 0 \\ i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}, \quad (56)$$

en donde $\mu = (\omega^2 - \omega_1^2)/(\omega^2 - \omega_H^2)$, $\mu_a = \omega\omega_M/(\omega^2 - \omega_H^2)$, $\omega_1^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_M)$, $\omega_M = 2\pi M\gamma$ y $\omega_H = \gamma H_0$. Las componentes fuera de la diagonal del tensor de permeabilidad indica un medio ferromagnético en donde γ es el módulo de la razón giromagnética.

Matemáticamente, una función analítica Ψ tal que $\nabla \times (\nabla\Psi) \equiv 0$, es un potencial. Con la aproximación magneto-estática, la ecuación (53) nos lleva a que

$$\mathbf{h} = \nabla\Psi, \quad (57)$$

En donde Ψ es un potencial magnético escalar, sustituyendo la ecuación (57) en la ecuación (54), se obtiene

$$\nabla \cdot (\hat{\boldsymbol{\mu}} \cdot \nabla\Psi) = 0. \quad (58)$$

Utilizando la ecuación (56), la ecuación (58) puede ser expandida a

$$\hat{\boldsymbol{\mu}} \left[\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} \right] + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2} = 0. \quad (59)$$

La ecuación (59) se le conoce como **Ecuación de Walker** y a sus soluciones se les llama **modos magneto-estáticos**.

Para una película ferromagnética y monocristalina que sirve como guía de onda de espín, éste modelo es una buena aproximación. Como parte de la aproximación magneto-estática, resolviendo las ecuaciones de Walker se consideran las ondas magneto-estáticas

propagándose por ángulos arbitrarios θ_k respecto a la magnetización M_0 . R. Damon y J. Eshbach fueron los primeros en realizar este estudio.

En un sistema de coordenadas cartesiano cuyo eje x es perpendicular a la superficie de la película, podemos escribir el potencial como [35]:

$$\Psi = \begin{cases} \Psi_1, & x < 0 & \text{región I} \\ \Psi_2, & 0 < x < s & \text{región II} \\ \Psi_3, & x > s & \text{región III} \end{cases}, \quad (60)$$

en donde s es el espesor de la película. El problema se reduce a la solución del sistema de ecuaciones

$$\Delta\Psi_1 = 0, \quad x < 0; \quad (61)$$

$$\mu \left[\frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial y^2} \right] + \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial z^2} = 0, \quad 0 < x < s; \quad (62)$$

$$\Delta\Psi_3 = 0, \quad x > s; \quad (63)$$

junto con las condiciones de continuidad de inducción magnética normal y campo magnético tangente en la frontera. Cabe mencionar, que la condición de continuidad de campo magnético tangente en la frontera es equivalente a la condición de continuidad de potencial magneto-estático en la frontera. Con esta condición y utilizando las ecuaciones (61), (63) (que son siempre de tipo elípticas), y la ecuación (58) que dependiendo del signo puede ser elíptico ($\mu > 0$) o hipérbola ($\mu < 0$); más adelante veremos que cuando $\mu > 0$ las soluciones (62) son una onda de superficie y para $\mu < 0$ son ondas de volumen.

Buscamos una solución de las ecuaciones (61) - (63) en forma de ondas planas, el vector de onda $k_s = (0, k_y, k_z)$ se encuentra en el plano $z-y$:

$$\Psi_i = X_i(x) e^{i(\omega t - k_y y - k_z z)}, \quad i = 1, 2, 3. \quad (64)$$

La sustitución de (64) en (61) - (63) conduce a las siguientes ecuaciones

diferenciales ordinarias con coeficientes constantes

$$\frac{d^2 X_i}{dx^2} - k_s^2 X_i = 0, \quad i = 1, 3; \quad (65)$$

$$\frac{d^2 X_2}{dx^2} - \kappa X_2 = 0. \quad (66)$$

Donde

$$k_s = (k_y^2 + k_z^2)^{1/2}, \quad \kappa = \left(\frac{k_z^2}{\mu} + k_y^2 \right)^{1/2}. \quad (67)$$

2.3.2.1 Ondas magneto-estáticas de superficie

Suponemos que κ es un número real positivo [35]. Esto es cierto cuando $\mu > 0$ ó tal como lo describe $\mu = \frac{\omega^2 - \omega_1^2}{\omega^2 - \omega_H^2}$ y $\omega_1 > \omega_H$ si $\omega < \omega_H$, $\omega > \omega_1$.

Resolviendo las ecuaciones (65), (66) y tomando en consideración que Ψ_1 y Ψ_3 deben ser acotadas en $\pm\infty$ se obtiene.

$$\Psi_1 = A e^{k_s x + i(\omega t - k_y y - k_z z)}; \quad (68)$$

$$\Psi_2 = [B \operatorname{ch}(\kappa x) + C \operatorname{sh}(\kappa x)] e^{i(\omega t - k_y y - k_z z)}; \quad (69)$$

$$\Psi_3 = D e^{-k_s x + i(\omega t - k_y y - k_z z)}. \quad (70)$$

Con el fin de obtener la relación de dispersión para éste tipo de ondas, utilizando las

condiciones en la frontera, lo que implica un sistema homogéneo de ecuaciones para A, B, C, D:

$$\begin{aligned}
 A &= B, \\
 De^{-k_s s} &= Bch(\kappa s) + Csh(\kappa s), \\
 k_s A &= \mu \kappa C - \mu_a k_y B, \\
 -k_s De^{-k_s s} &= \mu \kappa [Bs(\kappa s) + Cc(\kappa s)] + k_y \mu_a [Bc(\kappa s) + Cs(\kappa s)].
 \end{aligned} \tag{71}$$

Estamos interesados en las soluciones triviales del sistema (71), que significa, que el determinante del sistema debe de ser cero. Esto nos lleva a una ecuación implícita para la relación de dispersión.

$$2k_s \mu \kappa th(\kappa s) + \mu^2 \kappa^2 + k_s^2 - \mu_a^2 k_y^2 = 0. \tag{72}$$

Sustituyendo κ de la forma (67), tenemos que:

$$2k_s \sqrt{\mu(k_z^2 + \mu k_y^2)} cth\left(\sqrt{\frac{k_z^2}{\mu} + k_y^2} s\right) + \mu(k_z^2 + \mu k_y^2) + k_s^2 - \mu_a^2 k_y^2 = 0. \tag{73}$$

La ecuación (73) no tiene soluciones reales para $\omega > \omega_H$ y el espectro de las ondas de superficie magneto-estáticas se encuentra en la región $\omega > \omega_l$. Además, el límite superior de frecuencia del espectro es

$$\omega_B = \omega_H + \frac{\omega_M}{2} \tag{74}$$

En éste caso la ecuación (74) corresponde a las ondas que se propagan perpendicular a M_0 ($\theta_k = \frac{\pi}{2}$). Suponiendo que $k_z = 0$ para estas ondas es fácil obtener una nueva relación de dispersión a partir de la ecuación (73), esta es:

$$2\mu ct h(|k_y|s) = \mu_a^2 - \mu^2 - 1. \quad (75)$$

teniendo la forma explícita de μ y μ_a , obtenemos una expresión más simple de la relación de dispersión

$$\omega_k^2 = \left(\omega_H + \frac{\omega_M}{2} \right)^2 - \left(\frac{\omega_M}{2} \right)^2 e^{-2|k_y|s}. \quad (76)$$

Ésta relación de dispersión es muy importante, porque las ondas de superficie son estudiadas experimentalmente y ampliamente utilizadas en diferentes dispositivos de microondas.

De acuerdo a la ecuación (76), si se varia k_y de 0 a ∞ , la gama de frecuencias pertinente

$$\omega_1 \leq \omega < \omega_B \quad (77)$$

que cubre toda la existencia de onda de superficie es:

$$\Delta\omega = \omega_B - \omega_1 = \frac{1}{4} \frac{\omega_M^2}{\omega_B + \omega_1}.$$

Podemos notar que $\Delta\omega \rightarrow 0$ cuando $H_0 \rightarrow +\infty$. En otras palabras, con el aumento proporcional de H_0 la gama de frecuencias en donde existe la onda magneto-estática de superficie (**MSSW**, por sus siglas en inglés) tiende a cero.

La velocidad de grupo de estas ondas

$$V_{rp} = \frac{d\omega}{dk_y} = \frac{\omega_M^2}{d\omega_k} se^{-2k_y s} sgnk_y, \quad (78)$$

disminuye al aumentar la frecuencia para los pequeños $|k_y|s$, ($e^{-2|k_y|s} \approx 1$). La velocidad de grupo es directamente proporcional al espesor de la capa, en el mismo número de onda, es decir, es más lento para capas más delgadas.

Para obtener las ecuaciones de las componentes de intensidad de campo magnético de MSSW, se utilizan las ecuaciones (71) en términos de una constante, tal que:

$$B = A, \quad C = \frac{1 + \mu_a}{\mu} A, \quad D = \frac{(\mu_a + 1)^2 - \mu^2}{\mu_a^2 - (\mu + 1)^2} A,$$

y con la ecuación de dispersión (75) escrita de la forma

$$e^{-2|k|s} = \frac{(\mu + 1)^2 - \mu_a^2}{(\mu - 1)^2 - \mu_a^2},$$

se obtiene que, para $k > 0$:

$$\Psi_1 = A e^{kx + i(\omega t - ky)},$$

$$\Psi_2 = A \left(ch(kx) + \frac{1 + \mu_a}{\mu} sh(kx) \right) e^{i(\omega t - ky)},$$

$$\Psi_3 = A \frac{(\mu_a + 1)^2 - \mu^2}{\mu_a^2 - (\mu + 1)^2} e^{-kx + i(\omega t - ky)},$$

en donde

$$k = \frac{1}{2s} \ln \frac{(\mu - 1)^2 - \mu_a^2}{(\mu + 1)^2 - \mu_a^2}. \quad (79)$$

De las ecuaciones para potenciales magneto-estáticos, se obtienen los campos magnéticos en cada región:

$$\tilde{h}_x = k\Psi_1, \quad \tilde{h}_y = -ik\Psi_1, \quad x < 0; \quad (80)$$

$$\tilde{h}_x = Ak \left(sh(kx) + \frac{1+\mu_a}{\mu} ch(kx) \right) e^{i(\omega t - ky)}, \quad \tilde{h}_y = -ik\Psi_2, \quad 0 < x < s; \quad (81)$$

$$\tilde{h}_x = -k\Psi_3, \quad \tilde{h}_y = -ik\Psi_3, \quad x > s; \quad (82)$$

a partir de la ecuación (80) a (82), el campo Ψ_1 tiene una polarización circular derecha y el campo Ψ_3 tiene una polarización circular derecha. El campo Ψ_2 tiene una polarización elipsoide de rotación derecha (elipse extendido a lo largo del eje x).

Utilizando las ecuaciones (80)-(82), se obtiene la distribución de las amplitudes relativas de h_x y h_y de las MSSW .

Es decir, de las expresiones (80) - (82) se llega a

$$Re\tilde{h}_x = Ake^{kx} \cos(\omega t - ky),$$

$$Re\tilde{h}_y = Ake^{kx} \sin(\omega t + ky),$$

$$x < 0;$$

$$Re\tilde{h}_x = Ak \left(sh(kx) + \frac{1+\mu_a}{\mu} ch(kx) \right) \cos(\omega t - ky),$$

$$Re\tilde{h}_y = Ak \left(ch(kx) + \frac{1+\mu_a}{\mu} sh(kx) \right) \sin(\omega t - ky),$$

$$0 < x < s;$$

$$Re\tilde{h}_x = -Ak \frac{(\mu_a + 1)^2 - \mu^2}{\mu_a^2 - (\mu + 1)^2} e^{-kx} \cos(\omega t - ky),$$

$$Re\tilde{h}_y = Ak \frac{(\mu_a + 1)^2 - \mu^2}{\mu_a^2 - (\mu + 1)^2} e^{-kx} \sin(\omega t - ky)$$

$$x > s.$$

Cabe mencionar, que cuando se cambia la dirección de propagación, la amplitud máxima va a la superficie opuesta de la hoja.

También, es interesante tener en cuenta la precession de magnetización uniforme, lo que corresponde con $k = 0$ y $\omega = \omega_1$ (es decir $\mu = 0$). Cuando es pequeño "k" la ecuación de dispersion se puede simplificar, la ecuación (79) se desarrolla en una serie de potencias de μ en la vecindad de $\mu = 0$ y hasta el primer término de la expresión se tiene que $k = \frac{2\omega}{s\omega_M} \mu$. De esta forma, cuando $k = 0$ de (80) - (82) se llega a que $h_x = h_y = 0$ para

las zonas I y III, en II

$$h_y = 0, \quad h_x = \frac{2A\omega_H}{s\omega_M} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{\omega_M}{\omega_H}} \right) e^{i\omega t}.$$

Por lo tanto, la precesión uniforme de los espines no crea campos variables fuera de la película, y dentro de la película es diferente de cero solamente en uno de los componentes

de h_x .

El ángulo mínimo θ_s en que se puede propagar una MSSW, de la la relación de dispersion (72), $\omega = \omega_1$, es decir $\mu = 0$, entonces $k_s^2 = \mu_a^2 k_y^2$ y

$$\tan^2 \theta_s = \frac{k_y^2}{k_z^2} = \frac{1}{\mu_a^2 - 1} = \frac{\omega_H}{\omega_M},$$

entonces

$$\theta_s = \arctan \left(\frac{\omega_H}{\omega_M} \right)^{1/2}. \quad (83)$$

2.3.2.2 Ondas magneto-estáticas de volumen regresivas

Dichas ondas son soluciones de la ecuación (66) [35], suponiendo que κ es un numero imaginario, esto ocurre cuando $\mu < 0$, Por lo tanto, en el dominio de la frecuencia.

$$\omega_H < \omega < \omega_1. \quad (84)$$

La ecuación de dispersion se puede obtener de la ecuación (72), teniendo $\kappa = i\kappa_0$, donde

$$\kappa_0 = \sqrt{-\left(\frac{k_z^2}{\mu} + k_y^2 \right)} \quad (85)$$

es un valor real. Dado que $\text{cth}(i\kappa_0 s) = -i \text{ctg}(\kappa_0 s)$, obtenemos

$$2k_s \mu \kappa_0 \text{ctg}(\kappa_0 s) - \mu^2 \kappa_0^2 + k_s^2 - \mu_a^2 k_y^2 = 0 \quad (86)$$

El rango de estas ondas magneto-estáticas de volumen se encuentra por debajo del espectro de las ondas de superficie. De la ecuación (86) se deduce que su ecuación de dispersión no cambia cuando la dirección de propagación de la onda se invierte. Para su posterior análisis se debe tener en cuenta que esta onda se propaga a lo largo de M_0 ($\theta_k = 0$), es decir, la película está tangencialmente magnetizada. Poniendo en la ecuación (85) $k_y = 0$, encontramos

$$2ctg \frac{|k_z|s}{\sqrt{-\mu}} = \frac{1}{\sqrt{-\mu}} - \sqrt{-\mu}. \quad (87)$$

Utilizando la fórmula del doble argumento cotangente, la misma ecuación de dispersión se puede volver a escribir como:

$$\left(tg \frac{|k_z|s}{2\sqrt{-\mu}} - \sqrt{-\mu} \right) \left(tg \frac{|k_z|s}{2\sqrt{-\mu}} + \frac{1}{\sqrt{-\mu}} \right) = 0,$$

de donde

$$|k_{zn}|s = 2\sqrt{-\mu}(n\pi + \arctg \sqrt{-\mu}), \quad (88)$$

con $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ y

$$|k_{zm}|s = 2\sqrt{-\mu}\left(m\pi - \arctg \frac{1}{\sqrt{-\mu}}\right), \quad (89)$$

con $m = 1, 2, 3, \dots$

Por lo tanto, el espectro de estas ondas se compone de un número infinito de raíces, correspondientes a diferentes valores de n y m . Cada raíz ocupa un rango de frecuencias de acuerdo a la ecuación (84), donde $k = 0$ para $\omega = \omega_l$ y $k \rightarrow \infty$ para $\omega \rightarrow \omega_H$

La gama de frecuencias que ocupa es:

$$\Delta\omega_v = \omega_1 - \omega_H = \frac{\omega_M}{\sqrt{1 + \frac{\omega_M}{\omega_H} + 1}}. \quad (90)$$

Por lo tanto, cuando $\omega_H \rightarrow \infty$, $\Delta\omega_v \rightarrow \omega_M/2$, es decir, la existencia de una serie de ondas con mayor ω_H se reduce a cero.

Uno de los casos principales de las ondas estas ondas es cuando $n = 0$. En la sección inicial de la curva de dispersión, la velocidad de grupo de éste modo es

$$V_{rp} = -\frac{s}{4} \frac{\omega_H \omega_M}{\omega_1} \text{sgn}(k_z). \quad (91)$$

El signo menos indica que ésta onda va hacia atrás, cuyos vectores de las velocidades de grupo y la fase están en dirección opuesta (onda regresiva), y por esta razón, generalmente se les llama *Backward Volume Magnetostatic Spin Waves (BVMSW)*.

La velocidad de grupo es directamente proporcional al espesor de la película (así como las MSSW), es decir, en películas delgadas las ondas son lentas.

Teniendo en cuenta el campo magnético, sustituyendo en las ecuaciones (68) - (71)

$k_y = 0$, $k_z \equiv k$ y $\kappa = \frac{ik}{\sqrt{-\mu}}$ (para, $k > 0$). Obtenemos:

$$\Psi_1 = Ae^{kx+i(\omega t-kz)}; \quad (92)$$

$$\Psi_2 = A \left(\cos \frac{kx}{\sqrt{-\mu}} - \frac{1}{\sqrt{-\mu}} \sin \frac{kx}{\sqrt{-\mu}} \right) e^{i(\omega t-kz)}; \quad (93)$$

$$\Psi_3 = A \left(\cos \frac{ks}{\sqrt{-\mu}} - \frac{1}{\sqrt{-\mu}} \sin \frac{ks}{\sqrt{-\mu}} \right) e^{k(s-x)+i(\omega t-kz)}. \quad (94)$$

Las ecuaciones (88) y (89) corresponden a una dispersión simétrica y antisimétrica respecto x de las soluciones a las ecuaciones (92) - (94), considerando a x como la capa intermedia, es decir $x=s/2$. El uso de cada ecuación (simétrica (88) y antisimétrica (89)) reducen las ecuaciones (92) - (94) y se pueden determinar las expresiones para las componentes de los campos magnéticos correspondientes y las ecuaciones para construir la imagen de las líneas de fuerza.

MBVSW se propagan a lo largo de M_0 , se puede dividir en simétrico y antisimétrico, en general, esta división no se produce.

2.3.2.3 Película magnetizada en dirección a su normal de superficie

En esta geometría, se tiene una rotación con respecto al eje Z , es conveniente considerar que la onda se propaga a lo largo del eje Y , entonces la ecuación de Walker se puede escribir como [35]:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = 0, \quad z < -\frac{s}{2}; \quad (95)$$

$$\mu \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = 0, \quad |z| < \frac{s}{2}; \quad (96)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = 0, \quad z > \frac{s}{2}; \quad (97)$$

Si consideramos la solución como una onda plana de la forma $\Psi = Z(z)e^{i(\omega t-ky)}$, de

las ecuaciones (95) - (97) se obtienen

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} - k^2 Z = 0, \quad z < -\frac{s}{2};$$

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} - \mu k^2 Z = 0, \quad |z| < \frac{s}{2};$$

$$\frac{d^2 Z}{dz^2} - k^2 Z = 0, \quad z > \frac{s}{2};$$

La naturaleza de la solución es determinado por el signo de μ . Para $\mu < 0$ el rango de frecuencias es

$$\sqrt{\omega_H(\omega_H - \omega_M)} < \omega \leq \omega_H - \omega_M. \quad (98)$$

A estas frecuencias, la ferrita magnetizada en dirección a su normal de superficie, tiene ondas volumétricas y

$$\Psi_1 = A e^{|k|_z + i(\omega t - ky)},$$

$$\Psi_2 = (B e^{-|k|_z} + C e^{|k|_z}) e^{i(\omega t - ky)},$$

$$\Psi_3 = D e^{-|k|_z + i(\omega t - ky)}.$$

Con las condiciones de la frontera, se tiene la continuidad de Ψ y $\partial\Psi/\partial z$ en las

interfaces dando lugar a la siguiente ecuación de dispersión:

$$\operatorname{tg} |k| s (-\mu)^{1/2} = -\frac{2\sqrt{-\mu}}{1+\mu}. \quad (99)$$

La ecuación de dispersion (99) la podemos escribir como:

$$\left(\operatorname{tg} \frac{|k| s \sqrt{-\mu}}{2} - \frac{1}{\sqrt{-\mu}} \right) \left(\operatorname{tg} \frac{|k| s \sqrt{-\mu}}{2} + \sqrt{-\mu} \right) = 0,$$

es decir, se divide en dos relaciones de dispersión independientes

$$\left(\operatorname{tg} \frac{|k| s \sqrt{-\mu}}{2} \right) = \frac{1}{\sqrt{-\mu}}; \quad (100)$$

$$\left(\operatorname{tg} \frac{|k| s \sqrt{-\mu}}{2} \right) = -\sqrt{-\mu}. \quad (101)$$

Las raíces de las ecuaciones (100) y (101) pueden escribirse como siguen

$$|k_n| s = \frac{2}{\sqrt{-\mu}} \left(n\pi + \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{-\mu}} \right), \quad (102)$$

Para $n = 0, 1, 2, 3, \dots$, y

$$|k_m| s = \frac{2}{\sqrt{-\mu}} \left(n\pi + \operatorname{arctg} \sqrt{-\mu} \right), \quad (103)$$

para $m = 1, 2, 3, \dots$

Las ondas que describen las ecuaciones de dispersion (100) y (102) son simétricas, y las ondas con una dispersion de (101) y (103) son antisimétricas. La velocidad de grupo del modo de mas bajo orden (n=0) se puede estimar a partir de la ecuación (102).

De la ecuación (98), el rango de frecuencias ocupadas por estas ondas es

$$\Delta\omega_v = \frac{\omega_M}{1 + \left(\frac{\omega_H}{\omega_H - \omega_M} \right)^{1/2}}. \quad (104)$$

Para las ecuaciones simétrica y antisimétrica se pueden calcular las componentes de campo magnético y obtener las ecuaciones de las líneas de fuerza magnética.

En una película magnetizada en dirección a su normal de superficie se propagan ondas de volumen magneto-estáticas con una dispersión directa, a lo que comúnmente se les llama *Forward Volume Magnetostatic Spin Waves (FVMSW)*.

2.4 Magnón

La cuasi-partícula de la onda de espín es el *magnón* y, aunque del modelo cuasiclásico podemos entender muchos aspectos dinámicos de la onda de espín, una apreciación adecuada además exige una apelación al lado corpuscular de la onda de espín.

El magnón tiene energía [3]

$$E = \hbar\omega \quad (105)$$

y momentum

$$p = \hbar k. \quad (106)$$

En el caso de oscilación uniforme ($k = 0$), de las ecuaciones (105) y (106) se obtiene que la muestra tiene magnones con finita energía ($E = \hbar\omega_0$) y momentum ($p = 0$). En el caso opuesto, k toma valores muy grandes, cuando $\omega \cong \eta k^2$, entonces:

$$E \cong \frac{\eta}{\hbar} p^2. \quad (107)$$

En donde η es la *constante de intercambio no-uniforme*. La diferencia entre la energía del magnon de la ecuación (105) y la ecuación (107) puede ser considerada como la energía potencial de un magnón en campos magnéticos externos, campos magnéticos de demagnetización y campos efectivos de anisotropía.

Comparando la ecuación (107) con la relación entre la energía cinética y el momentum de una partícula no-relativista, se observa que, con una suficientemente k grande puede ser considerado aproximadamente como una partícula libre con masa $m_{mag} = \hbar/(2\eta)$. Para YIG, $m_{mag} = 5.7 \times 10^{-27}$, el cual es aproximadamente seis veces mas grande que la masa de un electrón.

Para obtener la relación entre el *número de magnones* y las componentes de la magnetización [3], primero se considera el caso de oscilación uniforme en un elemento magnético elíptico con

$$n_0 = \frac{m_0^2}{2M_0\gamma\hbar}, \quad (108)$$

y $m_0 = (m_{.x}^2 + m_{.y}^2)^{1/2}$, en donde $m_{.x}$ y $m_{.y}$ son las componentes de la magnetización.

Para el caso de las ondas de espín con $\theta_k = 0$, es decir, cuando la magnetización es circularmente polarizada

$$n_k = \frac{m_k^2}{2M_0\gamma\hbar}, \quad (109)$$

en donde $m_k = (m_{.kx}^2 + m_{.ky}^2)^{1/2}$.

Las ecuaciones (108) y (109) son aproximadamente validas cuando la polarización de la magnetización es cuasi-circular, si esta condición no se satisface, las ecuaciones (108) y (109) nos da solo el orden de magnitud.

De las ecuaciones (108), (109) y de las componentes de la magnetización se puede obtener que

$$M_0 - M_z = n\gamma\hbar, \quad (110)$$

en donde $n = n_0 + n_k$. Esto quiere decir que cada magnón de la precesión uniforme y de las ondas de espín reduce la proyección en z de la magnetización por un factor de $\gamma\hbar \equiv g\mu_B$ (g es el g -factor y μ_B es el magneton de Bohr).

El número de magnones es proporcional al cuadrado de las componentes de la magnetización, tal como el número de partículas en mecánica cuántica es proporcional al módulo de las funciones de onda. Por lo tanto, hay una analogía entre la ecuación de movimiento de la magnetización y la ecuación de Schödinger. Schlöman y Tsukernik fueron los primeros en realizar éste análisis.

El amortiguamiento de las oscilaciones, disminuye el número de magnones,

aproximándose a los valores de equilibrio térmico debido a la colisión de los magnones con otras quasi-partículas.

2.4.1 Magnones térmicos

Los magnones considerados anteriormente son llamados *magnones coherentes*, ellos tienen distintos valores de k para distintos valores de ω . Al mismo tiempo, en materiales ordenados magnéticamente con temperatura mayor que cero ($T > 0$), tienen no-coherentes *magnones térmicos* [3], los cuales están con equilibrio térmico con otras quasi-partículas, ante todo, con fonones. La distribución de tales magnones en el espacio de \mathbf{k} y sobre las energías es muy amplia y depende de la temperatura y del campo magnético. Esta distribución es determinada por su ecuación de dispersión (visto anteriormente) y por su estadística.

Si el número total de partículas (o quasi-partículas) en el sistema no es fijo, que es el caso para magnones, el potencial químico para el sistema se debe ajustar a cero. Entonces, el número de partículas en un estado con energía E (la función de distribución) es

$$\bar{n} = \frac{1}{e^{x(E/kT)} - 1}. \quad (111)$$

Lo magnones térmicos influyen en las propiedades *termodinámicas* del material, en particular, *en la dependencia de la relación entre temperatura y magnetización $M(T)$* . Utilizando la ecuación (110) en la cual M_0 es ahora $M(0)$ en la ausencia de magnones, es decir, a $T=0$, $M_z = M(T)$, y n es el número de todos los magnones en equilibrio por unidad de volumen, se obtiene que:

$$n = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_k \bar{n} dk. \quad (112)$$

Considerando un material ferromagnético isotrópico y por simplicidad asumimos a

la ecuación de dispersion como $\omega = \eta k^2$. Esta consideración no deja un gran error porque se esta integrando todo el espacio de k , y la mayor contribución es de los estados con valores grandes de k . Al sustituir la ecuación (111) en la ecuación (112) y al integrar sobre el vector k ángulos θ_k y φ_k , obtenemos

$$M(0) - M(T) = \frac{\gamma \hbar}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{\exp(\hbar \eta k^2 / kT)^{-1}}. \quad (113)$$

El calculo de la integral (113) resulta en

$$M(0) - M(T) = 5.863 \times 10^{-2} \gamma \hbar \left(\frac{kT}{\hbar \eta}\right)^{3/2} \equiv 5.157 \times 10^{-5} \eta^{-3/2} T^{3/2}. \quad (114)$$

Esta la ley de potencia es conocida como *Three-halves power law* (en el modelo microscópico) obtenido por primera vez por Bloch. El uso de la ecuación (114) es uno de los caminos para medir la *constante de intercambio* η .

La contribución del magnón a la *capacidad calorífica* puede ser encontrada de manera semejante

$$(C_v)_{mag} = \frac{\partial}{\partial T} \int \bar{n} E dk \quad (115)$$

El resultado del cálculo es

$$(C_v)_{mag} = 0.113 \left(\frac{\gamma \hbar}{\eta}\right)^{3/2} T^{3/2} \equiv 0.7 \eta^{-3/2} T^{3/2}. \quad (116)$$

Esta contribución puede ser extraída de la medición de la capacidad calorífica de un material ferromagnético no-metálico tomando en cuenta que la contribución del cristal (fonones) es proporcional a baja temperatura para T^3 . Esta medición de C_v también puede ser usada para encontrar el valor de η .

2.5.5 Procesos de relajación en sistemas magnéticos

En general, un proceso de relajación mueve a un sistema a su estado de equilibrio termodinámico cuando una fuerza que lo removi6 de este estado se detiene.

Para el caso de ondas de espín, estamos interesados en el caso cuando en estado de no-equilibrio existe uno o más modos con amplitud superior a sus valores de equilibrio. El proceso de relajación determina, en este caso, la tasa de decremento de la amplitud del modo en no-equilibrio. Sin embargo, si la fuerza externa excita algunos modos continuamente, el estado de equilibrio no será alcanzado.

El sistema en el que estamos interesados es en un material magnéticamente ordenado. Algunos procesos de relajación resultan en la redistribución de energía entre los modos del sistema magnético [3]. Es decir, en la destrucción de modos excitados por los campos externos y la creación de otros magnones, tal proceso de relajación es llamado *spin-spin processes*. Este proceso puede ser subdividido en:

- Procesos inherentes, el cual puede ser característico de cristales ideales
- Proceso no-inherente, que es causado por defectos y pueden ser considerado como dispersión de magnones.

El sistema magnético (electrónico) esta acoplado con otros sistemas del material magnéticamente ordenado, por ejemplo, la red del cristal, el transporte de cargas libres, los sistemas magnéticos nucleares. Por lo tanto, existe el proceso de relajación que transporta la energía de un sistema a otro sistema. En la mayoría de los casos, es transferida finalmente a la red del cristal que resulta en el calentamiento, es decir, en la creación de fonones (en términos de la teoría corpuscular). Por lo tanto, todo proceso de relajación que resulte del flujo de energía del sistema magnético a menudo es llamado *spin-lattice processes*. Estos son subdivididos en *directos* e *indirectos*. El primero es tal en la que los magnones son destruidos y, simultáneamente, son creado los fonones. La energía en los procesos indirectos es transferida a la red del cristal a través de algún otro sistema.

2.5.1 Procesos de tres, cuatro o más magnones

Procesos de tres, cuatro o más magnones son *procesos de relajación inherentes* [3]. Las probabilidades de éstos procesos, en general, son mayores cuanto menor es el número de magnones tomando parte en un de estos procesos elementales. El proceso de cuatro magnones, en el cual dos magnones son aniquilados y dos son creados, puede ser causado por la interacción de intercambio. El proceso de tres magnones no puede ser causado por una fuerte interacción de intercambio, la probabilidad es más alta para la interacción dipolo-dipolo.

Hay dos tipos de procesos de relajación de tres magnones, de división (*splitting*) y confluencia (*confluence*). Cuando se dice que ha ocurrido el proceso de división, los procesos de división *elementales* son el procesos directo (permitiendo el decremento de el número de magnones del cual la relajación es examinada) y los procesos de confluencia elemental es el proceso inverso. Cuando se dice que a ocurrido la confluencia, por el contrario, los procesos de confluencia elementales son el proceso directo y los procesos de división elementales son los procesos inversos. Esta distinción deja una diferencia de rangos de la existencia de los procesos y diferentes contribuciones a los parámetros de disipación.

2.5.2 Proceso de dos magnones

A finales de los 50's llego a ser claro que grandes valores y anomalías (con la máxima baja temperatura) dependientes de la temperatura con ancho de línea en muchos materiales magnéticos son causados por dos *procesos de relajación no-inherentes* [3]

- *spin-spin processes* debido a no-uniformidades.
- *spin-lattice processes* indirectos via iones con fuerte acoplamiento espín-orbital o via portadores de carga.

Las no-uniformidades más importantes son:

1. Heterogeneidad de composición (no-uniformidades químicas), en particular desorden en la distribución de iones sobre los sitios de la red.

2. Variación de la dirección de los ejes cristalinos en policristales o de un solo cristal no-perfecto
3. Tensión no-uniforme, en particular, causado por dislocación.
4. No-uniformidades geométricas: poros, rugosidad en la superficie

La interacción dipolo-dipolo (para grandes uniformidades) o la interacción de intercambio (si las uniformidades son suficientemente pequeñas) conducen a un fuerte acoplamiento de las oscilaciones a diferentes puntos que no pueden ser considerados como independientes. En la teoría clásica, la aproximación de modos acoplados se reduce a la solución de ecuaciones acopladas de las ecuaciones de movimiento clásicas. En la teoría cuántica, las ecuaciones de movimiento deben de ser cuanto-mecánica y el método cuanto-mecánico de probabilidad de transiciones también puede ser usado. Ya ha sido mencionado que las probabilidades son mayores cuando menor es el número de cuasipartículas que toman parte en éste proceso. El proceso de dos magnones es prohibido en un cristal ideal por la ley de conservación de momento. En un cristal con no-uniformidades el proceso de dos magnones es permitido y su probabilidad es grande. Tal proceso puede ser referido como dispersión de magnones por no-uniformidades. Cuando el modo inicial es precesión uniforme, el procesos usualmente es llamado proceso $0-k$.

2.5.3 Proceso de relajación *spin-lattice*

La energía de las oscilaciones y ondas magnéticas es finalmente transferida, mayormente, a la red del cristal. Esta trasferencia se lleva acabo, como se mencionó anteriormente, por los procesos de relajación directos e indirectos [3].

Los procesos de relajación indirectos, como la anisotropía por iones de impureza con un fuerte acoplamiento de espín-orbital, emergen ya sea como un resultado de las impurezas en el material de partida o debido al cambio de la valencia del ion principal. En algunos casos los iones con un fuerte acoplamiento espín-orbital son insertados a propósito, por ejemplo, para aumentar el umbral de la excitación paramétrica de la onda de espín.

Los iones en un cristal interactúan con los iones vecinos. La parte de energía de ésta

interacción que depende sobre las orientaciones mutuas de los espines iónicos es referida como *energía de intercambio*. Puede ser descrita por el *campo efectivo de intercambio* (o molecular), que resulta en la división de los niveles iónicos que es similar a la división en un campo magnético. El resto de la interacción con los iones vecinos es principalmente descrito por el así llamado *campo del cristal*.

3 Investigación.

El estudio de la dinámica de la magnetización, experimentalmente se ha realizado en diferentes materiales magnéticos, pero, dos materiales con gran importancia han tenido relevancia por sus propiedades magnéticas, estos materiales son el Permalloy (N_8Fe_{20}) y el Granate de Hierro e Itrio ($Y_3Fe_5O_{12}$). El estudio de la dinámica de la magnetización que se presenta en esta tesis principalmente es con el material de granate de hierro e itrio, sus características se muestran en la primera sección de éste capítulo. En la siguiente sección, se muestra las diferentes técnicas experimentales de detección como el uso de antenas de microondas y el uso de técnicas ópticas. También, en esta sección mostramos la técnica de detección de microondas que se utilizó en esta tesis y describimos su funcionamiento. Por último, se describe el proceso de adquisición de datos para el estudio de la dinámica de los momentos magnéticos.²

En las siguientes cuatro secciones de éste capítulo, se muestran los temas que se desarrollaron durante el periodo de investigación doctoral.³

- Compresión longitudinal de paquetes de ondas de espín por un gradiente térmico.
- Confinamiento transversal de campo magnético de ondas de espín.
- Compensación de pérdidas por calentamiento cuasiuniforme.
- Redistribución espacial de pozos potenciales magnéticos por calentamiento localizado.

Cada uno de estos temas están relacionados por la interacción térmica que tiene el material con las ondas de espín, pero, dada las condiciones experimentales, el análisis de cada una de ellos se hace independientemente.

² El funcionamiento de la sonda y el sistema de adquisición de datos, han sido utilizado de forma novedosa durante esta tesis, aunque no es el tema principal, por lo que no se abunda demasiado en los detalles de su diseño construcción y funcionamiento.

³ De la investigación doctoral del tema de tesis se publicaron dos trabajos en revistas indexadas que en su correspondiente sección se hará mención.

3.1 Granate de hierro e itrio

El material ferromagnético que emplearemos en esta tesis es una película de granate de hierro e itrio ($Y_3Fe_5O_{12}$ - YIG), que es crecido sobre un substrato de granate de gadolinio y galio (GGG) por la técnica *liquid phase epitaxy* (LPE) [6]. Por varias razones, el rol del YIG en la física del magnetismo es análogo a el germanio en física de semiconductores, agua en hidrodinámica y cuarzo para cristales en física acústica. Primero, tiene la más estrecha línea de resonancia ferromagnética conocida y el más bajo amortiguamiento⁴. Un bajo amortiguamiento de la precesión de espín en una película de YIG permite que la propagación de las ondas de espín pueda ser observada sobre distancias de centímetros. Segundo, su celda unitaria tiene una dimensión de 12.376 Å de 80 átomos, en donde veinte iones magnéticos de Fe^{3+} son distribuidos en dos subredes, un octaedral (8 iones) y un tetrahedral (12 iones) que se acoplan antiferromagnéticamente. El crecimiento de cristales de YIG ha sido estudiado en detalle así como las óptimas condiciones para su fabricación. Tercero, tiene una alta temperatura de Curie $T_C = 560$ K, así que los experimentos pueden hacerse a temperatura ambiente. Por todas estas razones, el YIG ha llegado a ser indispensable para la tecnología de microondas⁵ y en nuevos efectos de la física experimental y fenómenos magnéticos⁶ [32].

Las mejores películas de YIG obtenidas a la fecha han sido por crecimiento a altas temperaturas bajo la técnica *liquid phase epitaxy* (LPE) en substrato de GGG. La constante de celda unitaria del GGG es 12.383 Å, la cual se ajusta muy bien al YIG permitiendo una fabricación de alta calidad.

Se han hecho estudios detallados de la dependencia de la temperatura de la magnetización, calor específico, frecuencia y amortiguamiento de ondas de espín en una película de YIG. Aunque, muchas propiedades importantes del magneto no fueron entendidas por un largo tiempo por la complejidad de la estructura del cristal de YIG.

⁴ Generalmente más pequeña que 0.5 Oe el cual resulta en un tiempo de vida del magnón de alrededor de unos cientos de nanosegundos.

⁵ Incluyendo osciladores de microondas con altos factores de calidad, generadores, filtros y limitadores de potencia.

⁶ Es un excelente material para el estudio de la dinámica lineal y no-lineal de las ondas de espín.

3.2 Configuración experimental

La Figura 1 muestra algunas de las técnicas experimentales comúnmente empleadas para el estudio de las ondas de espín [32]. En el inciso a) se muestra una técnica de estudio que se basa solo en microondas, en donde una guía de onda de YIG (guía de onda magnónica) transporta las ondas de espín y, para la excitación y detección de ondas de espín se utilizan unas simples antenas de microcinta⁷. Comúnmente las antenas de excitación y detección son conectados a los puertos de un analizador de redes vectoriales para el análisis de dispersión de la onda de espín a través de los parámetros - S⁸. En el inciso b), la excitación de las ondas de espín es por medio de la microcinta, pero, la detección de la dinámica de la onda espín es a través del fenómeno óptico llamado *magneto-optic Kerr effect*, fenómeno que describe los cambios de la luz reflejada de la superficie magnetizada⁹ [4]. El inciso c) muestra la excitación de la onda de espín es a través de la microcinta y el análisis de la dinámica de la onda de espín es a través de los fenómenos conocidos como *faraday effect* y/o *Cotton-Mouton effect*¹⁰ [4]. Estos fenómenos surgen de la interacción entre la luz y la materia, en donde, la materia esta sujeta a un campo magnético. Como consecuencia, la presencia de un campo magnético cambia la curva de dispersión de los coeficientes de absorción y lleva a la aparición o variación de la anisotropía óptica. En el inciso c), la excitación de la onda de espín también es por una microcinta, pero la detección es por la técnica de dispersión de luz Brillouin (*Brillouin Light scattering - BLS*). La física de ésta espectroscopia se basa en la dispersión inelástica de los fotones por los magnones, determinar la frecuencia y número de onda de los fotones dispersados (Stokes y anti-Stokes) permite determinar la frecuencia y número de onda de los magnones. La intensidad de los fotones es proporcional a la intensidad de los magnones (u ondas de espín).

⁷ A esta configuración se le conoce como línea de retardo pasiva.

⁸ Se le conocen como parámetros - S por *Scattering*.

⁹ El *magneto-optic Kerr effect* fue descubierto por el físico escocés John Kerr en 1888.

¹⁰ *Cotton-Mouton effect* también es conocido como *Voigt effect*. En 1902 Voigt descubrió la birrefringencia cuando un campo magnético es aplicado a un vapor a través del cual cruza una luz perpendicular al campo. En 1907 Cotton y Mouton descubrieron un fenómeno similar pero más fuerte a para un líquido.

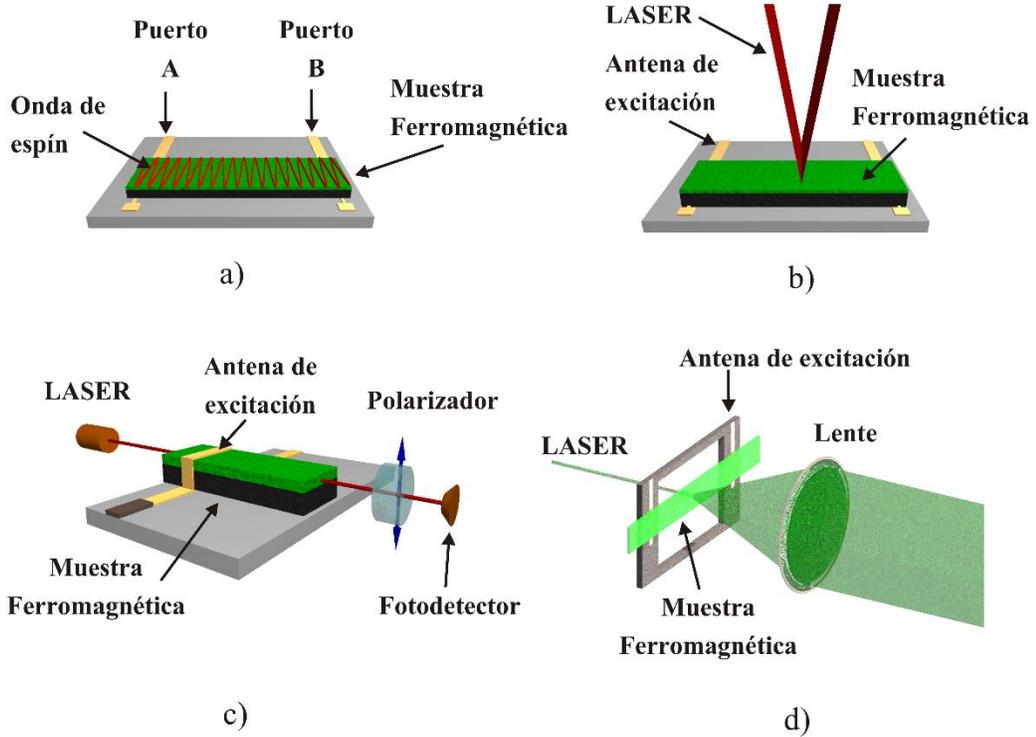


Figura 1: Métodos experimentales más comunes para el estudio de las ondas de espín, a) A través del estudio de los parámetros de dispersion entre dos puertos, b) por medio del *magneto-optic kerr effect* (MOKE), c) a través de los fenómenos de Cotton-Moton y Faraday y d) por medio de la espectroscopia de dispersión Brillouin (BLS).

Dentro de esta tesis se utiliza el método de detección de campo magnético de microondas producidas por las ondas de espín a través de la ley de inducción de Faraday. El primero en utilizar esta técnica fue Vlannes [34]. La Figura 2 muestra una sonda magneto-inductiva¹¹ que mide el campo magnético de microondas de las ondas magneto-estáticas. La sonda se diseña para estudiar los perfiles de amplitud y la dirección de la fase de propagación de la onda de espín.

La representación en forma compleja del campo magnético de microondas puede ser escrita como:

$$\vec{h} = h e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}, \quad (117)$$

¹¹ La Figura 2 muestra un anillo, pero en general puede tener otras formas como: un cuadrado, triángulo, rectángulo o algo amorfo, pero, se sabe que el área del contorno cerrado de la figura de la sonda será el que capture el campo magnético variable.

en donde \bar{h} es el campo magnético total, \mathbf{h} es el vector de polarización, ω la frecuencia de la microonda, \bar{k} es el vector de propagación de la onda magneto-estática de espín (*magnetostatic spin wave - MSW*) y \bar{r} y t son la posición y el tiempo respectivamente. La ley de inducción de Faraday escrita en forma integral es:

$$\oint_C \bar{e} \cdot d\bar{l} = \iint_A -\frac{1}{c} \frac{\partial \bar{b}}{\partial t} \cdot d\bar{a}, \quad (118)$$

en donde \bar{e} y \bar{b} es el flujo de campo eléctrico y magnético de microondas de las *MSW* respectivamente, y c es la velocidad de la luz. La sonda yace en un sólo plano, el lazo cerrado C es tomado a lo largo del anillo de la terminal + a la - y luego el campo magnético de microondas cruza el hueco l . Esta contribución da un voltaje (V) en las terminales y con el campo de microondas $\bar{b} = b \cdot \exp[i(\omega t - \bar{k} \cdot \bar{r})]$, entonces

$$V = \iint_A \frac{i\omega}{c} \bar{b} \cdot d\bar{a} = \iint_A \frac{i\omega}{c} \bar{h}_e \cdot d\bar{a}, \quad (119)$$

en donde $\bar{b} = \bar{h}_e$ es el campo magnético de microondas externo a la muestra magnética. Además, dado que \bar{h}_e es magneto-estático, entonces, \bar{h}_e puede ser derivado de un potencial magnético

$$\bar{h}_e = \nabla \Psi. \quad (120)$$

Con el fin de minimizar el promedio espacial del campo magnético a medir y la selectividad de la longitud de onda de la *MSW*, el anillo es colocado perpendicular a la superficie de la muestra en lugar que paralelo a la superficie. Si el anillo es puesto perpendicular a la superficie de la muestra, sólo las componentes del campo \bar{h} paralelo a la superficie serán medidas. Es importante tener en cuenta que la posición de la hueco de la sonda con respecto a la muestra determina la dirección del flujo de campo magnético a medir.

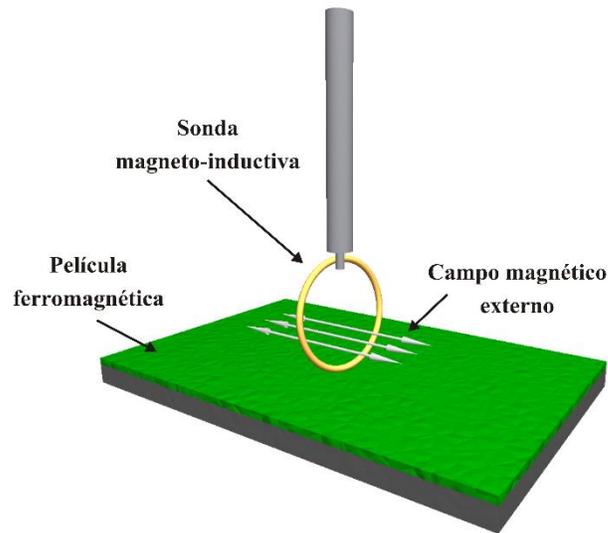


Figura 2: Sonda magneto-inductiva.

Para obtener las características de propagación de la onda de espín sobre toda la superficie de la película de YIG, se construyó un sistema con cuatro grados de libertad (x-y-z-My) en donde se colocó la sonda magneto inductiva. La Figura 3 muestra el sistema electromecánico en donde los tres primeros grados de libertad (x-y-z) nos permiten colocar a la sonda en diferentes posiciones sobre la superficie de la película de YIG. El cuarto grado de libertad (My) nos permite rotar la sonda sobre su propio eje para determinar la dirección de componente h . Con esto podemos capturar las componentes h_y y/o h_z de la onda de espín sobre la superficie de la película de YIG.

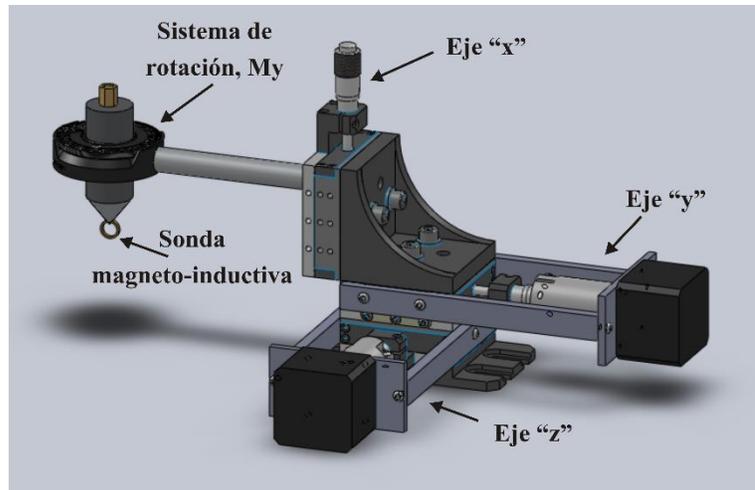


Figura 3: Sistema de movimiento de la sonda magneto-inductiva con cuatro grados de libertad.

El proceso de adquisición de datos (Figura 4) consiste en conectar la sonda magneto inductiva a un equipo de medición de microondas¹² y sincronizar el equipo de medición con la fuente de señal de microondas que excita la onda de espín¹³. Después, se conecta el sistema electromecánico con la computadora, y por último, con la computadora se sincronizan la lectura de la onda de espín con el equipo de medición y la posición de la sonda sobre la superficie de la película de YIG utilizando el sistema electromecánico.

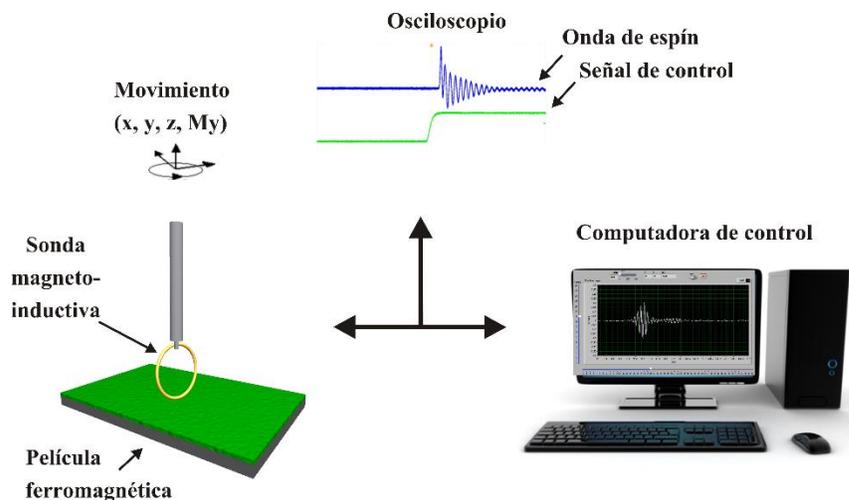


Figura 4: Esquema del proceso de adquisición de datos.

¹² Para medir señales de microondas comúnmente se utiliza un osciloscopio o analizador de espectros.

¹³ Se puede utilizar un generador de señales de microondas o un generador de pulsos de nanosegundos.

La Figura 5 muestra la configuración experimental para la excitación y detección de microondas para un paquete de ondas de espín superficiales (*MSSW*). La guía magnónica es una película de YIG que tiene un espesor de $7.7 \mu\text{m}$ y una magnetización de saturación de $M_s = 77 \text{ G}$, fue crecida por la técnica *liquid phase epitaxy* (LPE) sobre un granate de gadolinio y galio (GGG). La muestra de YIG/GGG tiene 1 mm de ancho en la dirección **Z** y 20 mm de largo en la dirección **Y**. Un pulso de corriente de excitación de 200 ns y un periodo de repetición de $0.35 - 10 \mu\text{s}$ circula por la antena de microcinta. La microcinta tiene de ancho 0,25 mm y limita al más grande número de onda permisible ($k \approx \pi\omega$).

Para la excitación de la onda de espín, el flanco de subida del pulso de corriente de excitación controla la precesión de la magnetización (*ringing*). En esta configuración, el flanco de subida fue de 1 ns [38, 16]. La frecuencia de las *MSSW* fue centrada al rededor de 1 GHz por medio del control del campo de saturación H_0 . El ancho de banda del paquete de onda de espín es de aproximadamente 0.1 GHz y su frecuencia más baja (ω) es determinada tanto por H_0 y M_s .

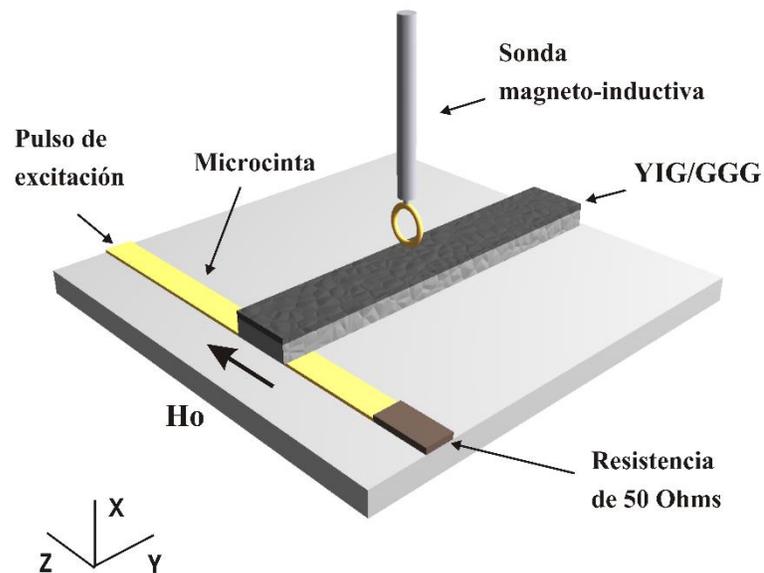


Figura 5: Esquema experimental de microondas para el estudio de la dinámica de los paquetes de ondas de espín.

El paquete de onda fue obtenida usando la sonda magneto inductiva conectada a un osciloscopio. El diámetro del anillo de la sonda es de $\approx 300 \mu\text{m}$ y fue fabricada de un hilo de oro de $50 \mu\text{m}$ de espesor. Para un campo magnético uniforme $H_0 = 70 \text{ Oe}$ y con una configuración de acuerdo a la Figura 5 para medir el campo h_y . La Figura 6 muestra el paquete de *MSSW's* para tres diferentes posiciones a lo largo de la longitud de la muestra, $Y_0 = 3 \text{ mm}$, $Y_1 = 7 \text{ mm}$, $Y_2 = 11 \text{ mm}$.

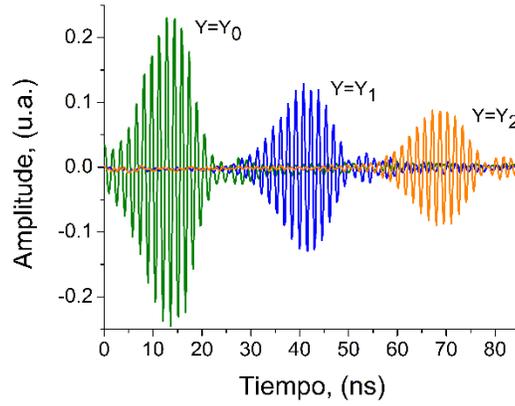


Figura 6: Paquete de *MSSW's* en tres posiciones sobre la longitud de la película de YIG.

$$Y_0 = 3 \text{ mm}, Y_1 = 7 \text{ mm}, Y_2 = 11 \text{ mm}.$$

De la Figura 6 se puede obtener: el perfil de atenuación, la velocidad de fase, la velocidad de grupo del paquete de *MSSW's*. Más aún, con el procesamiento de la señal, la Figura 7 nos muestra el modo fundamental de propagación de la onda de espín, en donde se calculó la integral de $|m_{s_n}(t)|^2$ sobre el tiempo de duración del pulso para cada posición en Y y Z para las componentes h_y y h_z en el inciso a) y b) correspondientemente. La relación de amplitudes entre las componentes h_y y h_z se muestra en el inciso c) de la Figura 7.

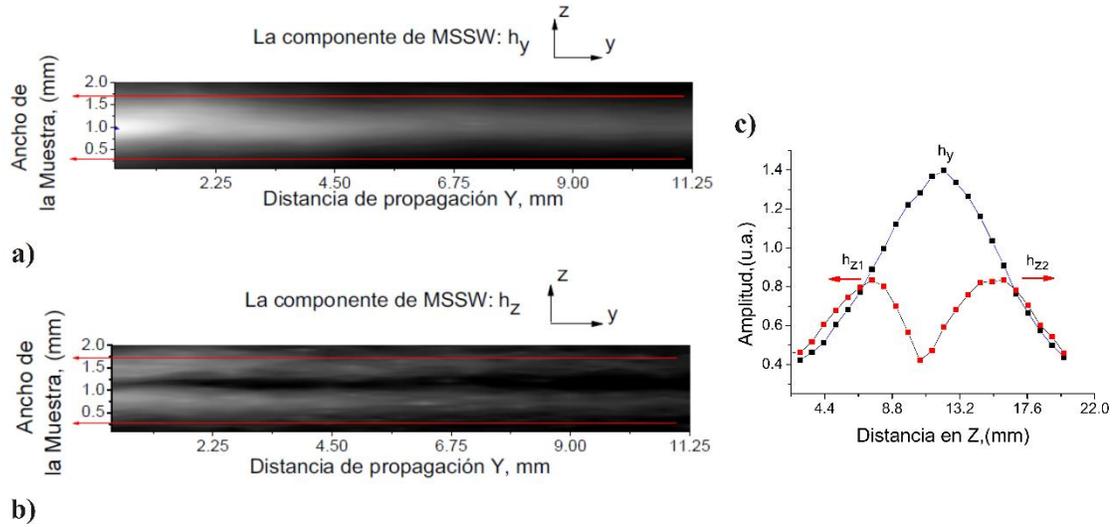


Figura 7: Modo fundamental de $MSSW$'s en una guía magnónica de YIG. a) Componente h_y , b) componente h_z y c) relación de amplitudes entre h_y y h_z .

En la Figura 7 se muestra que la componente de campo magnético principal para una $MSSW$ es la h_y . Con la medición de la componente h_y podemos analizar la dinámica de la $MSSW$ para diferentes condiciones en la muestra.

3.3 Compresión longitudinal de paquetes de ondas de espín por un gradiente térmico.

La observación de la compresión del paquete de onda de espín de superficie (*MSSW*) es obtenida por la concentración de la energía del pulso cerca de un pozo potencial magnético creado por el calentamiento local en la guía de onda magnónica (película de YIG).

La película de YIG que se utilizó para éste experimento tiene un espesor de 7.7 μm con una magnetización de saturación $M_s = 77 \text{ G}$ y fue crecido sobre un sustrato de GGG, ambos tiene una orientación cristalina (111). Bajo el hecho de que el YIG absorbe fuertemente la luz visible, el calentamiento localizado en la película es producido por un haz láser de Argón (*Ar-ion*).

El esquema experimental se muestra en la Figura 8, la muestra de YIG/GGG tiene 1 mm de ancho en la dirección **Z** y 20 mm de largo en la dirección **Y**. Los paquetes de ondas de espín fueron excitados en un extremo ($Y = Y_0$) de la película de YIG por un pulso de corriente eléctrica de aproximadamente 50 mA. El pulso de corriente eléctrica tienen una duración de 3 ns y un periodo de repetición de 0.35 - 10 μs . La corriente eléctrica fluye a través de la antena de microcinta que termina con una resistencia de 50 Ω . La microcinta tiene 0,25 mm de ancho y limita al más grande número de onda permisible ($k \approx \pi/\lambda$).

El flanco de subida del pulso de corriente de excitación controla la precesión de la magnetización (*ringing*) [38, 16], en éste experimento, el flanco de subida fue de 1 ns. La frecuencia de las *MSSW* fue centrada por debajo de 1 GHz por medio del control del campo de saturación H_0 . El ancho de banda del paquete de onda de espín es de aproximadamente 0.1 GHz y su frecuencia más baja (ω) es determinada tanto por H_0 y M_s .

Para ésta configuración experimental las características de propagación del paquete de onda fue obtenida usando la sonda magneto inductiva conectada a un osciloscopio. El diámetro del anillo de la sonda es de $\approx 300 \mu\text{m}$ y fue fabricada de un hilo de oro de 50 μm de espesor. Se hizo un barrido de la sonda sobre la película de YIG con el proceso de adquisición de datos descrito en la sección 3.2.

La película de YIG fue calentada localmente por el *spot*-láser producido por el láser

de Argón (*Ar-ion*) con una potencia controlada (P_{opt}). El calentador óptico nos permite cambiar la temperatura de la muestra de 300 K a 416 K, por la variación de la P_{opt} de 40 a 420 mW. El *spot* - láser tiene un diámetro de 0.5 mm y fue colocado sobre la muestra a una distancia $Y_L = 13$ mm de la antena de microcinta de excitación.

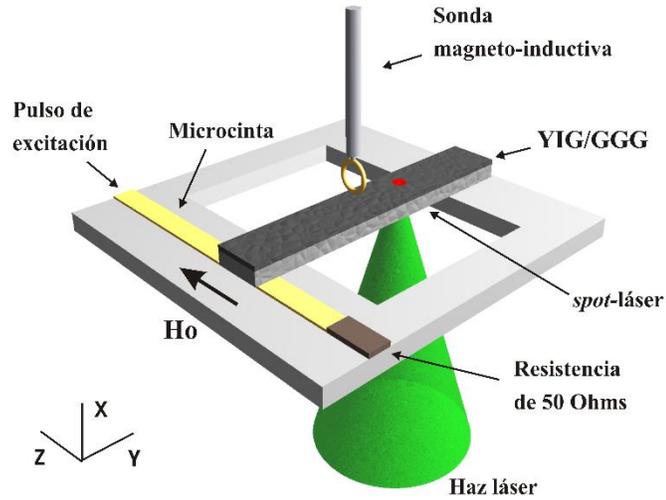


Figura 8: Esquema experimental del calentamiento localizado en una película de YIG.

Con un campo magnético uniforme $H_0 = 70$ Oe, el perfil temporal del pulso fue grabado a diferentes posiciones de la película de YIG. La evolución temporal del paquete de onda (medido por el voltaje instantáneo) de propagación a lo largo de la muestra con diferentes P_{opt} se muestra en la Figura 9. En ella se observa que el paquete de onda en la muestra calentada (a la que llamaremos muestra *cal*) sufre un retardo no uniforme inducido por el calentamiento, comparado con la muestra a temperatura ambiente (al cual llamaremos muestra *ta*). El retardo aparentemente está correlacionado con el perfil longitudinal de la temperatura de la muestra (o la posición del *spot* - láser). Éste comportamiento es determinado por el cambio en la relación de dispersión de la *MSSW* y refleja el decremento de la magnetización de saturación M_s conforme la temperatura incrementa.

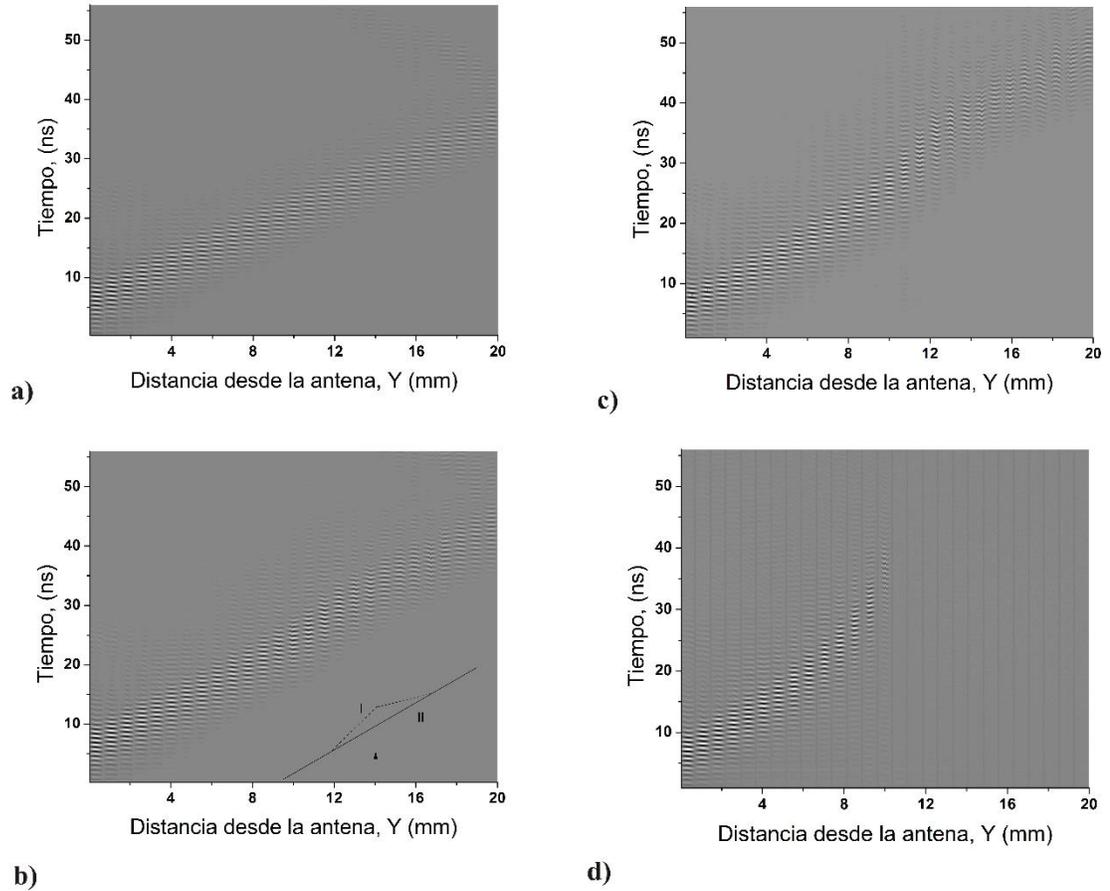


Figura 9: Evolución temporal de la onda de espín (la amplitud de la onda se denota en blanco) contra la distancia desde la antena y a campo de saturación de $H_0 = 70$ Oe: a) la muestra a temperatura ambiente; b) la muestra calentada con el haz láser a $Y_L = 13$ mm con $P_{opt} = 180$ mW (aquí, I y II son regiones en donde disminuye su velocidad y acelera respectivamente); c) $P_{opt} = 250$ mW; d) $P_{opt} = 420$ mW.

Bajo las mismas condiciones, una representación de la evolución espacial de la envolvente del paquete de ondas de espín es mostrado en la Figura 10 a-d. El valor de cada punto en los perfiles de la Figura 10 es la amplitud promedio de la envolvente sobre una ventana de tiempo (t_w) de 30 ns. Los datos de la muestra a temperatura ambiente y la muestra calentada a $Y_L = 13$ mm son combinadas una junto a otra en las mismas gráficas para su comparación. En ellas se observan un pronunciado incremento en la amplitud del paquete de ondas en la vecindad del *spot* - láser.

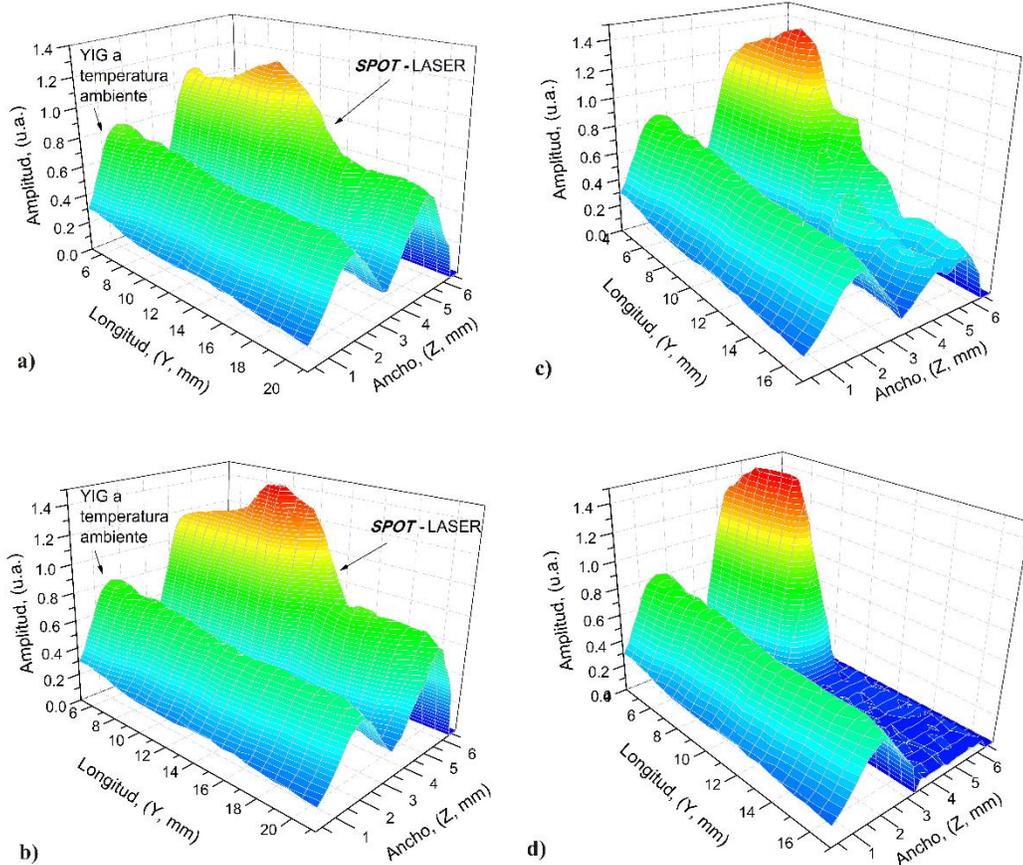


Figura 10: Evolución espacial de la envolvente del pulso a $H_0 = 70$ Oe y el SPOT-LASER a $Y_L = 13$ mm, el perfil a la izquierda corresponde a la muestra de YIG sin calentar y el perfil de la derecha fue tomado con potencias ópticas de: a) $P_{opt} = 180$ mW; b) $P_{opt} = 250$ mW; c) $P_{opt} = 320$ mW; d) $P_{opt} = 420$ mW.

La amplitud del paquete de onda de espín es fuertemente influenciada por la potencia del láser. La Figura 11 resume las amplitudes de la envolvente del pulso contra la posición de la sonda magneto inductiva a diferentes valores de P_{opt} . Aquí, el valor de cada punto es la amplitud promedio de la envolvente sobre t_w y sobre el ancho de la película de YIG. En ella se observa que en la muestra a temperatura ambiente el pulso se propaga y atenúa de forma usual, mientras que con el calentamiento óptico la amplitud del pulso incrementa conforme se aproxima a el *spot* - láser.

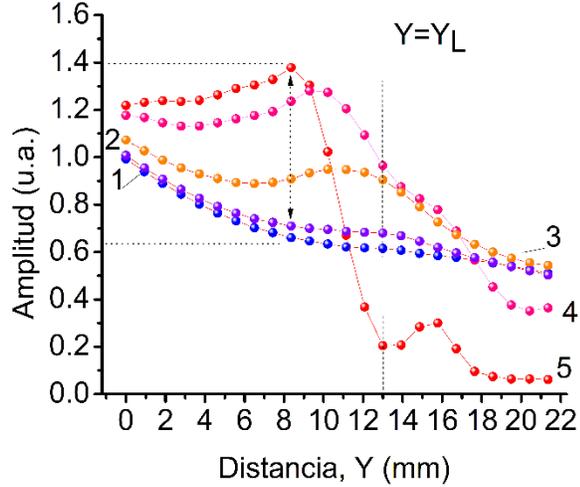


Figura 11: Amplitud promedio de la envolvente del pulso con respecto a la posición de la sonda magneto inductiva con el *spot* del láser a $Y_L = 13$ mm y a $H_0 = 70$ Oe. El número de niveles corresponde a la potencia óptica (y a temperaturas) de 1) 0 mW; 2) 40 mW ($T \approx 305$ K); 3) 120 mW ($T \approx 325$ K); 4) 320 mW ($T \approx 380$ K); 5) 420 mW ($T \approx 416$ K).

Las Figuras 9, 10 y 11 indican la existencia de dos fenómenos relacionados: el retardo espacial no-uniforme del pulso y una ganancia localizada en la amplitud de la señal ($G = A^{cal} / A^{ta}$). La naturaleza del retardo del pulso puede ser entendido en términos de los cambios en la relación de dispersión $\omega(k)$, ilustrada en la Figura 12. En la región con alta temperatura, en donde $M_s^{cal} < M_s^{ta}$, $\omega(k)$ es desplazada hacia frecuencias bajas con respecto a $\omega(k)$ de la región a temperatura ambiente. Por lo tanto el rango permitido de números de onda $k_{max} - k_{min}$ en el pulso excitado en la región de la muestra a temperatura ambiente será incrementado conforme el pulso entra a la región caliente de la muestra. Como resultado, la velocidad de grupo $V_g = \partial\omega/\partial k$, o la forma de $\omega(k)$, se decrementa en la región caliente. Por otro lado, se sabe que el tiempo de vida de las ondas de espín dipolares prácticamente no dependen de k . Así que, decrementando V_g cuando el retardo espacial es uniforme debería conducir a una fuerte atenuación a lo largo del trayecto de propagación de la onda de espín. También, uno debería esperar un incremento en el número de onda (k) al incrementar las pérdidas de las *MSSW* porque la dependencia en la dirección Y cambia en

la impedancia de la onda. Sin embargo, los resultados en la Figura 10(a,b) y Figura 11 indican que las pérdidas de propagación son compensadas cerca de la zona caliente.

Simple consideraciones sugieren que el efecto de la inducción de pérdidas asociadas con el decremento en frecuencia de $\omega(k)$ en la región con alta temperatura puede ser minimizado o compensado. Como se muestra en la Figura 12, por el incremento del campo de saturación H , el decaimiento en frecuencia de $\omega(k)$ en la zona caliente (curva 2a), puede ser incrementado a la curva 2b. Por lo tanto, la inducción de pérdidas en principio puede ser minimizado si H incrementa a lo largo de la trayectoria de propagación de la onda de espín (o $\partial H/\partial Y > 0$). En el caso opuesto (curva 2c), cuando $\partial H/\partial Y < 0$, un decremento en H puede ser esperado al incrementar las pérdidas.

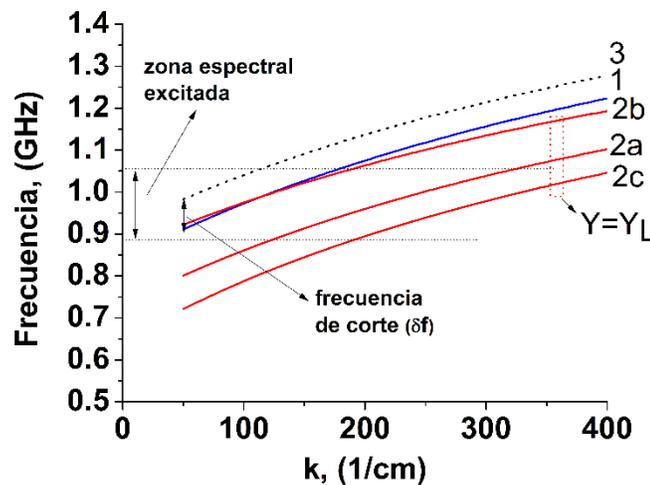


Figura 12: Cálculo de la relación de dispersión $\omega(k)$ de MSSW a diferentes campos de saturación. A temperatura ambiente, la curva 1 muestra $\omega(k)$ a $H_0 = 100$ Oe, y la curva 3 a $H = H_0 + 15$ Oe. Para las muestras calientes, con una magnetización reducida $M = M_s - 15$ G, la curva 2a muestra $\omega(k)$ a $H_0 = 100$ Oe, 2b a $H = H_0 + 15$ Oe, y 2c $H = H_0 - 15$ Oe.

Ésta idea fue investigada experimentalmente al aplicar un campo uniforme de saturación $H_0 = 100$ Oe a la muestra y añadiendo a ella un campo de no-uniforme de saturación de una bobina, teniendo así un gradiente de campo espacial constante. Se estima

que el campo total es de $H_{\pm} = H_0 \pm \chi(Y - Y_0)$, en donde $\chi = 15 \text{ Oe/cm}$. El *spot* - láser fue colocado a $Y_L = 10 \text{ mm}$ y en nivel de potencia óptica fue variado. El resultado se resume en la Figura 13 y es consistente con el argumento anterior. Con un campo de saturación uniforme (Figura 13a) el calentamiento local permite una ganancia máxima de $G \approx 2$. Con un campo no-uniforme H_+ (Figura 13c) se observa una alta ganancia, $G \approx 4$, y con un campo no-uniforme H_- (Figura 13b) observamos una ganancia baja de $G \approx 1.3$. Es importante mencionar que en las Figuras 13(a,c) y en la Figura 11 para las temperaturas de la zona caliente en la película de YIG que están por debajo de 380 K (correspondiente a $P_{opt} \leq 320 \text{ mW}$), se observa como la amplitud regresa aproximadamente a la amplitud del caso a temperatura ambiente después de dejar la zona caliente en la película de YIG ($Y > Y_L$). En contraste, a temperaturas por encima de 380 K la amplitud del pulso cae a cero cerca de Y_L y no se incrementa otra vez.

Con esto se propone que el fenómeno observado se puede explicar a través de dos simple mecanismos. Primero, a altas temperaturas (superiores a 380 K) el pulso es simplemente reflejado de la región caliente, en donde el ordenamiento ferromagnético es localmente destruido por el haz láser (las curvas 4, 5 en las Figura 11 y 13). La orilla del frente del pulso interfiere con la orilla del pulso posterior entrante cerca a Y_L , que como resultado se obtiene un incremento de 2 veces la señal cerca de la zona caliente (Figura 11 y 13a). La peculiaridad de esta interacción es que toma lugar en la región respectivamente de *lenta* no-uniformidad de M_s . Aparentemente, por esta razón las franjas de interferencia en la Figura 9d no es pronunciada. Se debe poner especial atención a la Figura 13c, curva 5, en donde la ganancia es $G \approx 4$, que es dos veces mas grande. Esto puede ser porque las pérdidas en amplitud en la muestra a temperatura ambiente usado para calcular G, incluye una pérdida de propagación adicional la intrínseca en ella. Un campo no-uniforme H_+ causa un corte a las componentes de frecuencias bajas del pulso de ondas de espín dentro de la banda de supresión de frecuencias \mathcal{S} (Figura 12). El calentamiento, entonces, elimina el corte y permite que se propaguen las componentes de frecuencias adicionales. Por lo tanto, si tuviéramos que corregir esto, la ganancia real máxima en la Figura 13c podría ser la misma que la ganancia con el campo uniforme.

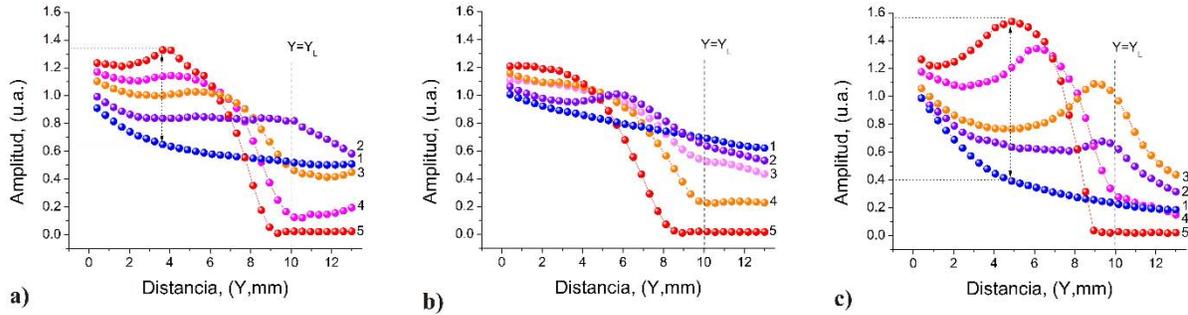


Figura 13: Amplitud promedio de la envolvente del pulso con respecto a la posición de la sonda magneto inductiva, con el *spot* del láser a $Y_L = 10$ mm. a) Con campo de saturación uniforme a $H_0 = 100$ Oe, b) con un gradiente de campo de saturación $H(Y) = H_-$ y c) con un gradiente de campo de saturación $H(Y) = H_+$. Los números en los niveles corresponden a potencias ópticas (y a temperatura) de: 1) 0; 2) 120 mW ($T \approx 326$ K); 3) 220 (T ≈ 350 K); 4) 320 (T ≈ 380 K); 5) 420 (T ≈ 416 K).

El segundo mecanismo toma lugar a moderadas temperaturas (por debajo de 380 K) y es mas interesante. En éste caso no hay reflexión y la energía del paquete de ondas de espín (E) debería ser constante a lo largo de la trayectoria de la onda. La magnetización M_s se reduce en la zona caliente formando un pozo potencial magnético para las *MSSWs* [19]. También se observa que el pozo potencial magnético esta en la región en donde la onda de espín sufre un retardo (Figura 9b). En la Figura 9, la velocidad de grupo V_g decrementa conforme el pulso se aproxima al región caliente. Al mismo tiempo, la dispersión de la velocidad de grupo también disminuye. Pero, como se ve en la Figura 9, la duración del pulso τ permanece casi sin cambios. Por lo tanto, se puede concluir que el pulso se comprime en espacio, en la dirección de propagación, y su densidad de energía $\varepsilon = E/(V_g)\tau_w s$ debe aumentar (en donde s es el espesor de la película de YIG). Cuando el pulso escapa del pozo potencial magnético y acelera, su amplitud regresa a las condiciones cuando la muestra esta a temperatura ambiente. Por lo tanto, el segundo mecanismo de ganancia involucra un incremento local en la densidad de energía debido a la interacción de las ondas de espín con

el pozo potencial magnético y puede ser llamado *ganancia por compresión*. La máxima ganancia por compresión bajo esta condición es $G \approx 1.75$ (Figuras 10, 11 y 13)).

Esta efecto fue reproducido en una película de YIG más larga (25 mm) y con un valor estándar de magnetización de saturación $4\pi M_s = 1750$ G, en donde la compresión fue un poco mayor, $G \approx 2.17$ (Figura 14)¹⁴.

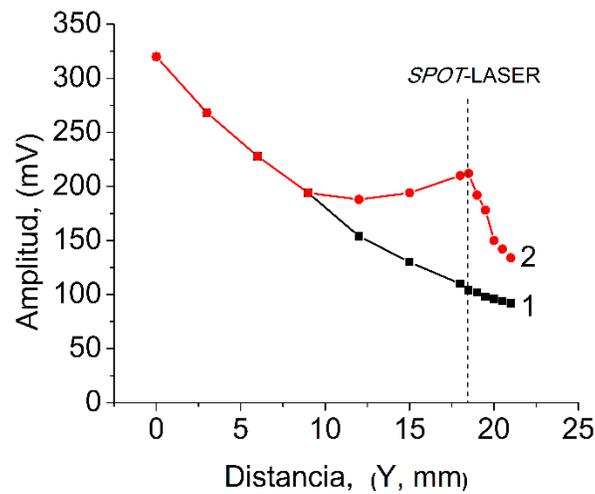


Figura 14: Amplitud promedio de la envolvente del pulso con respecto a la posición de la sonda magneto inductiva para una película de YIG larga de 25 mm con un valor estándar de magnetización de saturación de $4\pi M_s = 1750$ G. El *spot* del láser a $Y_L = 18$ mm y $H_0 = 70$ Oe; 1) a potencia óptica de 0 mW (temperatura ambiente); 2) a $P_{opt} = 250$ mW

¹⁴ Hasta aquí, estos resultados han sido publicados en la revista *Journal of magnetism and magnetic material - JMMM* [17, 18]

3.4 Confinamiento transversal de campo magnético de ondas de espín.

En el experimento anterior se observó la compresión longitudinal de la *MSSW* con una sonda magneto inductiva circular. El fenómeno de confinamiento transversal de campo magnético de las ondas de espín se encontró con una sonda inductiva selectiva en la dirección **X**. El confinamiento es producido en la zona de un pozo potencial magnético creado por el calentamiento local en una película de YIG.

Este experimento fue llevado a cabo con una película de YIG con un espesor de $\approx 5 \mu\text{m}$ y una magnetización de saturación de $M_s = 140 \text{ G}$. La película de YIG fue crecida en un sustrato de GGG bajo la técnica de *liquid phase epitaxy* (LPE), y tiene una dirección cristalina (111). El calentamiento localizado en la película de YIG es producido por el *spot* - láser de un diodo láser (DL) a diferentes potencias ópticas (P_{opt}).

Para este estudio, la muestra tiene 1.4 mm de ancho en la dirección **Z** y 35 mm de largo en dirección **Y**. La onda de espín fue excitada en un extremo de la película de YIG ($Y = Y_0$) por pulsos de corriente eléctrica de $\approx 50 \text{ mA}$ y con una duración de 3 ns, su periodo de repetición es de 0.35 - 10 μs . La antena de microcinta limita el número de onda ($k \approx \pi\omega$). La microcinta tiene 0.25 mm de ancho y la corriente fluye a través de la microcinta que está conectada a una resistencia de 50 Ω .

Con el objetivo de obtener una buena resolución espacial de la distribución de campo magnético producido por las ondas de espín en dirección transversal **X** y capturar todo el campo magnético de microondas transversal a la dirección de propagación **Y** de las *MSSWs* sobre la superficie de la guía magnónica, la sonda magneto inductiva se construyó con una forma rectangular. Así, el largo de la sonda es de 2 mm y el ancho de la sonda es de 50 μm , la Figura 15 muestra el esquema experimental. El espesor del hilo de oro con el que fue fabricada la sonda es de 50 μm . La sonda magneto inductiva se conecta a un osciloscopio y al sistema de adquisición de datos mostrado en la sección 3.2. para hacer el barrido en las direcciones **Y** y **X**.

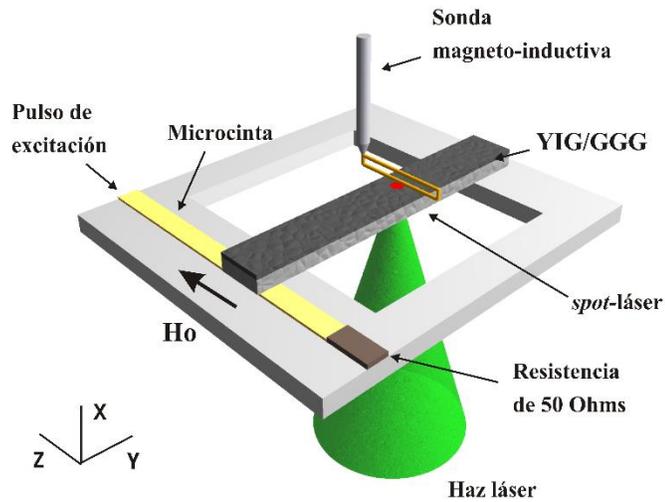


Figura 15: Esquema experimental del calentamiento localizado en una película de YIG. La sonda magneto-inductiva es de forma rectangular para resolver el confinamiento del campo magnético en dirección X.

Con un campo de saturación de $H_0 = 70$ Oe sobre la película de YIG, se crea la condición de excitación de ondas de superficie, y con un flanco de subida de 1 ns del pulso de corriente, se excita el paquete de ondas de espín a través del fenómeno de *spin ringing* [38, 16]. El diámetro del *spot* - láser es de 0.5 mm y fue colocado a una distancia $Y_L = 13$ mm de la antena de excitación. Para evitar el acoplamiento entre la antena de excitación y la antena de detección, la medición del paquete de ondas de espín se mide a partir de 8 mm de la antena de excitación, considerando a este punto $Y_0 = 0$ mm. La Figura 16 muestra los perfiles de atenuación cuando el *spot*-láser esta a $Y_L = 10$ mm (inciso a) y a $Y_L = 5$ mm (inciso b) a partir de en donde se empieza a medir la onda de espín en la muestra, ambos casos para P_{opt} de 0 mW a 360 mW, que corresponden a una temperatura en la guía magnonica de ≈ 298 K (temperatura ambiente) a ≈ 410 K¹⁵ en la región caliente de la muestra. Cada punto en los niveles de energía se calcula con la integral de $|m_{s,u}(t)|^2$ sobre el tiempo de duración del pulso. Con las mismas condiciones que el *inciso b* de la Figura 16, en la Figura 17 se muestra el perfil temporal del pulso (medido por el voltaje instantáneo) en

¹⁵ Recordemos que en la sección 3.3 se dedujo que a ≈ 380 K es en donde se obtiene la mayor amplificación de la onda de espín.

diferentes posiciones de la coordenada Y de la película de YIG.

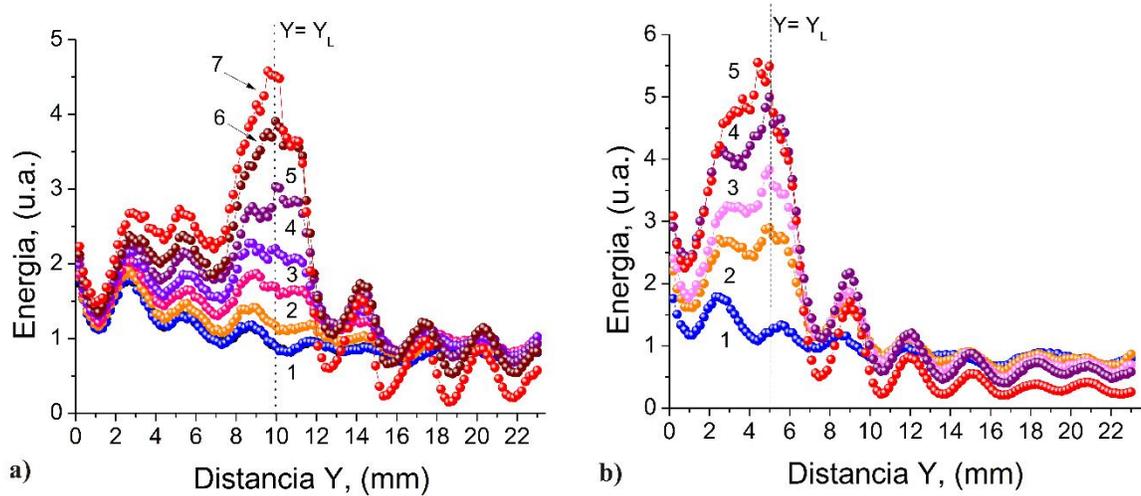


Figura 16: Perfiles de atenuación del paquete de ondas de espín. Los niveles de energía muestran los casos para una temperatura en el *spot* - láser con distancia: a) $Y_L = 10$ mm, 1) 298, 2) 305, 3) 323, 4) 341, 5) 363, 6) 380, 7) 401 K ; b) para $Y_L = 5$ mm, 1) 298, 2) 341, 3) 368, 4) 390 y 5) 410 K.

De la evolución temporal del paquete de onda de espín a lo largo de la muestra bajo diferentes P_{opt} (Figura 17) y el compartimiento de los niveles de energía (Figura 16), dos características de la propagación de las *MSSW* son revelados. La primera característica está relacionada con los fenómenos descritos en la sección 3.3, en donde, se observa que el paquete de onda en la muestra calentada sufre un retardo no uniforme inducido por el calentamiento (comparado con la muestra a temperatura ambiente) y, el retardo está correlacionado con la posición del *spot* - láser. También, se observa el incremento de la energía en la región caliente de la película de YIG, pero a diferencia de la sección 3.3, para esta película se muestra una mayor ganancia en la detección del campo del pulso. En la Figura 16 inciso a), la mayor ganancia es de $G \approx 4.5$ y para el inciso b) la ganancia es de $G \approx 5.5$. La segunda característica es la oscilación de la amplitud en los perfiles de energía.

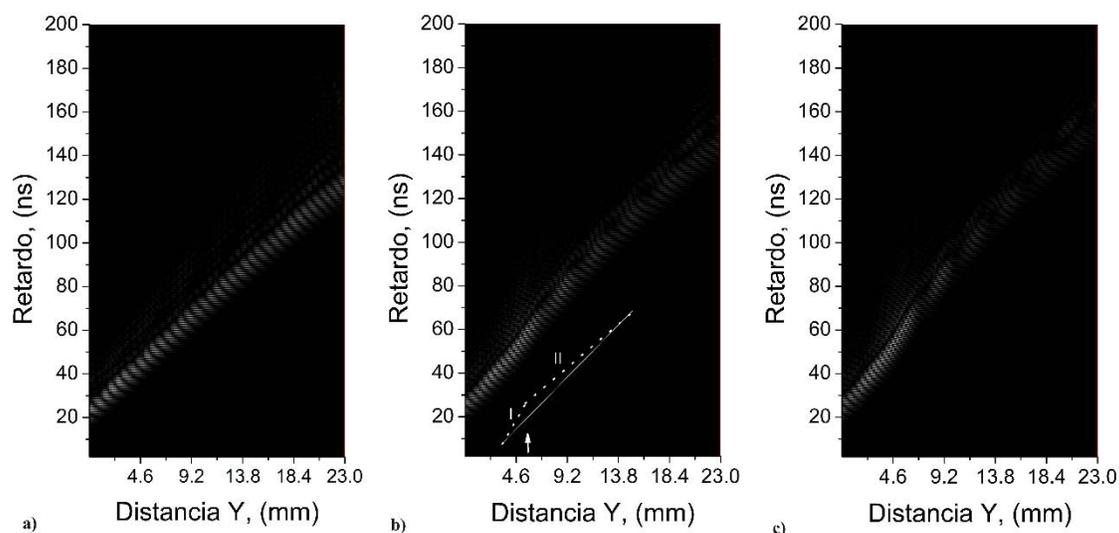


Figura 17: Evolución temporal de la onda de espín (la amplitud de la onda se denota en blanco) contra la distancia desde la antena y a campo de saturación de $H_0 = 70$ Oe: a) la muestra a temperatura ambiente; b) la muestra calentada con el haz láser a $Y_L = 5$ mm con $P_{opt} = 180$ mW (aquí, I y II son regiones en donde disminuye su velocidad y acelera respectivamente); c) $P_{opt} = 320$ mW.

Para explicar la primer característica, esto es, mayor ganancia, la contribución en el incremento de los niveles de energía en la zona caliente puede estudiarse en términos del cambio de la magnetización de la muestra. Para la película de YIG a temperatura ambiente tiene una magnetización de $M_s = 140$ G y, cuando la película esta a una temperatura de 410 K, su magnetización decrementa. Utilizando la teoría de distribución de campo producido por las ondas de espín explicado en la sección 2.3.2 - *MSSW* [35]. El cálculo de la distribución de campo magnético teórico se muestra en la Figura 18, considerando una magnetización de $M_s = 130$ G cuando la temperatura es de 410 K en el *spot* - láser. En la Figura 18, la curva en rojo (1) y en azul (2) representan la distribución de las componentes h_y y h_x correspondientemente para $M_s = 140$ G, los guiones en rojo (3) y en azul (4) representan la distribución de las componentes h_y y h_x correspondientemente para $M_s = 130$ G.

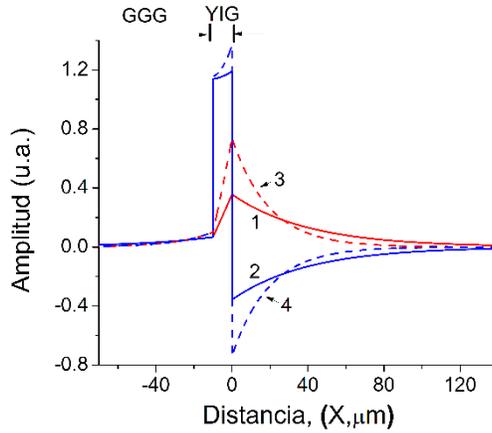


Figura 18: Confinamiento teórico de la componente de campo magnético; 1) h_y y 2) h_x considerando una temperatura ambiente; 3) y 4) a 410 K.

La teoría fue investigada experimentalmente midiendo el campo a diferentes distancias entre la superficie del YIG y la sonda magneto-inductiva en dirección X. La Figura 19 muestra los perfiles de atenuación para temperatura ambiente (curva 1) y a 410 K en la región del *spot*-láser Y_L (curva 2, 3 y 4). Para las curvas 1 y 2 la sonda está a $\approx 10 \mu\text{m}$, para la curva 3 está a $100 \mu\text{m}$ y para la curva 4 está a $200 \mu\text{m}$ de la superficie del YIG en dirección X.

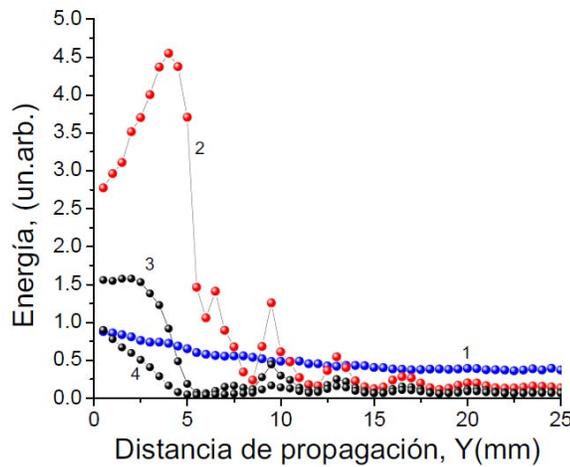


Figura 19: Perfiles de atenuación. Curvas 2, 3 y 4 a 410 K calentada localmente a $Y_L = 5 \text{ mm}$, la curva 1 está a temperatura ambiente; las curvas 1 y 2 están a $\approx 10 \mu\text{m}$, la curva 3 a $100 \mu\text{m}$ y la curva 4 está a $200 \mu\text{m}$ de la superficie del YIG en dirección X.

En la Figura 20 se muestra la distribución de campo magnético de microondas en dirección X que fue grabado en la posición del *spot* - láser (Y_L) sobre la película de YIG. La Figura 20 muestra dos caso: cuando la aona del *spot*-láser en la guía magnonica esta temperatura ambiente (Figura 20-1) y, para el caso cuando está a 410 K (Figura 20-2).

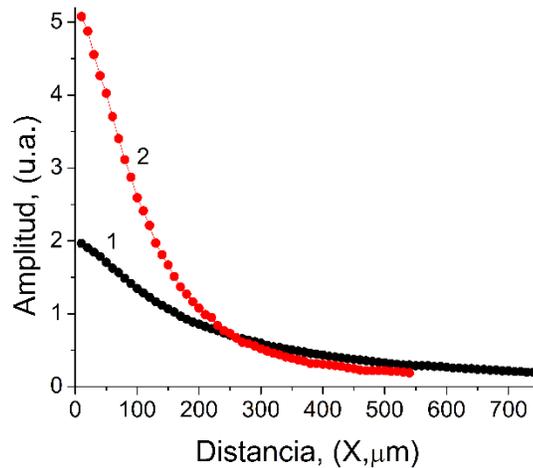


Figura 20: Confinamiento experimental en dirección X (normal a la superficie del YIG) del campo magnético a $Y_L = 13$ mm (sobre el *spot*-láser); 1) a potencia óptica de 0 mW (temperatura ambiente) ; 2) $P_{opt} = 320$ mW ($T \approx 410$ K).

Para entender la segunda característica, la oscilación de la amplitud en los perfiles de atenuación, se exploró la idea de que los campos h_z y h_x se modifican para compensar la oscilación en la componente h_y de la *MSSW*. Las Figuras 21 y 22 muestran los perfiles de atenuación para las componentes h_z , h_x y h_y para una temperatura de 298 K y 410 K.

En la Figura 21 las curvas 3 y 4 muestran las componentes h_z , en la sección 3.2 se observó que h_z tiene dos amplitudes máximas cerca de los bordes longitudinales de la muestra, por lo que, nuevamente se utilizó una sonda circular con un diámetro de 300 μm para obtener estas amplitudes. La curva 1 y 2 muestra el perfil de atenuación para h_x y h_y cuando la zona del *spot* - láser está a 410 K. La componente h_x se midió con la sonda

rectangular y colocando el área del hueco de la sonda paralelo a la superficie de la película de YIG. La componente h_y se midió con la sonda rectangular y colocando el área del hueco de la sonda perpendicular a la superficie del YIG (Figura 15).

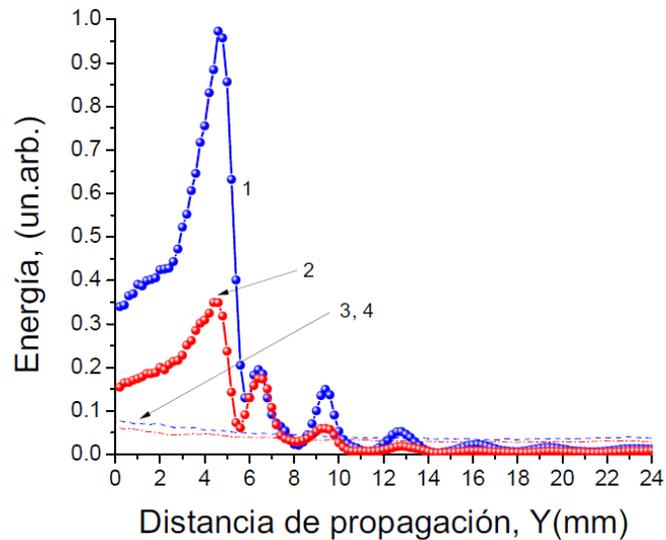


Figura 21: Perfiles de atenuación. 1) h_y y 2) h_x a 410 K en la zona del *spot* - láser. 3) y 4) son las componentes de h_z a temperatura ambiente.

En la Figura 22 se muestran los perfiles h_{z12} cuando la muestra está a una temperatura de 410 K y h_y a temperatura ambiente en la zona del *spot* - láser, ambas componentes con la sonda circular. También, se muestra la componentes h_y con la sonda selectiva (rectangular) para las temperaturas de 298 K y 410 K en la zona del *spot* - láser.

Las curvas 2, 3 y 4 en la Figura 21 muestran que los perfiles de atenuación para h_z y h_y a temperatura ambiente conservan la misma relación de amplitud que se mencionado en la sección 3.2, esto es, la amplitud h_z es la mitad de h_y , pero, en la región caliente, en h_y se incrementa la amplitud (curva 2) y es todavía más el incremento para la componente h_x (curva 1). Esto se debe a la posición de la sonda selectiva, como el hueco de la sonda es

paralelo a la superficie de la película de YIG, esta no es selectiva en la dirección X que es en la dirección que se confina el campo magnético.

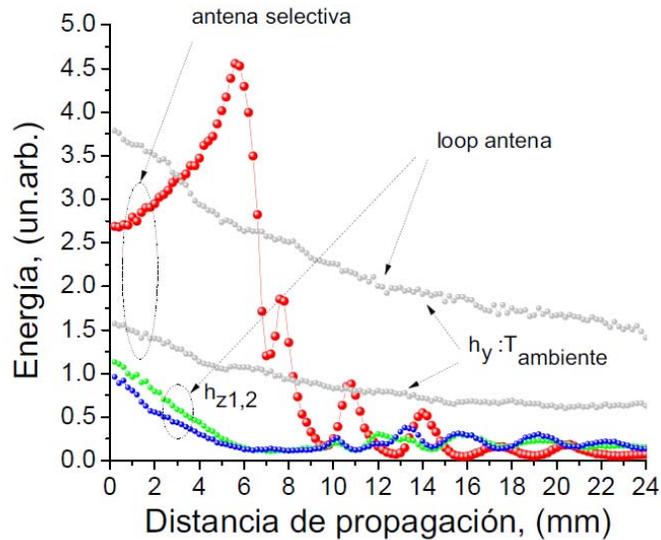


Figura 22: Perfiles de atenuación para h_y y h_z para las temperaturas de 298 y 410 K.

Para los casos con la antena selectiva y la antena circular .

En la Figura 22 se muestra como una sonda circular captura más campo que la sonda selectiva, y esto resulta en mayor amplitud en la señal detectada. Pero lo más relevante que nos muestra la figura esta en las curvas para h_{z12} y h_y (que se obtuvo con la antena selectiva), ambas a 410 K h_{z12} y h_y muestran la redistribución del campo después de la zona caliente, esto es, cuando h_{z12} es mínimo, h_y es máximo. Los resultados de las Figuras 20 y 18 revelan el confinamiento experimental y teórico del campo de microondas es producido cuando la película es calentada esto es, cuando M_s decrementa, μ_a incrementa y μ decrementa (para $MSSW$ $0 < \mu < 1$, sección 2.3.2). También, con las Figuras 21 y 22 se explica la oscilación pronunciada de los perfiles de atenuación después de que la onda de espín deja la región caliente.

3.5 Compensación de pérdidas por calentamiento cuasiuniforme.

La compensación de pérdidas de propagación de *MSSW* en una guía magnónica puede controlarse por medio de los efectos de tensión elástica inducida térmicamente.

En la Figura 23 se muestra el esquema experimental, en donde se utilizó como muestra a una película de YIG que tiene un espesor de $7.7 \mu\text{m}$. Su magnetización es de $M_s = 140 \text{ G}$ y fue crecido en un substrato de GGG por la técnica de *liquid phase epitaxy*, también tiene una orientación cristalina (111). La muestra de YIG/GGG tiene 1 mm de ancho en la dirección **Z** y 20 mm de largo en dirección **Y**. La muestra fue calentada de forma uniforme utilizando una lámpara de tungsteno.

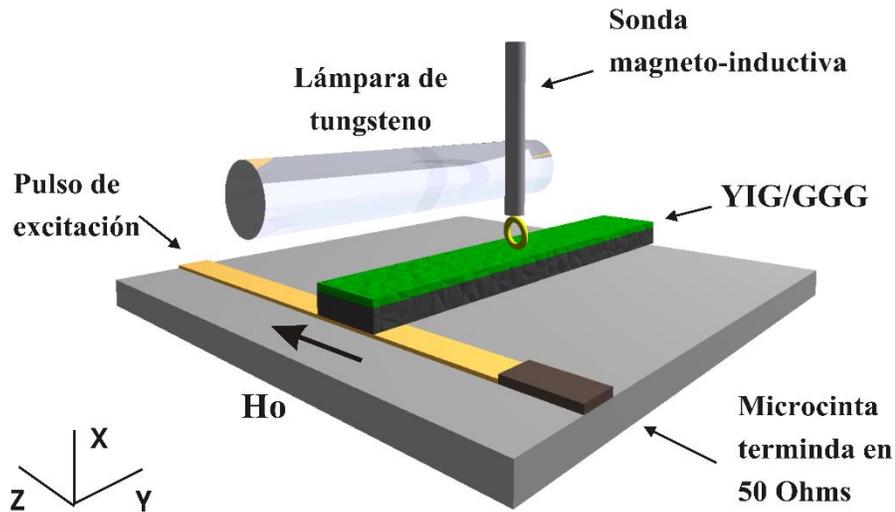


Figura 23: Esquema experimental de obtención del perfil de propagación del paquete de onda de espín.

El paquete de onda espín es excitado por un pulso de corriente de $\approx 50 \text{ mA}$ con una duración de 300 ns y periodo de repetición de $10 \mu\text{s}$. En el dominio del tiempo, el periodo más corto de la precesión de la magnetización en el paquete de onda está limitado por el flanco de subida del pulso de corriente y, en términos de número de onda (*k-space*), el más

grande número de onda (k_s) es limitado por el ancho de la antena de microcinta. La antena de microcinta tiene un ancho de 0.25 mm y esta terminada a una resistencia de 50 Ω . Para éste experimento, se utilizó un flanco de subida de 1 ns para excitar el paquete de ondas de espín a través del fenómeno conocido como *spin-ringing* [16].

El sistema de adquisición de datos mostrado en la sección 3.2 es utilizado para hacer el registro de las características de propagación de la onda de espín sobre la guía magnónica en dirección \mathbf{Y} . En el sistema de adquisición de datos se utiliza un osciloscopio y la sonda magneto inductiva como detector del campo magnético de microondas producido por las *MSSWs* en la vecindad de la película de YIG. La sonda tiene un anillo de hilo de oro con un espesor de 50 μm , el anillo tiene un diámetro de 1 mm para capturar el máximo campo de magnético de microondas que es transversal a la dirección de propagación del paquete de ondas de espín.

La Figura 24 muestra los perfiles de atenuación propagados en la guía de onda magnónica. En la figura, cada punto representa el valor promedio de la amplitud del paquete onda de espín obtenido a través de la integral en una ventana de tiempo de 200 ns. La Figura 24 muestra dos casos: Las curvas en negro muestran la atenuación del paquete de espín cuando el YIG esta a temperatura ambiente (300 K) y, las curvas en rojo muestran la atenuación cuando el YIG esta a una temperatura de 380 K. Ambos casos fueron obtenidos para campos de saturación de saturación H_0 de 30, 40, 50, 60 y 70 Oe.

En la Figura 24 uno puede ver que para todos los campos de saturación H_0 a temperatura ambiente, los niveles de los perfiles de atenuación son menores que para una temperatura de 380 K y la atenuación de la onda de espín es más pronunciada para los casos $H_0 \leq 50$ Oe. Bajo este comportamiento, suponemos que el calentamiento induce una disminución en la magnetización y también induce efectos magneto-elásticas.

Esta idea fue explorada calculando el valor de la constante de atenuación (α) de la propagación de la onda de espín con la contribución de los efectos térmicos y elásticos [9]. Con los valores experimentales de la Figura 24 se tomaron los casos térmicos a temperatura ambiente y a 380 K. Para los efectos magneto-elásticos se aplico una fuerza de ≈ 0.5 GPa en la superficie de la muestra y ejercer una tensión puramente mecánica. El coeficiente de atenuación para cada perfil es mostrado en la Figura 25, los puntos romboides en color

naranja son los coeficientes de atenuación para 380 K (α_1), los puntos cuadrados de color azul son los coeficientes de atenuación a temperatura ambiente (α_2) y los puntos de círculos negros muestran el coeficiente de atenuación cuando se induce mecánicamente tensión elástica en la muestra (α_3).

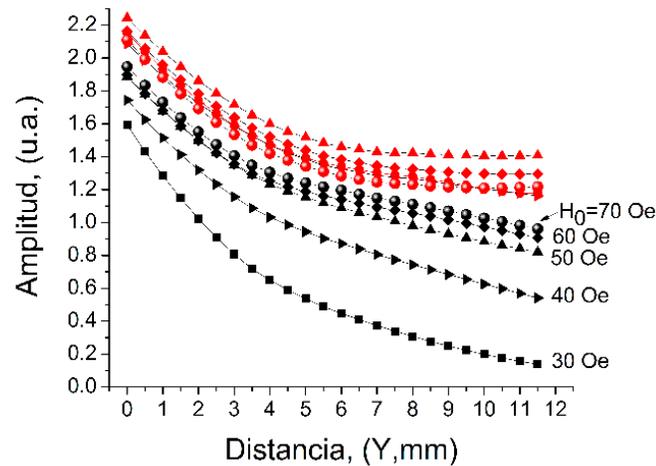


Figura 24: Perfiles de atenuación del paquete de ondas de espín que se propaga en la película de YIG, los niveles en negro muestran la atenuación a temperatura ambiente (≈ 300 K); las curvas en rojo muestran la atenuación a una temperatura del YIG de 380 K.

Ambos casos fueron obtenidos para H_0 de 30, 40, 50, 60 y 70 Oe.

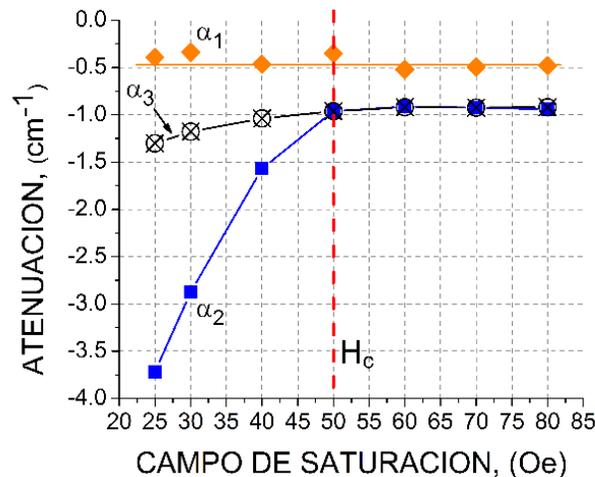


Figura 25: Cálculo de los valores de la constante de atenuación a temperatura de 380 K (α_1), a temperatura ambiente (α_2) y para tensión mecánica (α_3) con diferentes campos de saturación H_0 .

En la Figura 25 podemos ver la contribución magneto-elástica para campos de polarización $H_0 \leq 50$ Oe. Para dar una mejor estimación de cuanto es la contribución en la compensación de las pérdidas y analizar los efectos termo-magnético (TM) y magneto-elástico (ME) en la propagación de la onda espín, se realizaron dos experimentos independientes, pero con una configuración semejante,. Los experimentos fueron realizados utilizando una película de YIG dopada de Galio (Ga) crecida en un sustrato de GGG por la técnica *liquid phase epitaxy* (LPE) con una orientación (111). El espesor del Ga:YIG es de $t_{YIG} = 7.7 \mu\text{m}$ y tiene una magnetización de saturación de $M_s = 77$ G. El espesor del GGG es de $t_{GGG} = 400 \mu\text{m}$. La muestra de Ga:YIG/GGG tiene de ancho $w = 1$ mm en la dirección Z y de largo $L = 10$ mm en dirección Y . Los esquemas experimentales son mostrados en las Figuras 26 y 28 para el efecto termo-magnético y magneto-elástico correspondientemente. Ambos experimentos tienen en común a la electrónica.

La señal de la onda de espín fue medida por un osciloscopio y, las *MSSWs* fueron excitadas por un pulso de corriente en un extremo de la guía magnónica. La corriente del pulso es de aproximadamente 50 mA, y fluye por una antena de microcinta de 0.5 mm de ancho que termina en una resistencia de 50Ω . La duración del pulso es de 3 ns y su periodo de repetición es de 0.35 - 10 μs . Éste método provee una excitación muy corta de paquetes de ondas de espín con una duración de $\tau = 10 - 20$ ns [38, 16, 17]. El más grande número de onda (k_s) permitido está limitado por el ancho de la microcinta ($k_s \approx \pi/s$).

El flanco de subida pulso de excitación limita la precesión de la magnetización en el paquete de onda de espín [38]. Para éste experimento el flanco de subida fue de 1 ns, la banda en frecuencia en las *MSSWs* puede ser sintonizado de 0.6 a 1.2 GHz con un apropiado campo de saturación H_0 . El ancho de banda del pulso de onda de espín fue de aproximadamente 0.1 GHz y su frecuencia (ω) es determinada por H_0 y M_s .

En el experimento sobre el efecto termo-magnético, la característica de propagación de la *MSSW* fue estudiada con la configuración de línea de retardo, Figura 26. La película de YIG fue calentada con luz verde de un diodo láser (DL) con control de potencia (P_{opt}) y mucha de la potencia de la luz verde fue absorbida por la película de YIG. Con el calentador óptico se controló la temperatura en el YIG de 290 K a 320 K por la variación de la P_{opt}

desde 20 a 160 mW. El diámetro del *spot* - láser fue de ≈ 5 mm. La superficie inferior de la muestra estuvo en contacto térmico con un porta muestra a través de pasta conductora.

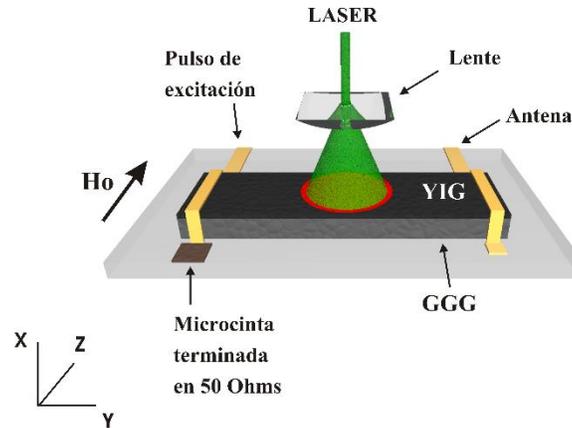


Figura 26: Esquema experimental de retardo de línea con calentamiento óptico.

La Figura 27 muestra los valores de energía del paquete de onda de espín obtenidos al variar el calentamiento de la muestra de temperatura ambiente (T_{ta}) a 317 K, $E_s(T, H_0)$. Éste rango fue proveído por una potencia óptica del láser de 20 a 150 mW. En la Figura 27, el valor de $E_s(T, H_0)$ fue calculado como una integral de $|m_{s,w}(t)|^2$ sobre el tiempo de duración del pulso. Cada rango de temperatura fue obtenido para campos de saturación H_0 de 30, 40, 50, 60, 70, 80 y 90 Oe.

En el experimento para el efecto magneto-elástico, las características de propagación de las *MSSWs* fueron estudiadas con una configuración de línea de retardo mostrado en la Figura 28 a y b. En donde la fuerza por la carga F (en la geometría de *Flexión en Tres Puntos*) fue inducida por un sistema de presión mecánico controlado por un motor a pasos, en donde la fuerza fue calibrada cuidadosamente. La Figura 28a muestra la flexión para una compresión mecánica (ΔL) de la película de YIG en la dirección **Y**. En contraste, la Figura 28b muestra la flexión para una extensión mecánica de la película de YIG.

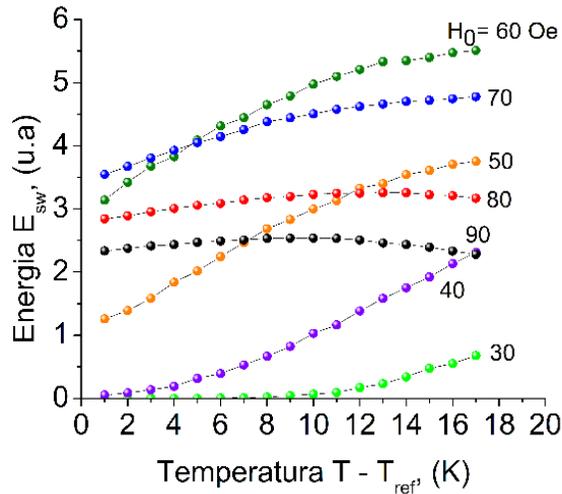


Figura 27: Niveles de energía del paquete de onda de espín para diferentes campos de saturación H_0

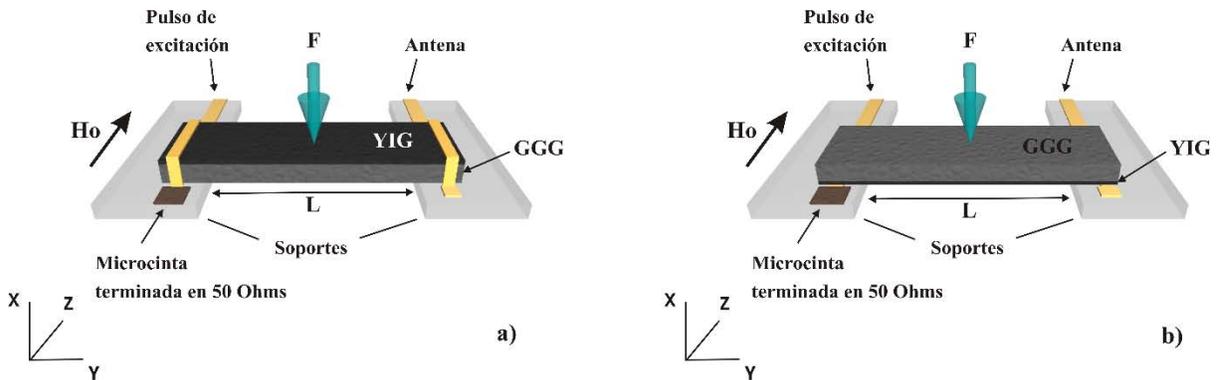


Figura 28: Esquema experimental de retardo de línea con tensión de tres puntos. a) para una compresión mecánica de la película de YIG y, b) para una extensión mecánica de la película de YIG

La Figura 29 a y b, muestran los resultados sobre la energía ($E_s(F, H_0)$) obtenida para las geometrías de flexión de tres puntos de la Figura 28 a y b, respectivamente. El valor de $E_s(F, H_0)$ fue calculado como una integral de $|m_{s_n}(t)|^2$ sobre el tiempo de duración del pulso. En la Figura 29 a y b, la fuerza fue variada de 0.001 a 0.7 N, con pequeños pasos de 0.001 N, para los valores de campo de saturación H_0 de 40, 50, 60, 70, 80, 90 y 100 Oe.

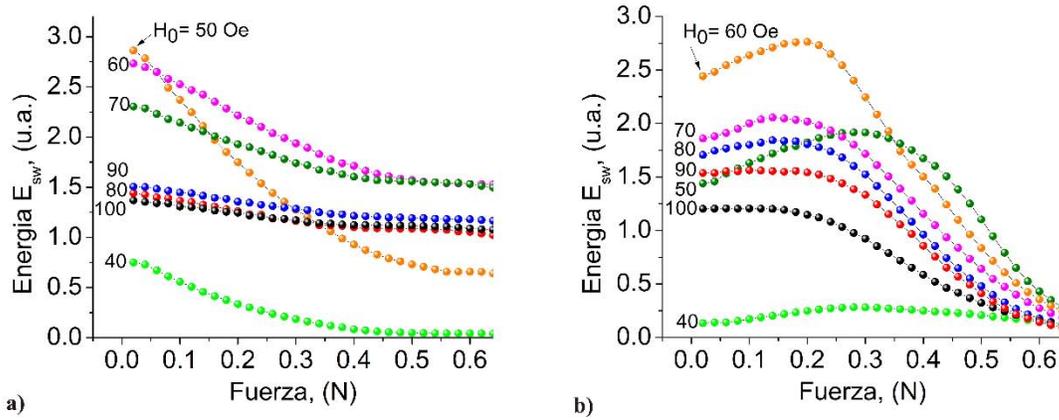


Figura 29: Niveles de energía del paquete de onda de espín para los campos de saturación H_0 . a) compresión mecánica del YIG; b) extensión mecánica del YIG.

Bajo las mismas condiciones, las Figuras 30, 31 y 32 muestran el desplazamiento de la fase del pulso del campo magnético evanescente variable (ac) asociado con el pulso de la onda de espín, obtenido para los experimentos de efecto termo-magnético y magneto-elástico, Figura 26 y Figura 28a y b respectivamente.

El desplazamiento del paquete de onda de espín inducido térmicamente es mostrado en la Figura 30, en donde la amplitud de la onda se denota en blanco, muestra un retardo del paquete de onda de espín. El valor promedio del incremento de temperatura que lleva a un desfaseamiento $\Delta\varphi=\pi$ fue evaluado a ser de $\Delta t_\pi \approx 1.5K$

La Figura 31 muestra un retardo de fase del paquete de onda de espín por la compresión mecánica en la película de YIG, El retardo de onda, es una pendiente $\varphi(F)$ positiva y el valor promedio de la fuerza que provee un desplazamiento de fase de $\varphi(F)=\pi$ radianes es $\Delta F = 0.18$ N. Notemos que en esta configuración la *MSSW* se propaga en la superficie libre del YIG.

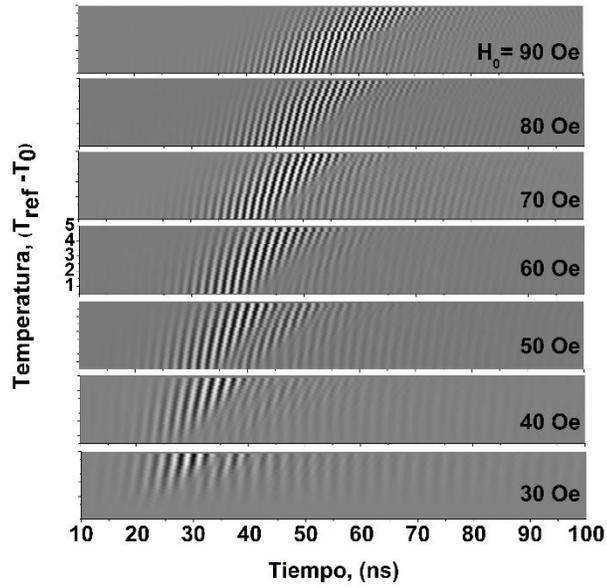


Figura 30: Evolución temporal de la onda de espín contra temperatura para diferentes campos de saturación H_0 .

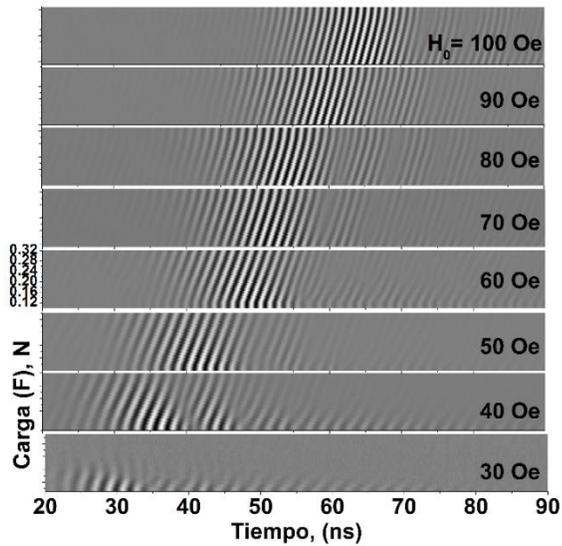


Figura 31: Evolución temporal de la onda de espín (la amplitud de la onda se denota en blanco) para diferentes campos de saturación H_0 cuando el YIG sufre una tensión de compresión (ver Fig. 28 a).

De la geometría b de la Figura 28 que corresponde a una flexión para una extensión de la película de YIG, la configuración permite un incremento en la velocidad de fase, la Figura 32 muestra que un incremento de la velocidad lleva a una pendiente negativa de $\varphi(F)$, en donde $\varphi(F) = \pi$ es alcanzado a $\Delta F = 0.15$ N. En esta geometría la *MSSW* viaja por la interface del YIG/GGG.

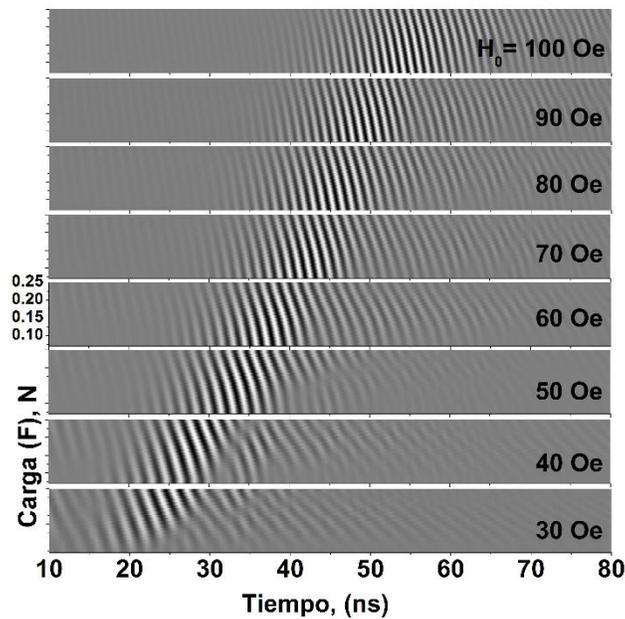


Figura 32: Evolución temporal de la onda de espín (la amplitud de la onda se denota en blanco) para diferentes campos de saturación H_0 cuando el YIG sufre una tensión de expansión (ver Fig. 28 b).

En la Figura 33 se muestra la evolución de los valores para ambos ΔT_π y ΔF_π que corresponden a desplazamiento de fase de π radianes, conforme H_0 incrementa.

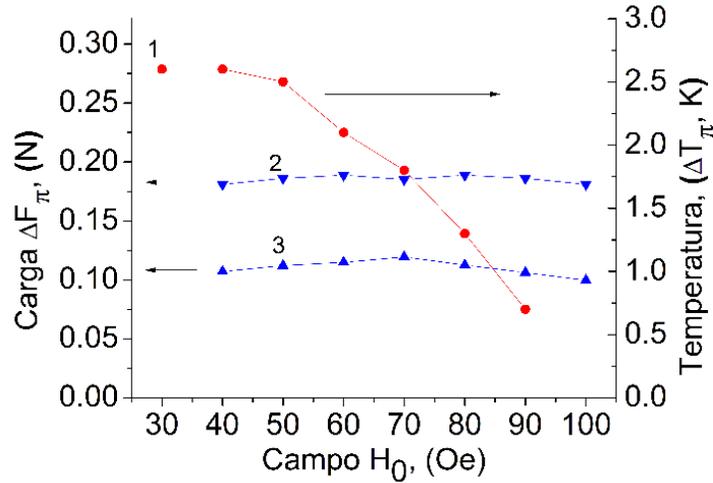


Figura 33: Comparación experimental para obtener un desfase de la onda de 180 grados (π); 1) cuando se induce un calentamiento en el YIG; 2) cuando se ejerce una compresión y 3) cuando se ejerce una expansión en la película YIG mediante una fuerza de tensión mecánica.

Un cálculo teórico de la energía potencial mecánica de la muestra en flexión E_{mech} , el campo magnético efectivo δH_{me} inducido por el efecto magneto-elástico, así como la energía del calentamiento de la muestra ΔE_{th} , se puede realizar utilizando las siguientes expresiones analíticas:

$$E_{mech}(consumida) = F\delta L, \quad (121)$$

$$\delta H_{me}(inducida) = \lambda_{eff}\sigma_Y/M_s, \quad (122)$$

$$\Delta E_{th}(consumida) = C_v\rho V\Delta T, \quad (123)$$

En donde λ_{eff} es el coeficiente magneto-elástico y, σ_Y es la tensión normal (perpendicular a el plano \mathbf{XY}). Aquí, $\lambda_{eff} = -(3/2)\lambda_{100} - \lambda(111)$ ($\sigma_Y \parallel [1\bar{1}0]$), $\lambda_{100} = -1.44 \times 10^{-6}$, $\lambda_{111} = -3.04 \times 10^{-6}$ [16], C_v es el calor específico, ρ es la densidad del

material, $V = L \times w \times t_{YIG+GGG}$ es el volumen de la muestra, $\Delta T = T_{room} - T$ es el incremento de temperatura.

Cuando la muestra se calienta, existen dos casos que se pueden considerar: (I) cuando la base de la muestra esta sin sujetar (como en nuestro experimento). Aquí, $\Delta\varphi_{th}$ básicamente es causado por un decremento de la magnetización de saturación δM_s , llevando a un desplazamiento a frecuencias menores de la onda de espín y disminuyendo la forma de la curva de dispersión para las *MSSW*. (II) una superficie sujeta, la expansión inducida térmicamente en la película de YIG (básicamente en dirección **Y**), induce tension térmica σ_{Yth} y, el $\Delta\varphi_{th}$ es causado por δM_s y σ_{Yth} .

Con el objetivo de calcular los valores δL , σ_Y , σ_{Yth} y la termodinámica del calentamiento se utilizó el simulador COMSOL. Las simulaciones fueron utilizadas para evaluar los resultados experimentales de la muestra de Ga:YIG/GGG y pueden ser utilizadas para extrapolar el análisis a escalas de micro/nano dimensiones y ser comparadas con películas de Permaloy (Py).

Las estimaciones teóricas del desplazamiento en fase de las *MSSW* $\varphi_m(\delta H_m)$ y $\varphi_{th}(\delta M_s, \sigma_{Yth})$ involucra el análisis de la curva de dispersión para las *MSSWs* [3].

$$k = \frac{1}{2t_{YIG}} \frac{(\mu - 1)^2 - \mu_a^2}{(\mu + 1)^2 - \mu_a^2}, \quad (124)$$

en donde en donde k es el número de onda, $\mu = (\omega^2 - \omega_1^2)/(\omega^2 - \omega_H^2)$, $\mu_a = \omega\omega_M/(\omega^2 - \omega_H^2)$, $\omega_1^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_M)$, $\omega_M = 2\pi\gamma(M_s - \delta M_s)$ y $\omega_H = \gamma(H_0 + \delta H_{me})$. La demagnetización δM_s puede ser estimada por

$$\delta M_s(T) \approx M_s(T_{ta}) - M_s(T) \equiv M_s(T_{ta}) - M_s(0) [1 - \eta_1 T^{-3/2} - \eta_2 T^{5/2}], \quad (125)$$

en donde las constantes $\eta_1 = 8.2 \times 10^{-6}$, $\eta_2 = 1 \times 10^{-7}$ para YIG y $\eta_1 = 5.5 \times 10^{-6}$, $\eta_2 = 3 \times 10^{-7}$ para Py [33, 28]. Otra forma de determinar δM_s para el Ga:YIG es utilizar los

datos experimentales: $\delta M_s = \alpha \Delta T$, $\alpha = 0.28$ (G/K) [2].

Entonces, el desplazamiento en fase para la tensión mecánica puede ser expresado como

$$\Delta \varphi_{me} = L \Delta k_{me}(\omega, \delta H) = L \{ k_s(\omega, \Theta) k_s(\omega, \delta H) \} \quad (126)$$

y para la demagnetización térmica incluyendo la tensión inducida térmicamente tenemos que:

$$\Delta \varphi_{th} = L \Delta k_{th}(\omega, \omega_M(\Delta T), \omega_H(\sigma_{yth})),$$

y

$$\Delta \varphi_{th} = L \{ k_s(\omega, \omega_M(0), \omega_H(0)) - k_s(\omega, \omega_M(\delta M), \omega_H(\sigma_{yth})) \}. \quad (127)$$

Para el problema termo-elástico, utilizamos el programa de elementos finitos COMSOL que resuelve el sistema de ecuaciones:

$$C_p \rho \frac{\partial}{\partial t} T - \nabla(k_c \nabla T) = Q, \quad (128)$$

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} u - \nabla(c \nabla u) = \alpha_e \nabla T, \quad (129)$$

que incluyen las relaciones entre los tensores de tensión σ y de deformación ε (el cual son matrices de 3×3); $\sigma = c[\varepsilon - \alpha(T - T_{ref})]$, $\varepsilon_{i k} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right)$; en donde C es el tensor de elasticidad (una matriz de 6×6), proporcional al módulo de Young (E). En las ecuaciones (128) y (129) se utiliza una conductividad escalar k_c y una expansión térmica α_e ; Q es la densidad de potencia de una fuente de calor (W/m^3). Para la película de YIG: $\alpha_e = 9.9 \times 10^{-6} K^{-1}$ [2], $C_p = 390 J/(kgK)$, $k_c = 8 W/mK$, $\rho = 5150 kg/m^3$ y, $E = 190$ GPa [23]. Para GGG: $C_p = 381 J/(kgK)$, $k_c = 8 W/mK$ [5], $\alpha_e = 8.7 \times 10^{-6} K^{-1}$, $\rho = 7096 kg/m^3$, $E = 220$ GPa [21]. Para Py: $k_c = 46 \times 10^{-6} K^{-1}$, $C_p = 420 J/(kgK)$;

$\rho = 7506 \text{ kg/m}^3$ y $E=200 \text{ GPa}$ [11]. Para las condiciones en la frontera fueron considerados los dos casos, cuando la superficie es libre y cuando esta fija. La superficie tiene una temperatura fija de referencia $T_{ref} = 290 \text{ K}$.

El problema de tensión mecánica es simulado con la ecuación (129) en donde $\alpha_e \nabla T$ fue reemplazado por la fuerza F de la carga. Los valores de la fuerza aplicada fueron los de los experimentos. Las condiciones en la frontera que se consideraron para éste caso fue con los bordes opuestos de la muestra fijos para realizar la geometría de flexión de tres puntos.

La simulaciones fueron basadas sobre el siguiente procedimiento. En el caso térmico, primero se tomó en cuenta las dimensiones de la muestra experimental considerando $V_0 = L \times w \times t_{YIG/GGG}$, después se determina el valor de Q de una fuente térmica que provee un Δt usado en los experimentos y con esta condición se calcula δM_s , el tiempo característico del proceso de calentamiento (τ), δL y σ_{th} . En el caso de tensión mecánica, sólo se ajusta un valor experimental de la fuerza F para calcular δF y σ_y . Entonces, si queremos extrapolar los resultados a dimensiones micro y nano-métricas sólo se escalan las dimensiones $L:10^n$, $w:10^n$ y $t:10^n$, con $n = 0 \dots N$ y obtener los volúmenes V_n . Hay que tener en cuenta que, el número de onda de las $MSSW_s$ también sufre un efecto de escalamiento porque tiene un limite causado por las dimensiones de la guía magnónica, esto es, un espectro de k_n de la $MSSW$ es desplazada a valores grandes conforme V_n es menor. Debido a esto, para todos los valores de V_n es fácil mantener la condición necesaria e importante que consiste en la relación constante $L_n/\lambda_{MSSW}(V_n) \approx 30$, éste valor fue obtenido para la muestra experimental a V_0 . Con esta condición, el análisis de la ecuación (124) combinada con la ecuación (122) y las ecuaciones (125), (126) y (127) muestran que para cada V_n los valores σ_y y ΔT , tienen que ser iguales para proporcionar desplazamientos de fase iguales. Por lo tanto, el problema a resolver para cada V_n es encontrar los valores correspondientes de F_n y Q_n , siempre que, se obtenga un desfaseamiento de π radianes.

La Figura 34 muestra los resultados de la simulación de COMSOL para la termodinámica.

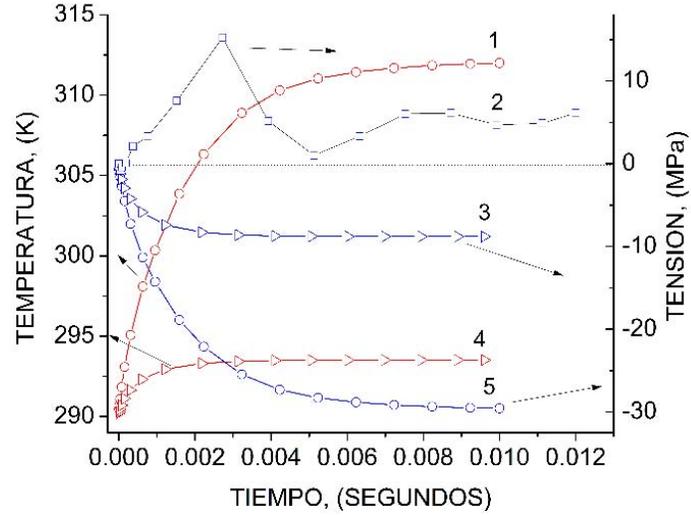


Figura 34: Cálculo de la dinámica de la temperatura y de la tensión inducida térmicamente σ_{Yth} , para YIG (1, 5) y para Py (3,4); las muestras están sujetadas y tienen dimensiones de $1 \times 0.1 \times 0.04 \text{ mm}^3$. La curva 2 muestra la oscilación de una muestra de YIG cuando no está fija (libre).

En la Tabla 1 se resumen los resultados para los diferentes V_n con la condición (I), cuando la superficie de la muestra no es fija (libre). El valor experimental de la energía térmica en la Tabla 1, la ΔE_{th} que se inserta dentro de la muestra para alcanzar el estado estacionario (o que la fase de las MSSW se traslapen), fue estimada por $\Delta E_{th} = Q_n \times \tau \times V_n$. Los parámetros presentados aquí para la película de Ga:YIG corresponden a la condición cuando la fuente Q_n induce un $\Delta T = T - T_{ref} \approx 1K$. La ecuación (127) predice que el desplazamiento de fase a éste incremento de temperatura es $\Delta \varphi_{th}(\delta M_s) = 3.6 \text{ rad.}$ a $H_0 = 80 \text{ Oe}$. El parámetro σ_{Yth} en la ecuación 127 para la muestra libre sufre una transición de oscilación (ver en la Figura 34 curva 2) y en el regimen estacionario $\sigma_{Yth}(t)$ se aproxima a 0.6 MPa (en una muestra uniforme es cero). Este término induce $\Delta \varphi_{me}(\sigma_{Yth}) = -0.65 \text{ rad.}$ Por lo tanto, el desplazamiento total de la fase es $\Delta \varphi = \Delta \varphi_{th}(\delta M_s) + \Delta \varphi_{me}(\sigma_{Yth}) = 3.6 - 0.65 \approx 2.95 \text{ radianes}$, que se adecúa bien con los valores experimentales en la Figura 33.

V_n (y L_n)		$Q_n V_n (W)$	$\tau(s)$,	$\Delta E_t (J)$,
$V_0(100\mu m)$	YIG	2.5×10^{-1}	0.1	2.1×10^{-2}
	Py		0.025	4.5×10^{-2}
$V_1(100\mu m)$	YIG	2.2×10^{-2}	2.0×10^{-3}	2.8×10^{-5}
	Py		5.0×10^{-4}	8.3×10^{-5}
$V_2(100\mu m)$	YIG	2.2×10^{-3}	2.5×10^{-5}	5.7×10^{-8}
	Py		5.1×10^{-6}	8.3×10^{-8}
$V_3(100\mu m)$	YIG	2.2×10^{-4}	2.9×10^{-7}	6.8×10^{-11}
	Py		5.0×10^{-8}	8.1×10^{-11}
$V_4(100\mu m)$	YIG	2.2×10^{-5}	2.5×10^{-9}	5.6×10^{-14}
	Py		5.0×10^{-10}	8.3×10^{-14}

Tabla 1: Resultados de la simulación de COMSOL sobre el control de la energía ΔE_{th} que induce un desplazamiento de fase π rad. con un tiempo de respuesta τ a través de el efecto de demagnetización.

La Tabla 1 también muestra, para la comparación, los datos para Py. El volumen V_n para las muestras de Py fueron consideradas como rectángulos uniformes. En el caso de Py, fueron aplicados los valores de Q_n obtenidos para YIG y para todos los V_n la solución de COMSOL revela que el incremento en temperatura es $\Delta T = 0.4$ K. El desplazamiento de fase teórico (ecuación 127) en Py para éste ΔT es del orden de $\Delta\phi = 1$ rad. Aparentemente, el Permalloy requiere mas energía de control térmica para alcanzar $\Delta T = 1$ K porque de la relación $\Delta E_{T(KPy)}/\Delta E_{T(KYIG)} = C_{vPy}\rho_{Py}/C_{vYIG}\rho_{YIG} \approx 1.7$. Debemos notar que para los casos V_{0-2} para permalloy en la Tabla 1, no son valores prácticos y sólo son presentados como una tendencia. Los datos sobre la tensión también son omitidos porque los efectos magneto-elásticos en Py son muy pequeños.

En el caso II (cuando la muestra es sujeta), todos los parámetros en la Tabla 1 permanecieron iguales, sin embargo, en el caso del tensión inducida térmicamente para Ga:YIG es relativamente grande y negativo: $\sigma_{YIG} = -2.5$ MPa. El desplazamiento de fase

$\Delta\varphi_m(\sigma_{Y,d})_h$ estimado a $H_0 = 80$ Oe es 3.8 radianes ($\delta H_{me} \approx -0.68$ Oe, a $\Delta T = 1$ K), y el desplazamiento total de fase es $\Delta\varphi = \Delta\varphi_{ih}(\delta M_s) + \Delta\varphi_{me}(\sigma_{Y,h}) = 3.6 + 3.8 \approx 7.4$ radianes.

Los datos de la simulación sobre la tensión inducida mecánicamente con la configuración experimental de compresión para el YIG/GGG (Figura 28 a) es presentada en la Tabla 2. En ella, para V_0 (las dimensiones de nuestra muestra experimental) se aplico una carga $F_0 = 0.18$ N, que debe inducir $\Delta\varphi_{me} = \pi$ como en el experimento. De las simulaciones se obtuvo que $\sigma_Y \approx -2.5 \times 10^6$ Pa (-2.5×10^7 dyne/cm²).

V_n	$F_n(N)$	$\delta L_n, (nm)$	$\sigma_Y, (MPa)$	$E_{me}, (J)$
V_0	$F_0 = 0.18$	7270	-2.5	1.3×10^{-6}
V_1	$F_0 \times 10^{-2}$	977	-2.43	1.7×10^{-9}
V_2	$F_0 \times 10^4$	171	-2.42	3.0×10^{12}
V_3	$F_0 \times 10^6$	25	-2.42	4.5×10^{15}
V_4	$F_0 \times 10^8$	4	-2.52	7.2×10^{18}

Tabla 2: Resultados de la simulación de COMSOL sobre la energía magneto-elástica ΔE_{me} que permite un desplazamiento de fase de π en la muestra de Ga:YIG/GGG

Con la ecuación analítica (122) y la σ_Y se obtiene un valor razonable de $\delta H_{me} \approx -0.68$ Oe, y las ecuaciones (124) y (126) muestran que $\Delta\varphi_{me} \approx 3.5$ rad, es decir, es muy cercano con los valores experimentales. Todas las fuerzas (F_n) calculadas y los desplazamientos δL_n mostrados en la Tabla 2, fueron encontrados para $\sigma_Y \approx -2.5$ MPa, y proporcionan el retardo de fase *magneto-elástico* $\Delta\varphi_{me} \approx \pi$. Cabe mencionar que una tendencia similar fue obtenida para la geometría de expansión, pero, en ese caso σ_Y y δH_{me} tiene un signo positivo.

Como se ha visto en los datos presentados, la fuerza mecánica de control para $\Delta\varphi = \pi$ requiere 10^4 menos energía comparado al control térmico. Las energías E_{me}

dados en la Tabla 2, fueron calculados por la ecuación (121) que se deriva de la física mecánica y concuerdan con los valores de la energía eléctrica $E_e = CU^2$, éste parámetro es comúnmente usados para la estimación de la energía en los piezoactuadores en dispositivos magneto-elásticos (ME), también es importante mencionar que otro parámetro importante en los piezoactuadores es el *blocking force*¹⁶(F_B), la máxima fuerza que provee un actuador. Valores típicos de F_B para piezoactuadores MEMS¹⁷ usados en AFM¹⁸ con cantilever de 200 μm de largo es de 1 a 10 μN [20]. The F_B es proporcional a ~~(cross-sectional length)~~ $\times \text{Voltage}$ y para un actuador de 1 μm de longitud puede ser tan pequeño como 1 nN porque el voltaje disminuye. Como vemos en la Tabla 2, los valores están en el limite de las fuerzas F_n requeridas para un desplazamiento de π . Por lo tanto, suponemos que la geometría de flexion de tres puntos tiene ventaja contra la geometría de empujar-jalar. También realizamos los experimentos de empujar-jalar para expansión y compresión de la muestra. La fuerza obtenida que induce $\Delta\varphi \approx \pi$, en éste caso fue de 0.6 N para la muestra.

Por otra parte, La Tabla 1 muestra que las frecuencias de operación de los efectos térmicos inducidos para nano-volúmenes, $V_4 = 1\mu\text{m} \times 100\text{nm} \times 40\text{nm}$, pueden ser del orden de 0.5 a 2 GHz. También, la energía de control térmica en este caso, $\Delta E_{th} \approx 5 - 8\text{fJ}$, puede ser menor que los reportados en las memorias STT-MTJ¹⁹. En el caso cuando la muestra es sujeta en una superficie, la energía ΔE_{th} puede ser reducida dos veces, debido a la completa activación del efecto térmico magneto-elástico. En la Figura 35, se comparan los valores de la ΔE_{th} , y el tiempo característico τ del proceso de calentamiento obtenido por los números experimentales, con los valores teóricos dados por la ecuación 123. τ se calcula de la bien conocida solución analítica para la dinámica de calentamiento, desarrollada para una barra infinita:

¹⁶ Esta fuerza se consigue cuando el desplazamiento del actuador está completamente bloqueada, es decir, funciona en contra de una carga con una rigidez infinitamente alta.

¹⁷ Sistemas microelectromecánicos.

¹⁸ Microscopios de Fuerza Atómica.

¹⁹ Spin-transfer torque magnetic tunnel junction.

$$\Delta T(\text{espesor}, \text{tiempo}) = \Delta T_0 \left[1 - \operatorname{erfc} \left(\frac{\text{espesor}}{\sqrt{\text{tiempo} \times k_c / \rho C_v}} \right) \right]. \quad (130)$$

Una aceptable correspondencia entre los datos numéricos y analíticos en la Figura 35, permite concluir que las ecuaciones analíticas (123) y (130) son bastante adecuadas para una rápida estimación de las estructuras rectangulares que consideramos. También, los experimentos numéricos han demostrado que la densidad de energía para GA:YIG/GGG $Q_n \tau_n = (5.6 \pm 0.1) \times 10^6 (J/m^3)$ no varía para todos los V_n , por lo tanto, la energía térmica puede ser estimada en $\Delta E_{th} = (5.6 \pm 0.1) \times 10^6 (V_n)$.

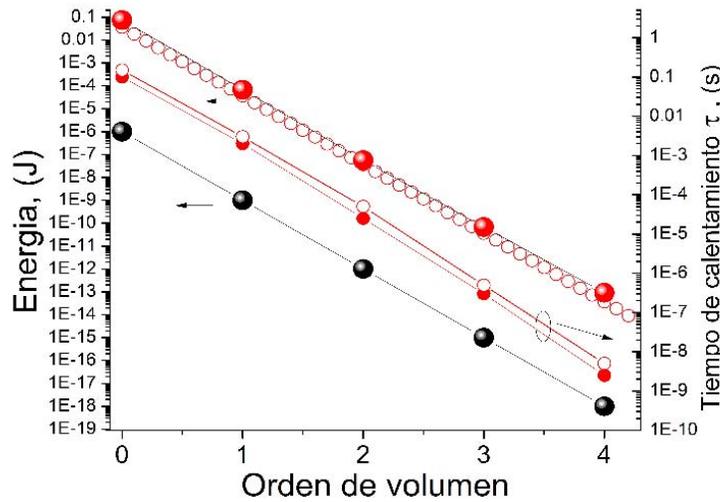


Figura 35: Energía de control y tiempo de respuesta para una ferrita como función del orden de volumen (parámetro n). Los puntos y círculos rojos muestran los valores para los efectos térmicos de forma numérica y teórica, respectivamente. Los puntos negros (la última curva inferior) muestran el caso de tensión mecánica

El uso del pulso de excitación de $MSSW$'s revela una importante peculiaridad y diferencia entre los efectos magneto-elásticos y térmicos. Es bien observado en los diagramas de fase de las Figuras 30, 31 y 32 que los efectos térmicos contrastan con los efectos ME, inducen un retardo de velocidad de grupo del pulso pronunciado ($\frac{d\omega}{dk_s}$). Éste fenómeno refleja el comportamiento de la curva de dispersión $\omega(k_s)$ de las $MSSW$, el ME induce sólo el incremento o disminución de la frecuencia $\omega(k_s)$ a través de $\pm \delta H_s$, pero la

demagnetización induce ambos, la disminución en frecuencia y el decremento en la forma de $\omega(k_s)$ a través de δM_s [19]. Por lo tanto, la demagnetización térmica permite un control efectivo del retardo de las *MSSW*, y puede ser utilizada en el procesamiento de ondas de espín.

Los resultados experimentales presentados en las Figuras 27 y 29 sobre la energía del pulso E_{sw} , indican que la energía ser modulada por los efectos termo-magnético y magneto-elásticos. Los resultados más interesantes son los mostrados en la energía de la Figura 29b y de la energía del efecto térmico de la Figura 27. Las cuales pueden ser entendidas de la siguiente forma: En la Figura 29b, la flexión de la muestra permite incrementar o decrementar la E_{sw} para las *MSSW* que se propagan a lo largo de la interfaz Ga:YIG/GGG. Suponemos que éste efecto esta asociado con el control de la atenuación de las ondas de espín causada por el desfaseamiento de la precesión del espín. Es evidente que la interfaz tiene imperfecciones debido a un cierto desacoplamiento entre las rejillas cristalinas del Ga:YIG y el GGG. Esta interfaz no es uniforme y, puede ser caracterizada por defectos magnéticos locales con diferentes campos magnéticos efectivos locales (δH_{loc}), contribuyendo ligeramente en la frecuencia de precesión del micro-volumen de la capa adyacente. Cuando todo el campo efectivo interno incrementa debido a la tensión mecánica, $H_0 + \delta H_{me}$, y llega a ser significativamente más grande que δH_{loc} , la precesión esta en fase, ya que el incremento de E_{sw} toma lugar sólo a pequeños H_0 de 30 a 60 Oe, se puede concluir que δH_{loc} son del orden de 5 Oe. Además, incrementar la tensión mecánica arriba de $\sigma_Y \approx 30$ MPa ($F = 0.6$ N), otra vez conduce a un desfaseamiento y un decremento de $E_{sw} \rightarrow 0$, ya que una fuerte tensión (flexión) no es uniforme a lo largo de la interface. Aparentemente, éste efecto es básicamente inherente a estructuras *epitaxial*. Por lo tanto, el efecto nos permite el control de las propiedades no recíprocas de las *MSSWs* y puede ser usadas para el desarrollo de atenuadores variables de ondas de espín.

En el caso del calentamiento uniforme de la muestra de Ga:YIG/GGG (Figura 27), E_{sw} crece monótonamente conforme T incrementa. Suponemos que esta asociado con la redistribución del campo magnético evanescente de la *MSSW* cerca de la superficie de YIG. Cuando M_s decrementa, μ_a incrementa y μ decrementa (para $MSSW 0 < \mu < 1$). Esto se

puede mostrar usando las soluciones de potencial magneto-estático mostrado en la sección 2.3.2. y experimentalmente en la sección 3.4 [35], a esta condición el campo evanescente se concentra sobre la superficie del YIG. La integral de la intensidad de campo a lo largo de la coordenada X muestra que la integral del campo se conserva. Por lo tanto, el fenómeno puede ser explicado a través del confinamiento del campo cerca de la superficie y, consecuentemente, el incremento del acoplamiento del campo en la entrada y la salida de las antenas de microcinta ²⁰.

²⁰ Los resultados y análisis de energía de los efectos magneto-elásticos y termo-magnéticos se han publicado en la revista *Journal of magnetism and magnetic material* con el título *Control of propagation characteristics of spin wave pulses via elastic and thermal effects*

3.6 Redistribución espacial de pozos potenciales magnéticos por calentamiento localizado.

El fenómeno de redistribución espacial de los pozos potenciales magnéticos en una película de YIG se controla por medio del calentamiento local de la película de YIG.

La película de YIG que se utilizó tiene un espesor de $7.3 \mu\text{m}$ y su magnetización es de $M_s = 140 \text{ G}$. La película de YIG fue crecida sobre un substrato de GGG por la técnica *liquid phase epitaxy* (LPE) con una orientación cristalina (111). La Figura 36 muestra el esquema experimental para la redistribución espacial de los pozos potenciales magnéticos. La muestra de YIG/GGG tiene 1 mm de ancho en dirección Z y 12 mm de largo en la dirección Y . Bajo el hecho de que el YIG absorbe fuertemente la luz visible, el calentamiento localizado en la película es por medio de un diodo láser (DL) de luz verde con control de potencia óptica (P_{opt}).

Los momentos magnéticos de la película de YIG fueron excitados por una onda electromagnética a través de una antena dipolar, esta configuración de excitación produce una oscilación uniforme de los momentos magnéticos sobre la película de YIG. Se utilizó un generador de las señales de microondas el cual fue programado para excitar en un ancho de banda de 1 a 1.2 GHz , el ancho de banda de oscilación de los momentos magnéticos es determinado por el campo de saturación H_0 y la magnetización M_s de la película de YIG.

La frecuencia a la cual oscilan los momentos magnéticos fue registrado por la sonda magneto inductiva conectada a un analizador de espectros. El diámetro del anillo de la sonda magneto inductiva fue de $\approx 1 \text{ mm}$, para capturar el campo de microondas generado por los momentos magnéticos en una vecindad transversal al ancho de la muestra de YIG/GGG. Para capturar el espectro en frecuencias de la oscilación de los momentos magnéticos a lo largo de la muestra de YIG/GGG, se utilizó el sistema de adquisición de datos mostrados en la sección 3.2.1. El diámetro del *spot* - láser del LD en la película de YIG fue de 1 mm .

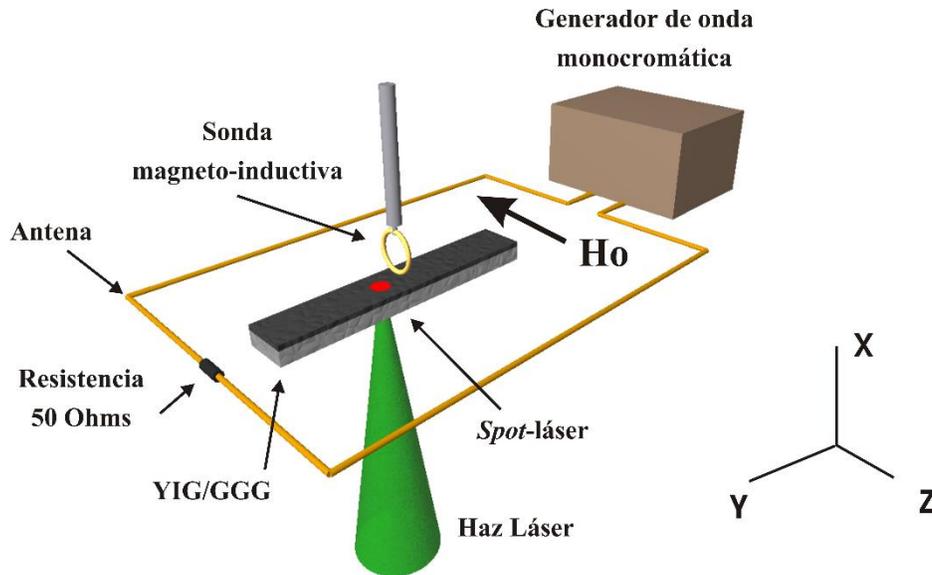


Figura 36: Esquema de excitación de la precesión uniforme de los momentos magnéticos cuando la película de YIG es calentada en $Y = Y_{spot}$ por un haz láser de 320 nm de longitud de onda.

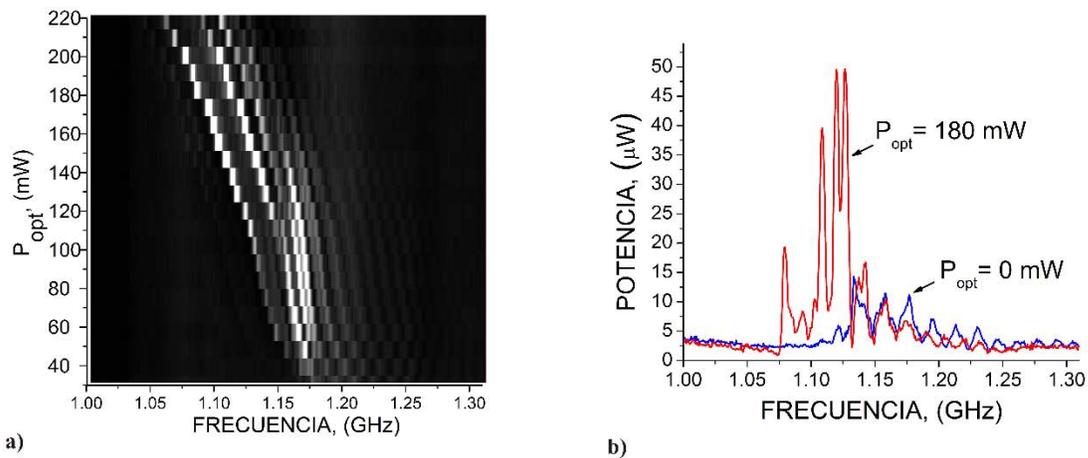


Figura 37: Espectros en frecuencia de la oscilación de los momentos magnéticos en la posición del *spot*-láser ($Y = Y_{spot}$). a) Evolución espectral de la resonancia de espín en $Y = Y_{spot}$ para P_{opt} de 0 a 220 mW, b) Espectros de las oscilaciones de espín para 0 y 180 mW

Con un campo uniforme $H_0 = 70$ Oe, en el inciso a) de la Figura 37, se muestra la

evolución espectral de la formación de los resonadores en Y_{spot} cuando la P_{opt} del DL va de 0 a 220 mW. En el inciso b) se muestra el espectro de las oscilación de espín para 180 mW de P_{opt} y la oscilación cuando la muestra esta a temperatura ambiente. La Figura 37 muestra el comportamiento de la disminución en frecuencia de la oscilación de los momentos magnéticos debido al decremento de la magnetización de la película de YIG.

El espectro de frecuencia del campo de microondas producido por la oscilación de los momentos magnéticos fue grabado a lo largo de la muestra de YIG/GGG. La Figura 38 muestra dos casos de la distribución espacial del espectro de frecuencias en dirección Y (largo) de la muestra, a) cuando toda la película esta a temperatura ambiente (≈ 300 K), b) cuando la película es calentada a una temperatura de ≈ 380 K por el *spot*-láser del LD, a una distancia $Y_{spot} \approx 6$ mm (a la mitad de la muestra).

En la Figura 38a la amplitud de la oscilación de los momentos magnéticos es mayor en los bordes extremos a del largo de la muestra. Para la Figura 38b, la mayor amplitud de oscilación de los momentos magnéticos se encuentra sólo sobre la región caliente y es muy baja en los extremos a lo largo de la muestra.

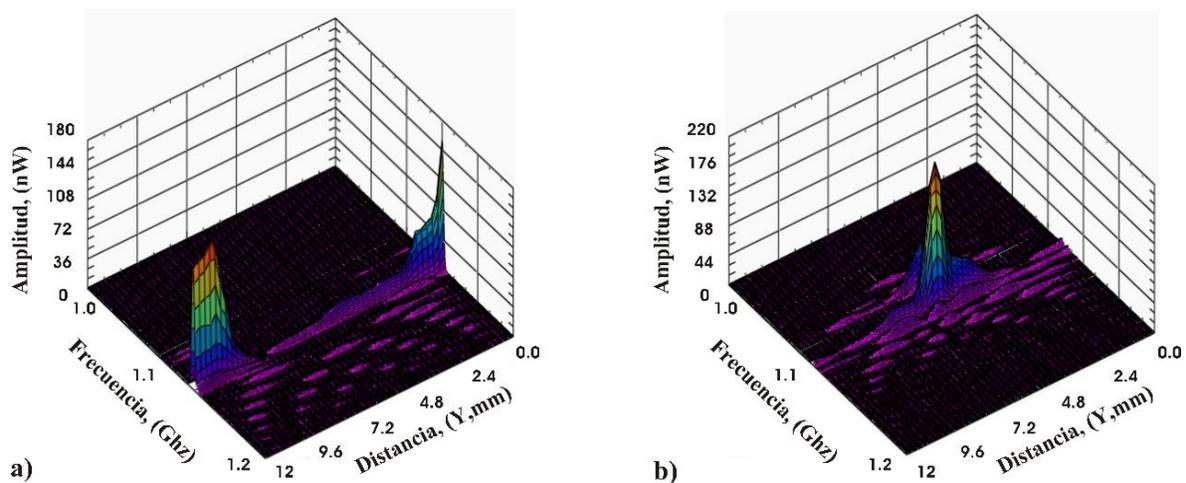


Figura 38: Espectros de frecuencias de las oscilaciones de espín confinados en pozos potenciales magnéticos, a) cuando la película de YIG esta a temperatura ambiente, b) cuando la película es calentada localmente a una temperatura de aprox. 380 K en Y_{spot} .

Se sabe que la amplitud de oscilación de los momentos magnetos no es uniforme en los bordes de una muestra de YIG debido a la existencia de pozos potenciales magnéticos en

los bordes. Estos pozos potenciales magnéticos se forman por el cambio abrupto de la magnetización en los bordes. Para el caso del calentamiento localizado en la película de YIG, un nuevo pozo potencial magnético se forma en la region en donde se calienta la muestra y captura la mayor oscilación de los momentos magnéticos.

Bajo las mismas condiciones de excitación y detección, para una muestra de YIG/GGG que tiene dimensiones menores a la anterior, es decir, 0.50 mm de ancho en dirección **Z** y 0.75 mm de largo en la dirección **Y**, en la Figura 39 se muestra la distribución espacial del espectro de frecuencias a lo largo de la muestra a temperatura ambiente. En la Figura 39 se observa que la mayor amplitud de oscilación se encuentra en el centro de la película. Para el caso cuando la película es calentada (≈ 380 K), ocurre el fenómeno que es bien sabido, la magnetización decae rápidamente y se destruye la oscilación de los momentos magnéticos. Hay que tener en cuenta que para la película pequeña, el *spot* - láser cubre prácticamente toda la película de YIG, considerando así, el caso de calentamiento cuasiuniforme.

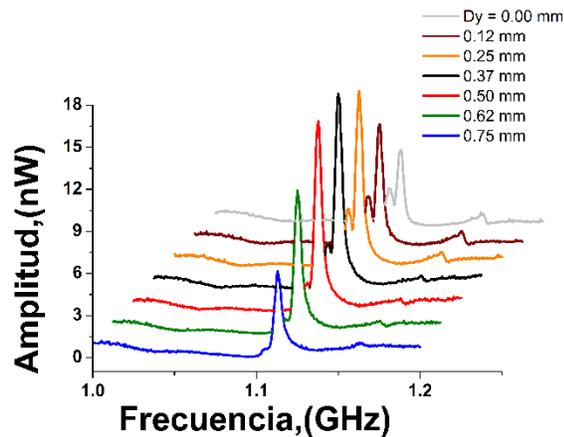


Figura 39: Espectros de frecuencias de oscilacion uniforme de espines para una película con ancho de 0.50 *mm* , largo de 0.75 *mm* y 7 μm de espesor, y a temperatura ambiente.

Para analizar la intensidad de los pozos potenciales magnéticos de las muestra de YIG/GGG con los dos tamaños de muestra, en la Figura 40 a y b se muestra la distribución de Intensidad del espectro ($I_S(W, f)$) y la intensidad total ($I_T(D_Y, I_S)$) de las Figuras 38 y 39 respectivamente. La $I_S(W, f)$ se calcula a través de la integral de la potencia (W) de cada espectro con respecto a la frecuencia (f). La intensidad total (I_T) se calcula a través de

la integral I_s respecto a la longitud de las películas (D_y). La comparación entre la intensidad del espectro en la curva 1 con la curva 2 de la Figura 40a muestra que la amplitud máxima de oscilación en la región caliente es aproximadamente el doble que en un máximo del caso a temperatura ambiente. Aunque para el valor de las intensidades totales para el caso a temperatura ambiente (I_{Tta}) y el caso a 300 K (I_{Tcal}) los valores son cercanos. En la Figura 40b la oscilación de los momentos magnéticos es mas intensa en el centro de la película, aunque muy pequeña para el caso de las curvas 1 y 2 de la Figura 40a, pero, el valor de la intensidad total I_T es aproximadamente la mitad de I_{Tta} de la curva 1 en la Figura 40a.

En la Figura 40a, el valor de la intensidad máxima en el centro de la película cuando esta a 380 K (curva 1) se puede entender que ocurre una redistribución y suma de las amplitudes de las oscilaciones de los momentos magnéticos en los potenciales de los bordes de la película de YIG (curva 2). La cercanía de la diferencia entre I_{Tta} e I_{Tcal} pueden deberse confinamiento de campo magnético descrito en la sección 3.4. Para la Figura 40b el valor de la intensidad total (I_T) es aproximadamente la mitad de I_{Tta} porque los bordes están muy cerca y bajo esta condición es como si sólo hay un pozo potencial magnético del caso de la curva 2 de la Figura 40a.

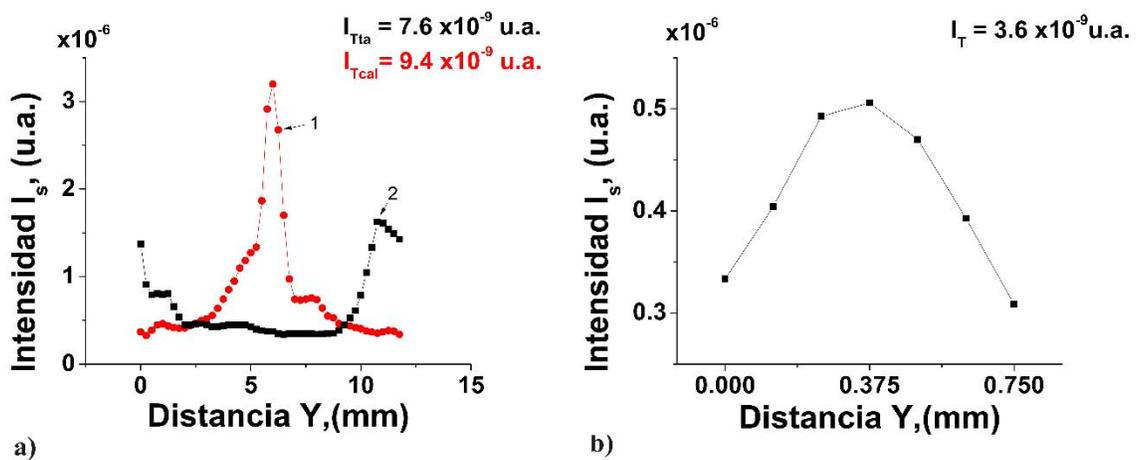


Figura 40: Intensidades de campo de la oscilacion de espines confinados potenciales magnéticos cuando: a) la película está a temperatura ambiente y cuando la película tiene un gradiente térmico. b) en una película pequeña.

4 Conclusiones y panorama de investigación.

Se demostró que para la investigación de la dinámica de los momentos magnéticos como oscilación uniforme y ondas de espín dipolares en una película de YIG la técnica de detección de campo de microondas, generado por MSW, utilizando una sonda magneto-inductiva de barrido es bastante eficiente, tiene alta resolución espacial, muy buena sensibilidad y captura los datos en tiempo real. El incorporar a la sonda un sistema de adquisición de datos automatizado, infiere una capacidad para capturar varias características de la dinámica de los momentos magnéticos como: espectro en frecuencia y energía de la onda y/o oscilación de los momentos magnéticos. Más aún, para el caso de propagación de *MSSW's* nos proporciona la fase, velocidad, dirección, dispersión y los perfiles de la amplitud de la propagación de la onda de espín sobre toda la superficie de la muestra.

En la sección 3.3 se demostró la compresión de los paquetes de ondas de espín de superficie (*MSSW's*) en una película de YIG calentada localmente por una fuente óptica. La no-uniformidad del calentamiento provee una ganancia significativa en la señal del paquete de onda de espín y el efecto puede ser aumentado o reducido al aplicar un campo de saturación no-uniforme. En éste trabajo se sugiere que el mecanismo de ganancia en la señal está asociado con la *compresión* espacial del paquete de onda de espín cerca a un pozo potencial creado térmicamente por una fuente de luz enfocada. El fenómeno toma lugar gracias a un gradiente en la magnetización que es controlado ópticamente, llevando a un cambio en la velocidad de grupo del paquete de onda de espín. Hay que notar que el efecto no puede ser obtenido por un gradiente en H_0 . La ganancia mostrada aquí es comparable a la obtenida por *MSSW's* como un resultado del *spin transfer torque* mostrado en la referencia [29] ($G \approx 3$ para grandes ordenes de modos) y es mayor que en la referencia [37], en donde $G \approx 0.15$. El estudio de compresión de paquetes de ondas de espín ha sido publicado en la revista Journal of Magnetism and Magnetic Materials bajo las referencias: Kolokoltsev, O., Gómez-Arista, I., Qureshi, N., Acevedo, A., Ordóñez-Romero, C. L., & Grishin, A. (2015). Compression gain of spin wave signals in a magnonic YIG waveguide with thermal non-

uniformity. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 377, 1-5, y Kolokoltsev, O., Gómez-Arista, I., Qureshi, N., Acevedo, A., Ordóñez-Romero, C. L., & Grishin, A. (2016). Erratum to: "Compression gain of spin wave signals in a magnonic YIG waveguide with thermal non-uniformity"[J. Magn. Mater. 377C (2014) 1-5]. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 409, 163-165.

En la sección 3.4 se presentaron dos fenómenos en la propagación de las ondas de espín bajo un perfil térmico en la guía magnónica. El primer fenómeno es el *confinamiento* (experimental y teórico) del campo magnético de las *MSSW* en la superficie de la película de YIG. Éste fenómeno es debido al decremento de la magnetización M_s en la región caliente de la muestra. Bajo esta condición, teóricamente, el campo magnético evanescente cercano a la superficie del YIG puede entenderse usando las soluciones para el potencial magnetoestático de las ondas de espín superficiales. El segundo fenómeno, es la redistribución de los campos h_z para compensar la oscilación que sufre la energía en la componente h_y .

En la sección 3.5 se muestran los resultados experimentales sobre el control de la amplitud del pulso de onda de espín bajo las fuerzas termodinámicas y mecánicas. También, se revela cómo ambos fenómenos están inmersos en la compensación de pérdidas en una guía magnónica. Los resultados muestran que cuando una película de YIG es saturada con campos $H_0 \leq 40$ Oe, el calentamiento de la película de YIG induce efectos termo-elásticos que tiene un efecto mayor en la amplitud de la onda de espín, llevando a una compensación en las pérdidas de propagación, causados por desfaseamiento de la precesión espín por los defectos en la interfaz YIG-GGG. El campo efectivo de los defectos es del orden 1-5 Oe. Para campos $H_0 > 40$ Oe los efectos de desfaseamiento dejan de tener contribución y la detección de una mayor señal de la amplitud del paquete de onda de espín se debe al efecto de *confinamiento* del campo magnético en la superficie de la guía magnónica (sección 3.4). También, la característica del perfil de propagación es la misma para estos campos, pero, en un mayor nivel que los perfiles a temperatura ambiente

Los resultados experimentales sobre las peculiaridades de los efectos magneto-elásticos y termo-magnéticos fueron usados como referencia para experimentos numéricos. Estos estudios revelaron la relación de energías magneto-elásticas (E_{me}) y termo-magnéticas (ΔE_{th}) como $E_{me}/\Delta E_{th} = 10^4$, permitiendo un desplazamiento en fase de π rad. de la *MSSW*.

Para mantener la condición de $\Delta\varphi = \pi$ para diferentes dimensiones de la guía de onda, se obtuvo que: a) Ambos E_{me} y ΔE_{th} decrecen en forma cuadrática, conforme el volumen de la muestra decrece; b) La fuerza mecánica F , que induce los efectos magneto-elásticos, decrece en forma cuadrática, de 1 mN a 1 nN y, la potencia térmica decremente linealmente de mW a μ W, conforme el volumen de la muestra decremente de nm^3 a nm^3 . c) para materiales aislantes y conductores de nano-volumen, E_{me} puede ser del orden de aJ y, ΔE_{th} puede llegar a 50 fJ, con un tiempo de respuesta τ de ns. Ambas fuerzas, la mecánica y la termodinámica proveen un control efectivo de la amplitud del pulso de la *MSSW* y del desplazamiento en fase. Los efectos termodinámicos permiten realizar varios retardadores de línea de pulsos de *MSSW*. El análisis de los efectos magneto-elásticos y termo-magnéticos recientemente se ha publicado en la revista *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* con la referencia: Gómez-Arista, I., Kolokoltsev, O., Acevedo, A., Qureshi, N., & Ordóñez-Romero, C. L. (2017). Control of propagation characteristics of spin wave pulses via elastic and thermal effects. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*.

En la sección 3.6 se muestra la redistribución de los pozos potenciales naturales de las oscilaciones de espines en una película de YIG a través de pozos potenciales térmicos. Los pozos potenciales térmicos son creados óptimamente y tienen la ventaja de poder trasladarse sobre la longitud película de YIG. Bajo la condición de frecuencia de oscilación de los espines y el tamaño de la muestra, la comparación con una muestra más pequeña de YIG/GGG, nos muestra que en una película suficientemente grande se puede crear varios pozos potenciales pequeños.

Una característica fundamental de crear pozos potenciales térmicos, es que en la distribución de su intensidad (energía) prácticamente se conserva, esto es, no se pierde energía de la oscilación de los espines por el calentamiento de la muestra. Cabe mencionar que los valores de las intensidades totales en la muestra para temperatura ambiente y temperatura de aprox. 380 K, también está inmerso el fenómeno de confinamiento de campo magnético de microondas mostrado en la sección 3.4.

En este trabajo de investigación para obtener el grado de doctor en ingeniería se concluye mostrando la contribución teórica-experimental para el estudio de la dinámica de los momentos magnéticos en una película de YIG bajo efectos térmicos y elásticos en diferentes condiciones experimentales. De dicha investigación se desprenden nuevos temas

de desarrollo tecnológico como: el control de las componentes magnéticas de la onda de espín para el diseño de dispositivos lógicos, intercambio de energía entre estructuras de dos capas ferromagnéticas, sensores termo-magnéticos y magneto-elásticos , etc.

Nuestras publicaciones

- Kolokoltsev, O., Gómez-Arista, I., Qureshi, N., Acevedo, A., Ordóñez-Romero, C. L., Grishin, A. (2015). Compression gain of spin wave signals in a magnonic YIG waveguide with thermal non-uniformity. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 377, 1-5.

- Kolokoltsev, O., Gómez-Arista, I., Qureshi, N., Acevedo, A., Ordóñez-Romero, C. L., Grishin, A. (2016). Erratum to: " Compression gain of spin wave signals in a magnonic YIG waveguide with thermal non-uniformity" [*J. Magn. Magn. Mater.* 377C (2014) 1-5]. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 409, 163-165.

- Gómez-Arista, I., Kolokoltsev, O., Acevedo, A., Qureshi, N., & Ordóñez-Romero, C. L. (2017). Control of propagation characteristics of spin wave pulses via elastic and thermal effects. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*.

Referencias

- [1] M. Agrawal, V. Vasyuchka, A. Serga, A. Karenowska, G. Melkov, and B. Hillebrands. Direct measurement of magnon temperature: New insight into magnon-phonon coupling in magnetic insulators. *Physical review letters*, 111(10):107204, 2013.
- [2] H. Algra and P. Hansen. Temperature dependence of the saturation magnetization of ion-implanted yig films. *Applied Physics A*, 29(2):83–86, 1982.
- [3] A. G. Gurevich, G. A. Melkov. *Magnetization Oscillations and Waves*. CRC Press, 1996.
- [4] A. K. Zvezdin, Kotov, V. A. *Modern magneto-optics and magneto-optical materials*. CRC Press, 1997.
- [5] Y. A. Burenkov and S. Nikanorov. Temperature effect on the elastic properties of yttrium garnet ferrite $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. *Physics of the Solid State*, 44(2):318–323, 2002.
- [6] V. Cherepanov, I. Kolokolov, and V. L'vov. The saga of yig: spectra, thermodynamics, interaction and relaxation of magnons in a complex magnet. *Physics reports*, 229(3):81–144, 1993.
- [7] A. V. Chumak, A. A. Serga, and B. Hillebrands. Magnon transistor for all-magnon data processing. *Nature communications*, 5, 2014.
- [8] A. Chumak, A. Serga, M. Jungfleisch, R. Neb, D. Bozhko, V. Tiberkevich, and B. Hillebrands. Direct detection of magnon spin transport by the inverse spin hall effect. *Applied Physics Letters*, 100(8):082405, 2012.

- [9] Daniel D. Stancil, Anil Prabhakar. *Spin Waves Theory and Applications*. Springer, 2009.
- [10] W. S. Ishak. Magnetostatic wave technology: A review. *Proceedings of the IEEE*, 76(2):171–187, 1988.
- [11] T. Kane, J. Eggleston, and R. Byer. The slab geometry laser-part ii: Thermal effects in a finite slab. *IEEE Journal of quantum electronics*, 21(8):1195–1210, 1985.
- [12] A. Khitun, M. Bao, and K. L. Wang. Spin wave magnetic nanofabric: A new approach to spin-based logic circuitry. *IEEE Transactions on Magnetics*, 44(9):2141–2152, 2008.
- [13] A. Khitun, M. Bao, and K. L. Wang. Magnetic cellular nonlinear network with spin wave bus for image processing. *Superlattices and Microstructures*, 47(3):464–483, 2010.
- [14] A. Khitun, M. Bao, and K. L. Wang. Magnonic logic circuits. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 43(26):264005, 2010.
- [15] A. Khitun, D. E. Nikonov, and K. L. Wang. Magnetoelectric spin wave amplifier for spin wave logic circuits. *Journal of Applied Physics*, 106(12):123909, 2009.
- [16] O. V. Kolokoltsev, C. L. Ordóñez-Romero, and N. Qureshi. Synthesis and processing of pseudo noise signals by spin precession in $\text{y}_3\text{fe}_5\text{o}_{12}$ films. *Journal of Applied Physics*, 110(2):024504, 2011.

[17] O. Kolokoltsev, I. Gómez-Arista, N. Qureshi, A. Acevedo, C. L. Ordóñez-Romero, and A. Grishin. Compression gain of spin wave signals in a magnonic yig waveguide with thermal non-uniformity. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 377:1–5, 2015.

[18] O. Kolokoltsev, I. Gómez-Arista, N. Qureshi, A. Acevedo, C. L. Ordóñez-Romero, and A. Grishin. Erratum to:" compression gain of spin wave signals in a magnonic yig waveguide with thermal non-uniformity"[j. magn. magn. mater. 377c (2014) 1-5]. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 409:163–165, 2016.

[19] O. Kolokoltsev, N. Qureshi, E. Meja-Uriarte, and C. L. Ordóñez-Romero. Hot spin-wave resonators and scatterers. *Journal of Applied Physics*, 112(1):013902, 2012.

[20] H. K. Kommepalli, G. Y. Han, S. A. Tadigadapa, C. D. Rahn, S. Trolier-McKinstry, and C. L. Muhlstein. Displacement and blocking force modeling for piezoelectric uniflex microactuators. In *ASME 2008 International Design Engineering Technical Conferences and Computers and Information in Engineering Conference*, pages 547–552. American Society of Mechanical Engineers, 2008.

[21] W. Krupke, M. Shinn, J. Marion, J. Caird, and S. Stokowski. Spectroscopic, optical, and thermomechanical properties of neodymium-and chromium-doped gadolinium scandium gallium garnet. *JOSA B*, 3(1):102–114, 1986.

[22] K.-S. Lee and S.-K. Kim. Conceptual design of spin wave logic gates based on a mach–zehnder-type spin wave interferometer for universal logic functions. *Journal of Applied Physics*, 104(5):053909, 2008.

[23] R.-s. Liang and F.-c. Liu. Measurement of thermal expansion coefficient of substrate ggg and its epitaxial layer yig. *Powder Diffraction*, 14(01):2–4, 1999.

- [24] D. Matatagui, O. Kolokoltsev, N. Qureshi, E. Meja-Uriarte, C. Ordoñez-Romero, A. Vázquez-Olmos, and J. Saniger. Magnonic sensor array based on magnetic nanoparticles to detect, discriminate and classify toxic gases. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 240:497–502, 2017.
- [25] D. Matatagui, O. Kolokoltsev, N. Qureshi, E. Meja-Uriarte, and J. Saniger. A magnonic gas sensor based on magnetic nanoparticles. *Nanoscale*, 7(21):9607–9613, 2015.
- [26] D. Matatagui, O. Kolokoltsev, N. Qureshi, E. Meja-Uriarte, and J. Saniger. A novel ultra-high frequency humidity sensor based on a magnetostatic spin wave oscillator. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 210:297–301, 2015.
- [27] G. Melkov, Y. V. Kobljanskyj, A. Serga, V. Tiberkevich, and A. Slavin. Reversal of momentum relaxation. *Physical review letters*, 86(21):4918, 2001.
- [28] E. Nazaretski, J. Thompson, D. Pelekhov, T. Mewes, P. Wigen, J. Kim, M. Zalalutdinov, J. Baldwin, B. Houston, P. Hammel, et al. Magnetic resonance force microscopy studies in a thin permalloy film. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 310(2):e941–e943, 2007.
- [29] E. Padrón-Hernández, A. Azevedo, and S. Rezende. Amplification of spin waves by thermal spin-transfer torque. *Physical review letters*, 107(19):197203, 2011.
- [30] E. Padrón-Hernández, A. Azevedo, and S. Rezende. Amplification of spin waves by the spin seebeck effect. *Journal of Applied Physics*, 111(7):07D504, 2012.
- [31] S. Peng, Y. Zhang, M. Wang, Y. Zhang, and W. Zhao. Magnetic tunnel junctions for spintronics: Principles and applications. *Wiley Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering*, 1999.

- [32] A. Serga, A. Chumak, and B. Hillebrands. Yig magnonics. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 43(26):264002, 2010.
- [33] I. H. Solt Jr. Temperature dependence of yig magnetization. *Journal of Applied Physics*, 33(3):1189–1191, 1962.
- [34] N. P. Vlannes. Experimental study of microwave magnetostatic waves in thin-film yttrium-iron-garnet with a new magnetic-induction probe. *Journal of applied physics*, 61(1):416–426, 1987.
- [35] V. V. Danilov, I. V. Zavislyak, M. G. Balinskii. *Spin wave electrodynamics*. Lybid', Kiev, 1991.
- [36] K. Wang and P. K. Amiri. Nonvolatile spintronics: perspectives on instant-on nonvolatile nanoelectronic systems. In *Spin*, volume 2, page 1250009. World Scientific, 2012.
- [37] Z. Wang, Y. Sun, M. Wu, V. Tiberkevich, and A. Slavin. Control of spin waves in a thin film ferromagnetic insulator through interfacial spin scattering. *Physical review letters*, 107(14):146602, 2011.
- [38] M. Wu, B. A. Kalinikos, P. Krivosik, and C. E. Patton. Fast pulse-excited spin waves in yttrium iron garnet thin films. *Journal of applied physics*, 99(1):013901, 2006.