

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA



Conversión de corriente de espín en corriente de carga en
óxido de cobre por Efecto Hall de espín.

Khris Cancino Alfaro

Profesor Guía: Simón Oyarzún

Tesis para optar al grado de Magíster en Ciencias
con Mención en Física.

Santiago - Chile

Marzo 2024

Khris Cancino Alfaro, 2024
Reconocimiento No Comercial 4.0 Internacional.

Si no fuera, por esas palabras sinceras...

Contenidos

1. Introducción.	9
1.1. Espín	10
1.2. Corrientes de espín	12
1.2.1. Corriente de difusión	12
1.2.2. Onda de espín, corriente de interacción	15
2. Resonancia Ferromagnética.	17
2.1. Materiales Ferromagnéticos	17
2.2. Energía de Zeeman	24
2.3. Energía de intercambio	24
2.4. Energía de anisotropía magnetocristalina	25
2.5. Energía de demagnetización	26
2.6. Campo efectivo	26
2.7. Condición de resonancia en el plano.	27
2.8. Parámetro de amortiguación	28
3. Acumulación y difusión de espín.	29
3.1. Efecto Hall de espín	29
3.2. Efecto Hall de espín inverso	31
3.3. Acumulación y difusión de espín.	32
3.4. Voltaje generado por efecto Hall de espín inverso.	35

3.5. Efecto Orbital de Espín	36
4. Metodos Experimentales	39
4.1. Pulverización Catódica (Sputtering)	39
4.2. Medida de resistividad por Van der Pauw	41
4.3. Magnetómetro de muestra vibrante (VSM)	42
4.4. Bombeo de espín por FMR	43
4.5. Resonancia Ferromagnética de banda ancha (Broad Band FMR)	44
5. Resultados	47
5.1. Magnetización de las muestras	47
5.2. Resistividad	50
5.3. Bombeo de Espín, <i>spin pumping</i>	51
5.4. Medición de damping por Broad Band FMR	59
5.5. Resultados previos	61
5.6. Cuadro Resumen	62
6. Discusión	63
7. Conclusiones y perspectivas	67
7.1. Conclusiones	67
7.2. Perspectivas	68

Índice de Ilustraciones

1.1. Esquema de la división del espectro Zeeman, modificado desde [15] . . .	10
2.1. Esquemas de a) Respuesta de la magnetización de un ferromagneto en función de un campo magnético externo, denominada curva de histéresis. b) respuesta de la magnetización a la temperatura para un ferromagneto, destacando la temperatura de Curie. modificada desde Coey Magnetism and magnetic materials [20]	21
3.1. Efecto Hall de espín o Generación de corriente de espín a partir de una corriente de carga.	31
3.2. Acumulación de espín en un estado estacionario.	31
3.3. Transformación de corriente de espín a carga, Efecto Hall de espín inverso.	32
3.4. Voltaje generado en una bicapa FM/NM en un experimento de bombeo de espín.	33
4.1. Esquema experimental del equipo de pulverización catódica.	40
4.2. Esquema de medición del método de Van der Pauw, se señala los puntos de aplicación de y dirección de la corriente con flechas y los potenciales medidos V_i	42
4.3. Esquema experimental del equipo VSM cryogenic obtenido del manual de usuario.	43

4.4.	Esquema experimental usado para el bombeo de espín. a) Fuente de microondas, b) interfaz Bruker, c) cavidad de resonancia, d) nanovoltímetro, e) iris, f)electroimán, g) diodo detector.	44
4.5.	Esquema muestra usada para bombeo de espín sobre una pista portamuestra. Imagen modificada desde [42]	45
4.6.	Esquema del montaje experimental usado en la medición de FMR Broad Band, las líneas indican las conexiones eléctricas entre los distintos componentes.	46
5.1.	Magnetización como función del campo externo aplicado en medición de VSM.	48
5.2.	(a) Comparación de la magnetización obtenida mediante VSM para cada muestra. (b) Frecuencia de resonancia como función del campo de resonancia para todas las muestras, se indica la Magnetización de saturación.	49
5.3.	Resistencia en función de la temperatura para las muestras de Co-FeB(15nm)/CuO(5nm) y CoFeB(15nm)/CuO(15nm)	51
5.4.	Derivada de la susceptibilidad magnética de la muestra en función del campo magnético externo aplicado, para varias potencias de microonda, también se conoce a estas curvas como Espectro de resonancia ferromagnética.	52
5.5.	Ajuste del voltaje obtenido para cada muestra a distintas potencias de microonda.	53
5.6.	Señales de voltaje medidas para una atenuación de 0dB y una potencia de 198 ± 2 mW.	53
5.7.	Inversión de voltaje obtenida para cada muestra al invertir en 180 grados el campo magnético externo.	54
5.8.	Componentes simétrica (a) y asimétrica (b) medidas en la muestra de 2nm de CuO como función de la potencia de microonda.	55

5.9. Componentes simétrica (a),(c),(e) y asimétrica (b),(d),(f) de voltaje medida en las muestras de 5, 10 y 15 nanómetros respectivamente. . .	56
5.10. (a)Voltaje simétrico, (b)corriente simétrica, (c) Voltaje asimétrico y (d) corriente asimétrica asociada y su relación con el espesor de la película de CuO.	57
5.11. Mediciones de FMR (a) y voltaje (b) para distintas temperaturas en la muestra CoFeB(15nm)/CuO(5nm)	58
5.12. Voltaje simétrico medido y su relación con la temperatura para la muestra CoFeB(15nm)/CuO(5nm).	58
5.13. Ancho de línea como función de la frecuencia de h_{rf} (b)Parámetro de amortiguación α y su relación con el espesor de CuO.	59
5.14. Datos del ancho de línea H_{pp} obtenido para cada muestra como función de la frecuencia de microondas y el ajuste usado para obtener el parámetro α	60
5.15. Señales de voltaje medidas para una atenuación de 0dB y una potencia de 198 ± 2 mW para muestras de FM 15nm/NM 5nm de sumidero de espín en distintos materiales.	61

Agradecimientos

Quiero aprovechar este momento para expresar mi profundo agradecimiento a:

La Universidad de Santiago en especial al programa académico de Magíster en Ciencias con Mención en Física por el apoyo que ha brindado a mi desarrollo como estudiante.

El Centro de Investigación CEDENNA, que a través del PROYECTO BASAL CEDENNA AFB180001, ha financiado esta investigación.

El proyecto FONDECYT 1210641.

Todo el Grupo de Magnetismo USACH, en especial a mi profesor guía, Simón Oyarzún, por su constante apoyo, paciencia y dedicación.

El profesor Roberto Rodríguez y su laboratorio en la Universidad Católica de Chile, por su apoyo y excelente disposición.

La gente del Laboratorio de Superficies por su desinteresada ayuda.

Mis compañeros estudiantes del Laboratorio de Magnetismo, por los buenos momentos compartidos.

A Erick Burgos por todos sus consejos y apoyo.

Quiero finalmente dedicar este trabajo y extender mi gratitud a:

Camila Muñoz, por aquel primer impulso de valor que me permitió iniciar esta larga tarea, y por todo el apoyo incondicional durante estos años.

A mi madre, Lilian Alfaro, porque sin ti nada de esto habría sido posible.

A mi hermano, Max Cancino, por su compañía y enseñanzas.

A toda mi familia. Siempre los llevo conmigo.

Resumen

En la era actual, las tecnologías digitales han permeado prácticamente todos los aspectos de la actividad humana, impulsando una constante búsqueda de dispositivos más eficientes y rentables. En este contexto, la espintrónica emerge como una innovadora rama de investigación que capitaliza el potencial del espín del electrón en las tecnologías digitales. La principal ventaja tecnológica del transporte de espín, radica en que a diferencia del transporte de carga, una corriente de espín no conlleva pérdidas por efecto Joule, proporcionando así una ventaja energética fundamental en la transmisión de señales [21] [39].

Este estudio se centra en la aplicación del método de bombeo de espín, *spin pumping*[14] [8], para generar corrientes de espín. En este procedimiento se utiliza una lámina ferromagnética en resonancia para inducir una corriente de espín en una lámina adyacente, denominada sumidero de espín. A diferencia de las prácticas convencionales que emplean materiales con alto acoplamiento espín-órbita, como Pt, W o Ta, en este trabajo se utilizó óxido de cobre como reemplazo de la lámina de metal pesado.

Desde los primeros indicios del potencial del óxido de cobre como sumidero de espín[4], algunos estudios han explorado sus propiedades[27] [52] [47]. Aunque inicialmente se asociaron los efectos observados al Efecto Rashba-Edelstein (REE) [41] [10] y al Efecto Hall de Espín (SHE) [48] [23], la evidencia actual sugiere que los efectos orbitales, como el Efecto Hall Orbital (OHE), predominan en estas heteroestructuras basadas en metales ligeros [16] [29], por lo que ya se suele denominar a esta nueva

área de estudio: "orbitrónica".

Debido a las relaciones recíprocas de Onsager [38] [30], tanto los efectos de conversión de carga a espín, como SHE y REE, cuentan con un efecto recíproco de conversión de espín a carga, conocidos como Efecto Hall de Espín Inverso (ISHE) y Efecto Rashba-Edelstein Inverso (IREE), los cuales permiten la detección eléctrica de una corriente de espín generada en el material ferromagnético. De igual manera, se tiene el efecto inverso para el caso orbital, denominado Efecto Hall Orbital Inverso (IOHE). Los fenómenos directos de tipo Hall (SHE Y OHE) hoy cuentan con evidencia sustancial en óxido de cobre[49][46]; por otra parte, los efectos recíprocos cuentan con menos evidencia, e incluso se ha planteado que SHE no sería recíproco en el óxido de cobre[37]. En el presente trabajo, mostramos resultados que sugieren un efecto de tipo Hall inverso en óxido de cobre de magnitud comparable a la obtenida en muestras de platino.

Abstract

In the current era, digital technologies have permeated virtually every aspect of human activity, driving a constant quest for more efficient and cost-effective devices. In this context, spintronics emerges as an innovative research field that harnesses the potential of spin in digital technologies. The key technological advantage of spin lies in the fact that, unlike charge, a spin current does not incur losses due to the Joule effect, providing a fundamental energy advantage in signal transmission [21] [39].

This study focuses on the application of the Spin Pumping method to generate spin currents [14] [8]. This procedure utilizes a ferromagnetic film in resonance to induce a spin current in an adjacent film, referred to as a spin sink. In contrast to conventional practices employing materials with high spin-orbit coupling, such as Pt, W, or Ta, this work employs copper oxide as a replacement for the heavy metal film.

Since the early indications of the potential of copper oxide as a spin sink[4], some studies have explored its properties[27][52] [47]. While initially, the observed effects were associated with the Rashba-Edelstein Effect (REE)[41] [10] and the Spin Hall Effect (SHE)[48] [23], current evidence suggests that orbital effects, such as the Orbital Hall Effect (OHE), predominate in these heterostructures based on light metals[16] [29], leading to the common designation of the field as “spintronics.”

Due to the reciprocal relationships of Onsager[38] [30], both charge-to-spin conversion effects, such as SHE and REE, have reciprocal spin-to-charge conversion effects known as Inverse Spin Hall Effect (ISHE) and Inverse Rashba-Edelstein Effect (IREE). These effects enable the electrical detection of a spin current generated in

the ferromagnetic material. Similarly, the inverse effect exists for the orbital case, known as Inverse Orbital Hall Effect (IOHE). Direct Hall-type phenomena (SHE and OHE) now have substantial evidence in copper oxide[49][46]; however, reciprocal effects have less supporting evidence, and there have even been suggestions that SHE may not be reciprocal in copper oxide[37]. In this work, we present results suggesting an inverse Hall-type effect in copper oxide of magnitude comparable to that obtained in platinum samples.

Capítulo 1

Introducción.

La presente investigación tuvo como objetivos principales:

- Fabricación de muestras compuestas por una bicapa de CoFeB(ferromagneto FM)/CuO.
- Estudio de la condición de resonancia ferromagnética y el parámetro de amortiguación.
- Medición de señales de voltaje asociadas al bombeo de espín.
- Caracterización del sistema en función del espesor de CuO.
- Estudiar el sistema de bombeo de espín a bajas temperaturas.

En este primer capítulo se presenta una introducción a los conceptos de espín y corriente de espín, en el capítulo 2 se describe el proceso de resonancia ferromagnética para continuar en los siguientes capítulo con la acumulación y difusión de espín y la descripción del efecto Hall de espín y su efecto recíproco el efecto Hall de espín inverso. Para cerrar la descripción teórica de los procesos físicos estudiados durante este trabajo se entrega una descripción fenomenológica planteada en [46] para estudiar el efecto Hall Orbital.

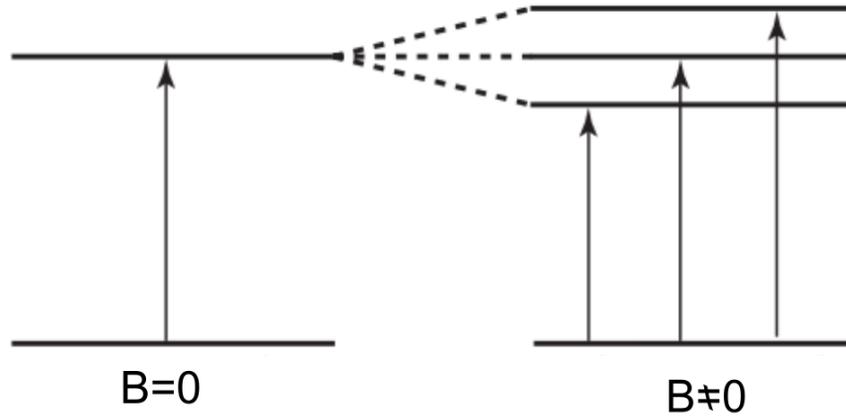


Figura 1.1: Esquema de la división del espectro Zeeman, modificado desde [15]

1.1. Espín

El espín fue planteado como una propiedad fundamental de los electrones por primera vez en el artículo "Spinning Electrons and the Structure of Spectra (1926)" [50], donde se buscaba interpretar los resultados conocidos como efecto Zeeman [53] obtenidos en las observaciones de espectros de rayos X, en donde aparecían el doble de los niveles de energía que los predichos por las reglas de cuantización de Bohr-Sommerfeld.

Ya en 1928 Dirac muestra una derivación teórica donde el espín aparece como consecuencia de combinar la mecánica cuántica con la relación de dispersión de la energía de una partícula en relatividad especial [22]

$$\varepsilon = (cp)^2 + (mc^2)^2, \quad (1.1)$$

formulando una cuantización acorde con los postulados de la mecánica cuántica que define un Hamiltoniano

$$\mathcal{H} = c\alpha \cdot \mathbf{p} + \beta mc^2, \quad (1.2)$$

donde α y β son matrices bien definidas y denominadas Matrices de Dirac o Matrices Gamma.

$$\alpha_x = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \alpha_y = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \alpha_z = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

$$\beta = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}. \quad (1.3)$$

Valiéndose de esta expresión del Hamiltoniano y las expresiones del momentum angular orbital como operador, $\hat{L} = \hat{r} \times \hat{p}$, muestra que el operador de momentum angular orbital no conmuta con el Hamiltoniano y por tanto no es una constante en el tiempo. Para mantener válida la conservación del momentum angular se define un operador de momentum angular total $\hat{J} = \hat{L} + \hat{S}$ y se impone sobre este la condición de conmutación con el Hamiltoniano, la que permite definir \hat{S} como el operador que cumple:

$$[\hat{S}, \mathcal{H}] = -[\hat{L}, \mathcal{H}], \quad (1.4)$$

el operador de espín en la representación de Dirac está dado por $\hat{S} = (\hbar/2)\tilde{\sigma}$ y las matrices que tienen por componentes el operador $\tilde{\sigma}$ son:

$$\tilde{\sigma}_x = \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad \tilde{\sigma}_y = \begin{bmatrix} 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \end{bmatrix}, \quad \tilde{\sigma}_z = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (1.5)$$

Desde una perspectiva no relativista, es posible aproximar el comportamiento del electrón mediante la ecuación de Schrödinger

$$\left[\frac{1}{2m}(\hat{p} + e\hat{A})^2 + \frac{e\hbar}{2m}\hat{\sigma} \cdot \hat{B} - e\phi \right] \varphi = \epsilon\varphi, \quad (1.6)$$

donde las matrices componentes del operador $\hat{\sigma}$ son conocidas como matrices de Pauli para el electrón:

$$\sigma_x = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (1.7)$$

lo anterior se basa en el trabajo expuesto en [44] donde se puede encontrar una discusión mas detallada sobre la formulación del espín de Dirac y su equivalencia con el formalismo de Schrödinger al realizar un Ansatz no relativista para la función de onda de un electrón en un campo electromagnético.

1.2. Corrientes de espín

1.2.1. Corriente de difusión

Como hemos visto, el espín se entiende en el marco de la teoría cuántica como un grado de libertad extra del electrón, el estudio de su dinámica se puede plantear en analogía al estudio de cargas en movimiento. En caso de que se conserve completamente el momentum angular de espín se cumple la ecuación de continuidad

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -div\mathbf{j}_s, \quad (1.8)$$

Donde \mathbf{M} corresponde a la densidad local de momento magnético y \mathbf{j}_s a la densidad de corriente de espín, de manera mas general

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\text{div}\mathbf{j}_s + \mathbf{T}, \quad (1.9)$$

donde \mathbf{T} da cuenta de la no conservación del momentum angular de espín, este término que da cuenta tanto de la relajación como de la generación de momentum angular de espín se puede, en primera instancia, tratar como un término fenomenológico. Usando una formulación de operadores de campo, donde el Hamiltoniano de un electrón libre esta dado por[44]

$$\mathcal{H} = \int \sum \left[\frac{\hbar^2}{2m} |\nabla c_\sigma(r)|^2 - \mu c_\sigma^\dagger(r) c_\sigma(r) \right] dr, \quad (1.10)$$

del que se puede inferir valiéndose de la simetría de fase $U(1)$ la conservación de la carga, en forma de la ecuación de continuidad,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}\mathbf{j}_c = \mathbf{0}, \quad (1.11)$$

en este formalismo la dinámica en presencia de campos se puede estudiar mediante el Lagrangiano electromagnético

$$L_{em} = \int \left[i\hbar c^\dagger \frac{\partial c}{\partial t} - e\phi c^\dagger c - \frac{\hbar^2}{2m} \left(\nabla + i\frac{e}{\hbar} \mathbf{A}_{em} \right) c^\dagger \left(\nabla - i\frac{e}{\hbar} \mathbf{A}_{em} \right) \right] dr \quad (1.12)$$

el cual permite definir una conservación del espín valiéndose de las simetrías en las rotaciones $SU(2)$ del espacio de espín, en la forma

$$\frac{\partial \rho_s^\alpha}{\partial t} + \text{div}\mathbf{j}_s^\alpha = \mathbf{0}, \quad (1.13)$$

donde el termino α da cuenta de la horientación del spín. Tomando en consideración el acoplamiento entre espín y órbita de la forma $L_{em,so} = L_{em} - \mathbf{H}_{so}$, con

$$\mathcal{H}_{so} = -i \frac{e\hbar^2}{4m^2c^2} \int c^\dagger \left\{ \nabla \phi_{so} \cdot \left[\left(\nabla - \frac{e}{\hbar} \mathbf{A}_{em} \right) \times \sigma \right] \right\} dr, \quad (1.14)$$

se da lugar a un término \mathbf{T} , en la ecuación de continuidad anterior, el cual da cuenta de la no conservación del espín debido al quiebre de simetría, producto del acoplamiento espín órbita. Así la ecuación de continuidad para las corrientes de espín es

$$\frac{\partial \rho_s^\alpha}{\partial t} + \text{div} \mathbf{j}_s^\alpha = \mathbf{T}^\alpha, \quad (1.15)$$

el término de acoplamiento \mathbf{T} es lo que permite que los metales pesados con alto acoplamiento espín órbita se comporten como sumidero de espín. Esta no conservación del espín se debe a la transferencia de momentum angular desde el espín al momentum orbital y a otros grados de libertad, incluso macroscópicos.

Las corrientes de espín pueden aparecer en varias formas, una de ellas es debido a efectos de difusión en presencia de campo eléctrico en materiales que cuenten con un potencial químico μ y una conductividad σ dependientes de espín, en estos sistemas las densidades de corrientes de carga y espín se pueden definir como[6]

$$\mathbf{j}_c = \frac{\mathbf{1}}{e} \nabla (\sigma_\uparrow \mu_\uparrow + \sigma_\downarrow \mu_\downarrow), \quad (1.16)$$

$$\mathbf{j}_s = \frac{\mathbf{1}}{e} \nabla (\sigma_\uparrow \mu_\uparrow - \sigma_\downarrow \mu_\downarrow), \quad (1.17)$$

notemos que las flechas dan cuenta de la dirección de espín, así podemos entender este mecanismo de transporte de espín como consecuencia del transporte de carga usual en un material con polarización de espín. El fenómeno de polarización de espín es característico de los materiales ferromagnéticos debido a la existencias de bandas dependientes del espín.

1.2.2. Onda de espín, corriente de interacción

Una corriente de espín también se puede propagar mediante una onda de espín [45]. Para el estudio de estas ondas es necesario revisar el formalismo de la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG), comenzamos con un Hamiltoniano que depende de un campo efectivo

$$\mathcal{H} = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{eff}}, \quad (1.18)$$

y una condición de conmutación para el operador de magnetización

$$[\mathbf{M}_i, \mathbf{M}_j] = i\gamma\hbar\varepsilon_{ijk}\mathbf{M}_k, \quad (1.19)$$

donde γ es la constante giromagnética del electrón, con esto ya podemos evaluar la evolución temporal de la magnetización mediante la ecuación de Heisenberg,

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{M}}{dt} &= -\frac{i}{\hbar} [\mathbf{M}, \mathcal{H}], \\ &= -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}. \end{aligned} \quad (1.20)$$

La dinámica de la magnetización da cuenta de la precesión en torno al campo magnético y de la relajación del momento magnético al estado de equilibrio, donde el momento magnético es paralelo al campo externo. Se agrega por lo general un término de amortiguamiento adimensional α , conocido como término de amortiguamiento de Gilbert, describiendo entonces la dinámica de la magnetización como[2][45]

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H} + \frac{\alpha}{M} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}, \quad (1.21)$$

Para extender el formalismo y dar cuenta de otras interacciones es posible definir el campo efectivo de manera bastante general como $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \partial\mathbf{E}_i(\mathbf{S})/\partial\mathbf{s}_i$ con E_i la energía de un electrón en el sitio i como función del espín \mathbf{S} . En el caso de materiales ferromagnéticos se puede dar cuenta de la interacción de intercambio mediante el

Hamiltoniano de Heisenberg[3]

$$E_i = -2J \sum_j \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j \quad (\mathbf{J} > \mathbf{0}) \quad (1.22)$$

donde usando una aproximación continua en el espacio de posiciones para el operador \mathbf{s}_i se puede obtener una expresión para el campo efectivo $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{A} \nabla^2 \mathbf{M}(\mathbf{r})$, que deja la ecuación LLG de la forma

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{M}(\mathbf{r}) &= -A\gamma \mathbf{M}(\mathbf{r}) \times \nabla^2 \mathbf{M}(\mathbf{r}) + \frac{\alpha}{M} \mathbf{M}(\mathbf{r}) \times \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{M}(\mathbf{r}), \\ &= -\text{div} [A\gamma \mathbf{M}(\mathbf{r}) \times \nabla \mathbf{M}(\mathbf{r})] + \frac{\alpha}{M} \mathbf{M}(\mathbf{r}) \times \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{M}(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (1.23)$$

Aquí se define el término $A\gamma \mathbf{M} \times \nabla \mathbf{M} = \mathbf{j}_s$ como corriente de intercambio, donde vemos que en ausencia del término de amortiguación satisface una ecuación de continuidad $\partial \mathbf{M} / \partial t = -\text{div} \mathbf{j}_s$, esta corriente de intercambio corresponde a un flujo de espín debido a la interacción de intercambio de los electrones.

Capítulo 2

Resonancia Ferromagnética.

Este capítulo contiene las principales consideraciones teóricas utilizadas para el estudio de la resonancia ferromagnética en una lámina ferromagnética delgada. Para comenzar se revisa de forma breve la descripción física de un ferromagneto. Para el análisis dinámico de la magnetización se usa el formalismo de la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert, con la que se obtienen las condiciones de resonancia del ferromagneto. Los términos de energía y la formulación de la condición de resonancia se basan [28], otras formulaciones útiles para la condición de resonancia se pueden ver en [7][51]

2.1. Materiales Ferromagnéticos

Al estudiar desde el electromagnetismo clásico las interacciones del campo magnético con la materia, la cantidad magnética elemental es el momento dipolar magnético $\vec{\mu}$, uno de los sistemas más sencillos en el que se puede definir, es una espira circular de radio R por donde circula una corriente I , en este caso el momento magnético está dado por:

$$\vec{\mu} = \pi R^2 I \hat{z}, \quad (2.1)$$

donde I es el módulo de la corriente y z el eje perpendicular al plano de la espira, de manera análoga, si consideramos que esta corriente se debe a un sólo electrón con velocidad v orbitando circularmente en torno al núcleo, obtenemos un modelo clásico con una corriente $I = ev/2\pi R$ y un momento magnético del electrón dado por:

$$\vec{\mu} = \frac{evR}{2} \hat{z}, \quad (2.2)$$

al compararlo con el momentum angular $\vec{L} = m_e v R \hat{z}$, vemos que ambas magnitudes se relacionan por una constante de proporcionalidad γ , es decir,

$$\vec{\mu} = \gamma \vec{L}, \quad (2.3)$$

la constante $\gamma = e/2m_e$ es conocida como constante giromagnética del electrón. La anterior aproximación no da cuenta de forma correcta del momento magnético del electrón dado que difiere del valor experimental aproximadamente por un factor 2, este factor se conoce como *g-factor* [25]

$$g_e = -2,00231930436 \quad (2.4)$$

esta diferencia se debe a que para dar cuenta de forma correcta de la relación existente entre el momentum angular y el momento magnético, se debe considerar la naturaleza cuántica del electrón, en particular se debe considerar el grado de libertad de espín. En el estudio de la física, uno de los primeros modelos donde aparece el espín, es en el átomo de Hidrógeno, donde primero se da cuenta del momentum angular orbital con los operadores \hat{L}^2 y \hat{L}_z que cumplen[54]:

$$\hat{L}^2 Y_{lm}(\theta, \Phi) = \hbar l(l+1) Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (2.5)$$

$$\hat{L}_z Y_{lm}(\theta, \Phi) = \hbar m Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (2.6)$$

mientras que el espín se describe de manera similar por los operadores \hat{S}^2 y \hat{S}_z que cumplen:

$$\hat{S}^2 \phi = \hbar s(s+1) \phi \quad (2.7)$$

$$\hat{S}_z \phi = \hbar s \phi. \quad (2.8)$$

En conjunto estos operadores describen el momento angular total como $\hat{J} = \hat{L} + \hat{S}$, que tiene por autovalores observables

$$|\hat{J}| = \hbar \sqrt{j(j+1)} \quad (2.9)$$

y un momento magnético asociado dado por

$$|\vec{\mu}| = \gamma \hbar \sqrt{j(j+1)} = \mu_b \sqrt{j(j+1)}, \quad (2.10)$$

donde μ_b corresponde al magnetón de Bohr. Con esta breve introducción sobre el momento magnético podemos ahora discutir la magnetización, de aquí en adelante \mathbf{M} , variable usada para estudiar los efectos macroscópicos y mesoscópicos del momento magnético en la materia. La magnetización corresponde a la densidad volumétrica del momento dipolar magnético y se relaciona con los campos clásicos a partir del campo \mathbf{H} de la forma

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}), \quad (2.11)$$

Los materiales ferromagnéticos se caracterizan por exhibir un ordenamiento de los momentos dipolares magnéticos en estructuras conocidas como dominios magnéticos.

Estos dominios magnéticos tienen dimensiones en el rango de 1 a 100 nanómetros [34]. En esta región, los momentos magnéticos del material se alinean en una misma dirección y se separan entre sí por paredes de dominio.

En un estado desmagnetizado los momentos magnéticos apuntan en diferentes direcciones, tal que la magnetización del sistema es nula. Pero es posible alinearlos aplicando un campo magnético externo. Este reordenamiento genera un aumento en la magnetización hasta alcanzar un valor máximo denominado magnetización de saturación M_s . Al retirar el campo magnético externo, el valor de magnetización que mantiene el material se conoce como magnetización remanente M_r . Así mismo si se aplica un campo externo de dirección opuesta al inicial, se puede llevar al material nuevamente a magnetización cero, la magnitud de campo necesaria para esto se conoce como campo coercitivo H_c . Otra propiedad característica de los materiales ferromagnéticos es la temperatura de Curie T_c , valor por sobre el que la magnetización se anula debido al desorden térmico inducido en los momentos magnéticos, una representación gráfica de estas propiedades se muestra en la figura 2.1

Se puede situar el inicio de la teoría moderna del ferromagnetismo con el modelo basado en la idea del campo molecular proporcional a la magnetización propuesto por Weiss en 1906 donde el campo interno en un ferromagneto es de la forma

$$\mathbf{H}^i = n_W \mathbf{M} + \mathbf{H}. \quad (2.12)$$

donde la magnetización está dada por $M = M_0 \mathcal{B}_J(x)$, siendo \mathcal{B}_J la función de Brillouin con $x = \mu_0 m_0 (n_W M + H) / K_B T$, \mathbf{H}^i representa al campo dentro del material y \mathbf{H} es el campo externo aplicado. Uno de los logros de esta teoría fue la descripción de la transición de fase que ocurre cercana a la temperatura de Curie. El campo interno \mathbf{H}^i se origina debido a la interacción de intercambio (exchange interaction), para describir esta interacción seguiremos una línea argumentativa usada en varios textos donde se comienza estudiando dos electrones en átomos adyacentes, los cuales

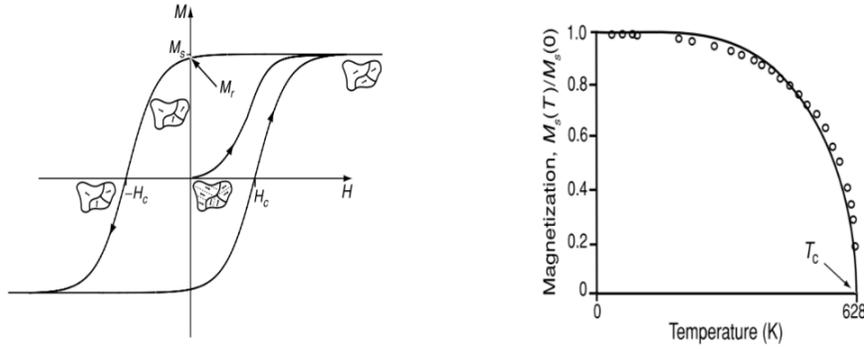


Figura 2.1: Esquemas de a) Respuesta de la magnetización de un ferromagneto en función de un campo magnético externo, denominada curva de histéresis. b) respuesta de la magnetización a la temperatura para un ferromagneto, destacando la temperatura de Curie. modificada desde Coey Magnetism and magnetic materials [20]

al ser indistinguibles están descritos por una función de onda que cumple [17]:

$$|\Psi(1, 2)|^2 = |\Psi(2, 1)|^2, \quad (2.13)$$

es decir la distribución electrónica se debe mantener ante una operación de intercambio de partículas. Como los electrones responden a una estadística de Fermi-Dirac, la función de onda total es antisimétrica, es decir,

$$\Psi(1, 2) = -\Psi(2, 1), \quad (2.14)$$

Se considera luego una solución de la forma

$$\Psi(1, 2) = \psi(r_1, r_2)\phi(s_1, s_2), \quad (2.15)$$

Donde ψ corresponde a la solución espacial u orbital y ϕ a la parte de espín. Considerando el modelo mas sencillo donde los electrones no interactúan, y cada uno se encuentra en un orbital $1s$ $\varphi_i(r_i)$, existen dos soluciones espaciales, una simétrica

$$\psi_1(r_1, r_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\varphi_1(r_1)\varphi_2(r_2) + \varphi_1(r_2)\varphi_2(r_1)) \quad (2.16)$$

y una antisimétrica

$$\psi_2(r_1, r_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\varphi_1(r_1)\varphi_2(r_2) - \varphi_1(r_2)\varphi_2(r_1)), \quad (2.17)$$

las funciones de onda de espín están dadas por los estados singlete (antisimétrico) y triplete (simétrico), respectivamente

$$\phi_s(1, 2) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\uparrow_1\downarrow_2 - \downarrow_1\uparrow_2) \quad (2.18)$$

$$\phi_t(1, 2) = \begin{cases} \uparrow_1\uparrow_2, \\ \downarrow_1\downarrow_2, \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow_1\downarrow_2 + \downarrow_1\uparrow_2), \end{cases} \quad (2.19)$$

dado que los electrones responden a una estadística de Fermi-Dirac, la función de onda total debe ser antisimétrica, lo que nos deja dos opciones

$$\Psi(1, 2) = \begin{cases} \psi_1(r_1, r_2)\phi_s(1, 2), \\ \psi_2(r_1, r_2)\phi_t(1, 2), \end{cases} \quad (2.20)$$

el Hamiltoniano que da cuenta de esta interacción entre los electrones se conoce como Hamiltoniano de Heisenberg

$$\mathcal{H} = -2\mathcal{J}\hat{s}_1 \cdot \hat{s}_2, \quad (2.21)$$

donde \mathcal{J} se conoce como integral de intercambio y está dada por

$$\mathcal{J}_{12} = \int \int \varphi_1(r_1)\varphi_2(r_2)\mathcal{H}\varphi_1(r_2)\varphi_2(r_1)d^3r_1d^3r_2, \quad (2.22)$$

y permite categorizar 3 tipos de interacciones magnéticas, ferromagnética para $\mathcal{J} > 0$ y antiferromagnética o ferrimagnética para $\mathcal{J} < 0$. Con este modelo podemos ver en la ecuación 2.21 que la interacción de intercambio favorece una alineación paralela de los espines para el caso ferromagnético. Una descripción mas detallada de los distintos componentes de energía considerados en la descripción de un material ferromagnético y en la dinámica de la magnetización se da mas adelante en este capítulo al describir la resonancia ferromagnética.

En un contexto amplio, el fundamento de todas las técnicas de resonancia magnética radica en la distinción de estados de espín causada por el efecto Zeeman, junto con la excitación del estado de menor energía a través de una onda electromagnética h_{rf} que opera a una frecuencia característica específica para cada sistema. Este efecto aparece en su forma más sencilla con un Hamiltoniano de Zeeman [54]

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_Z |M_s\rangle &= -\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}_0 |M_s\rangle \\ &= -\gamma \hbar \mathbf{B}_0 M_s |M_s\rangle \quad M_s = S, S-1, \dots, 1-S, -S \end{aligned} \quad (2.23)$$

mostrando así una diferencia de energía $\Delta\epsilon = \gamma \hbar \mathbf{B}_0$ entre los distintos estados de espín del sistema, lo que hace esperar transiciones entre los estados en presencia de radiación de frecuencia angular $\omega_0 = \gamma \mathbf{B}_0$. Es posible ver que una perturbación en el Hamiltoniano dada por un campo en dirección \mathbf{x} de la forma[19]

$$\mathcal{H} = -\gamma \hbar (\mathbf{B}_0 \mathbf{S}_z + \mathbf{b} \mathbf{S}_x), \quad (2.24)$$

da origen a posibilidades de transición no nulas entre estados de distinta magnetización. Para obtener información sobre la dinámica del sistema se usa comúnmente el formalismo clásico o semi-clásico de Landau-Lifshitz-Gilbert, como ya vimos antes esta formulación permite dar cuenta de los detalles del sistema con un campo efectivo \mathbf{H}_{eff} , que a su vez se formula a partir de la energía de un electrón en un sitio[28].

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{\partial \mathbf{E}_i(\mathbf{S})}{\partial \mathbf{S}_i} \quad (2.25)$$

o en términos del momento magnético local \mathbf{m} y la magnetización de saturación \mathbf{M}_s

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0 \mathbf{M}_s} \frac{\partial \mathbf{E}_i(\mathbf{S})}{\partial \mathbf{m}} \quad (2.26)$$

Hemos establecido la relación entre el campo efectivo \mathbf{H}_{eff} y la derivada de la energía, proporcionando una base para comprender la dinámica del sistema magnético. En las siguientes subsecciones, exploraremos la energía del sistema como una suma de varios componentes de energía.

$$E_i = E_{ze} + E_{ex} + E_{ani} + E_{dem} \quad (2.27)$$

que corresponden a las energías Zeeman, de intercambio, de anisotropía y demagnetizante.

2.2. Energía de Zeeman

La interacción entre el campo magnético externo \mathbf{H}_{ext} y la magnetización de la muestra \mathbf{M} , se puede escribir como[54]

$$E_z = -\mu_0 (\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}}) \quad (2.28)$$

y tiene un mínimo cuando la magnetización es paralela al campo externo.

2.3. Energía de intercambio

Como se vió anteriormente en la discusión sobre materiales ferromagnéticos, la interacción de intercambio es fundamental para describir el ferromagnetismo y antiferromagnetismo, a pesar de esto, la contribución a la dinámica debido a esta

energía puede ser despreciada en en nuestro caso, para ver esto mas claramente consideremos la energía de intercambio a primeros vecinos como[18]

$$E_{ex} = - \sum_{i,j}^N J_{ij} (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j) \quad (2.29)$$

En la aproximación de macroespín donde todos los dominios magnéticos estan alineados y por tanto se consideran como una sola magnitud, la interacción de intercambio es constante dado que S_i y S_j se mantienen paralelos durante la dinámica, y por tanto E_{ex} no contribuye al campo efectivo.

2.4. Energía de anisotropía magnetocristalina

La configuración cristalina de los materiales puede resultar en direcciones privilegiadas para la magnetización, uno de los casos mas sencillos es el de una anisotropía uniaxial donde se define la energía [28]

$$E_{ani}^k = \mathbf{K}_{ani}^u [1 - (\mathbf{m} \cdot \mathbf{u}_k)], \quad (2.30)$$

además, en películas delgadas es común considerar una dirección de anisotropía fuera del plano

$$E_{ani}^s = \frac{\mathbf{K}_{ani}^s}{t_{FM}} [1 - (\mathbf{m} \cdot \mathbf{u}_s)], \quad (2.31)$$

donde se tiene que \mathbf{m} es un vector unitario en dirección de la magnetización, \mathbf{u}_s y \mathbf{u}_k corresponden a vectores unitarios en la dirección de anisotropía uniaxial y al vector perpendicular al plano respectivamente, \mathbf{K}_{ani}^u y \mathbf{K}_{ani}^s se conocen como constante de energía de anisotropía y parámetro de energía superficial de anisotropía perpendicular, para la expresión de energía de este último, el término t_{FM} es el espesor de la película ferromagnética.

2.5. Energía de demagnetización

Da cuenta de la interacción de la magnetización con el campo como

$$E_{dem} = -\frac{\mu_0}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{dem} \quad (2.32)$$

\mathbf{H}_{dem} creado por la misma configuración de \mathbf{M} , este campo depende de la forma de la muestra y la distribución espacial de la magnetización, en general se puede obtener de forma numérica para geometrías arbitrarias, en este trabajo realizaremos una consideración usual en la literatura, donde se considera la solución para una muestra uniformemente magnetizada y de forma elipsoidal, lo cual permite escribir el campo de demagnetización como [19]

$$\mathbf{H}_{dem} = -\hat{\mathbf{N}}\mathbf{M} \quad (2.33)$$

donde $\hat{\mathbf{N}}$ se conoce como tensor de demagnetización y es de la forma

$$\hat{\mathbf{N}} = \begin{bmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{bmatrix} \quad (2.34)$$

finalmente en muestras delgadas como las usadas en este trabajo se puede considerar que $N_x = N_y = 0$ y $N_z = 1$, por lo que la energía es

$$E_{dem} = \frac{\mu_0}{2} (\hat{z} \cdot \mathbf{M})^2. \quad (2.35)$$

2.6. Campo efectivo

Teniendo ya definida la energía total, es posible derivar respecto a m para obtener el campo efectivo según la ecuación [28]

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{ext}} + \frac{3\mathbf{K}_{\text{ani}}^{\text{u}}}{\mu_0\mathbf{M}_s}\mathbf{m}_x\hat{\mathbf{x}} + \left(\frac{2\mathbf{K}_{\text{ani}}^{\text{s}}}{\mu_0\mathbf{M}_s t_{\text{FM}}}\mathbf{m}_z - \mathbf{m}_z \right) \hat{\mathbf{z}}, \quad (2.36)$$

donde se encuentra implícito que el campo externo define el eje $\hat{\mathbf{x}}$ y el eje $\hat{\mathbf{z}}$ es perpendicular al plano xy , considerando ahora $H_{\text{ani}} = \frac{2\mathbf{K}_{\text{ani}}^{\text{u}}}{\mu_0\mathbf{M}_s}m_x$ y $\mathbf{M}_{\text{eff}} = \left(\mathbf{M}_s - \frac{2\mathbf{K}_{\text{ani}}^{\text{s}}}{\mu_0\mathbf{M}_s t_{\text{FM}}} \right)$, y considerando el campo de microondas h_{rf} en el eje $\hat{\mathbf{y}}$ se obtiene

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = (\mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{uni}}) \hat{\mathbf{x}} + h_{\text{rf}}\hat{\mathbf{y}} - \frac{\mathbf{M}_{\text{eff}}}{\mathbf{M}_s}\mathbf{m}_z\hat{\mathbf{z}}. \quad (2.37)$$

2.7. Condición de resonancia en el plano.

Usando este campo efectivo en la ecuación LLG, considerando además que la magnetización en los ejes x e y como funciones armónicas $m_{x,y} = m_{x,y}e^{i\omega t}$ de igual frecuencia ω que el campo oscilatorio $h_{\text{rf}} = h_{\text{rf}}e^{i\omega t}$ y que las desviaciones de la magnetización fuera del eje x definido por el campo externo, es decir, m_y y m_z son pequeñas respecto a m_x , es posible obtener

$$\begin{pmatrix} h_{\text{rf}} \\ 0 \end{pmatrix} \mathbf{M}_s = \begin{bmatrix} B + i\alpha\frac{\omega}{\gamma} & -i\frac{\omega}{\gamma} \\ i\frac{\omega}{\gamma} & A + i\alpha\frac{\omega}{\gamma} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} m_y \\ m_z \end{pmatrix} \quad (2.38)$$

donde $A = M_{\text{eff}} + H_{\text{ext}} + H_{\text{ani}}$ y $B = H_{\text{ext}} + H_{\text{ani}}$. Aquí se debe notar que existe una relación entre las componentes de la magnetización

$$\mathbf{m}_z = \frac{-i\omega}{\gamma} \frac{\mathbf{1}}{\left(\mathbf{A} + i\frac{\alpha\omega}{\gamma} \right)} \mathbf{m}_y, \quad (2.39)$$

lo que permite plantear la dinámica para la componente m_y de la magnetización como

$$\mathbf{h}_{\text{rf}}\mathbf{M}_s = \mathbf{m}_y \left[\frac{\left(\mathbf{A} + i\alpha\frac{\omega}{\gamma} \right) \left(\mathbf{B} + i\alpha\frac{\omega}{\gamma} \right) - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2}{\left(\mathbf{A} + i\alpha\frac{\omega}{\gamma} \right)} \right] \quad (2.40)$$

usando la definición de susceptibilidad magnética y la ecuación anterior es posible describir la componente χ_{yy} como función de la componente \mathbf{m}_y y el campo externo oscilatorio,

$$\chi_{yy} = \frac{\mathbf{m}_y}{h_{rf}\mathbf{M}_s} = \frac{\left(\mathbf{A} + i\alpha\frac{\omega}{\gamma}\right) \left[AB - \frac{\omega^2}{\gamma^2}(\alpha^2 + 1) - i\alpha\frac{\omega}{\gamma}(A + B)\right]}{\left(AB - \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2(\alpha^2 + 1)\right)^2 + \alpha^2\frac{\omega^2}{\gamma^2}(A + B)^2}, \quad (2.41)$$

finalmente podemos definir la condición de resonancia que maximiza la susceptibilidad $\chi_{yy} = \mathbf{m}_y/h_{rf}\mathbf{M}_s$, para esto igualamos a cero el primer termino del denominador de la ecuación anterior lo que nos da la condición de resonancia de Kittel.

$$\frac{\omega_{res}}{\gamma} = \sqrt{\left(\mathbf{M}_{\text{eff}} + \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{uni}}\right)\left(\mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_{\text{uni}}\right)}. \quad (2.42)$$

Esta derivación se puede ver en detalle en [28][33]

2.8. Parámetro de amortiguación

Es posible determinar experimentalmente el parámetro α de amortiguación [51], estudiando el ancho de línea del espectro de resonancia ferromagnética y su dependencia de la frecuencia de microondas utilizada. Para obtener α se realiza un ajuste lineal de la forma

$$\Delta H_{pp} = \Delta H_0 + \frac{4\pi f}{\sqrt{3}\gamma}\alpha, \quad (2.43)$$

donde ΔH_{pp} corresponde al ancho de línea peak to peak, es decir, el campo existente entre el mínimo y máximo del espectro de resonancia ferromagnética, γ es la constante giromagnética del electrón y f la frecuencia de microondas.

Capítulo 3

Acumulación y difusión de espín.

Los fenómenos de transporte eléctrico dependientes del espín cobraron gran relevancia desde el descubrimiento de la magnetoresistencia gigante [9][11] tecnología que a transformado el almacenamiento de información en materiales magnéticos. En cuanto a la transformación de corrientes de carga en espín esta fue ya predicha en 1971 por D'yakonov y Perel [24]. En este capítulo se describe el efecto de transformación de corriente de carga en corriente de espín conocido como Efecto Hall de espín y su efecto recíproco el Efecto Hall de espín inverso, finalmente se muestra el análisis y cuantificación comúnmente usado para la descripción de estos fenómenos mediante bombeo de espín.

3.1. Efecto Hall de espín

El término Efecto Hall de Espín fue propuesto por primera vez en [31] para describir la aparición de un voltaje de Hall al circular una corriente polarizada por un metal paramagnético, lo que hoy se conoce como Efecto Hall de espín inverso. El consenso hoy es denominar Efecto Hall de espín a la polarización de espín que aparece al fluir una corriente de carga por un material con alto acoplamiento espín

órbita, es decir, es un fenómeno de conversión de corriente de carga a una corriente de espín pura [36][31][24].

El Efecto Hall de espín tiene su origen en procesos de scattering dependientes del espín. Uno de los primeros modelos de estudio es el scattering de Mott. En este contexto, se plantea un potencial debido a las impurezas o centros de scattering del material, los cuales generan un potencial $V(\vec{r})$. Este potencial, a su vez, determina un campo eléctrico

$$\vec{E} = -\frac{1}{e}\nabla V(\vec{r}) \quad (3.1)$$

Desde el sistema de referencia del electrón en movimiento, se tiene un campo magnético efectivo determinado por el campo eléctrico y el movimiento del electrón, de la forma

$$\vec{B}_{eff} = -\frac{\hbar}{mc}\vec{k} \times \vec{E}, \quad (3.2)$$

Finalmente, el scattering dependiente del espín viene dado por la interacción del momentum angular de espín del electrón $\vec{\mu}$ con el campo magnético efectivo, la cual está dada por

$$H_{soc} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}_{eff}. \quad (3.3)$$

En el caso más general de un sólido, se plantean dos mecanismos de origen para el potencial $V(\vec{r})$, El primero es el método extrínseco, dado por las impurezas, y el segundo es el método intrínseco, que corresponde a un potencial eléctrico generado por la estructura de bandas del sólido.

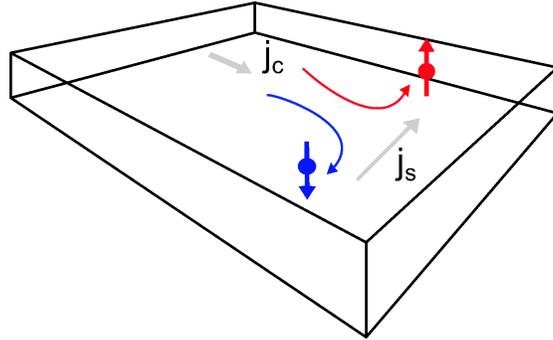


Figura 3.1: Efecto Hall de espín o Generación de corriente de espín a partir de una corriente de carga.

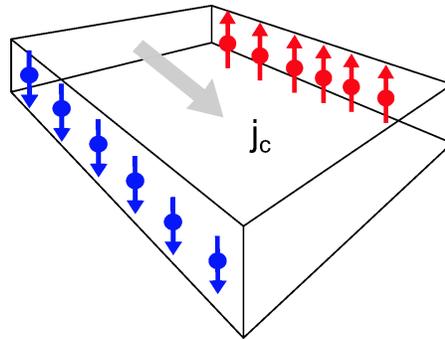


Figura 3.2: Acumulación de espín en un estado estacionario.

3.2. Efecto Hall de espín inverso

Este efecto corresponde a un proceso de conversión de una corriente de espín en corriente de carga, hoy en día es un método estándar para detectar eléctricamente una corriente de espín.

En este trabajo usamos el Efecto Hall de espín inverso para detectar eléctricamente una corriente de espín inyectada en óxido de cobre desde una lamina de CoFeB en resonancia ferromagnética, lo que se conoce como *spin pumping*. Al igual que el efecto directo SHE el efecto inverso tradicionalmente se asocia con materiales de alto acoplamiento espín orbita, sin embargo se ha observado un comportamiento con todas las características de un Efecto Hall de espín en materiales de bajo acoplamiento espín órbita como óxidos de cobre y Ti.

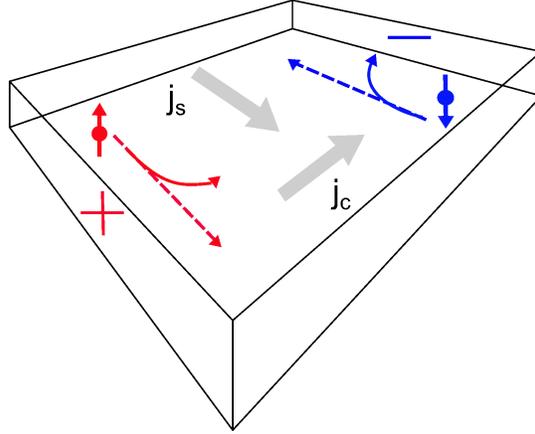


Figura 3.3: Transformación de corriente de espín a carga, Efecto Hall de espín inverso.

3.3. Acumulación y difusión de espín.

Como vimos anteriormente, una variación de la magnetización da lugar a una corriente de intercambio de espín \mathbf{j}_s , ahora estudiaremos el caso de un sistema compuesto por una bicapa (FM/NM) como el usado en los experimentos del presente trabajo. Esta sección se basa en los trabajos de Brataas en 2001 [12] y 2002 [13] donde se plantea una definición para la corriente de espín en este tipo de heteroestructuras, además de la guía para mediciones de *spin pumping* de Iguchi y Saitoh [32]. La corriente de espín bombeada en dirección \mathbf{z} , debido a la dinámica de la magnetización, hacia el material no magnético esta dada por

$$\mathbf{j}_s^{pump} = \frac{\hbar}{4\pi} g_r^{\uparrow\downarrow} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right) + \frac{\hbar}{4\pi} g_i^{\uparrow\downarrow} \frac{d\mathbf{M}}{dt}, \quad (3.4)$$

Donde \mathbf{m} corresponde a un vector unitario en la dirección de la magnetización del ferromagneto, $g_r^{\uparrow\downarrow}$ y $g_i^{\uparrow\downarrow}$ son la parte real e imaginaria respectivamente de la conductancia mixta por unidad de área. La corriente de espín bombeada genera una acumulación de espín μ_s que tiene como efecto una corriente de espín desde la

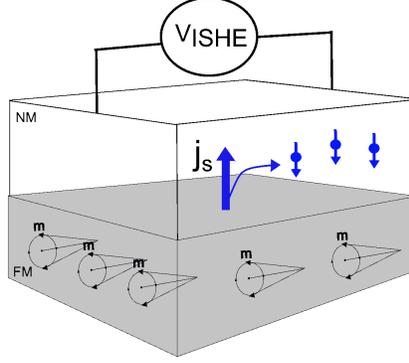


Figura 3.4: Voltaje generado en una bicapa FM/NM en un experimento de bombeo de espín.

interfaz al ferromagneto, descrita por

$$\mathbf{j}_s^{back} = \frac{1}{4\pi} g_r^{\uparrow\downarrow} M \times (\mu^{F/N} \times M) + \frac{1}{4\pi} g_i^{\uparrow\downarrow} \mu^{F/N} \times M \quad (3.5)$$

Para sistemas con una relajación de espín suficientemente rápida se puede considerar $\mu^{F/N} \propto j_s^{pump}$ y así dar cuenta de la corriente total de espín de la interfaz como función de una conductancia mixta efectiva,

$$\mathbf{j}_s^{F/N} = j_s^{pump} - j_s^{back} = \frac{\hbar}{4\pi} g_{r,eff}^{\uparrow\downarrow} M \times \frac{dM}{dt} + \frac{\hbar}{4\pi} g_{i,eff}^{\uparrow\downarrow} \frac{dM}{dt} \quad (3.6)$$

Por simplicidad y debido a que su efecto es pequeño comparado con la parte real, se suele ignorar la contribución de la parte imaginaria de la conductancia mixta. En cuanto a la acumulación de espín en el material no magnético, esta se puede describir mediante una ecuación de difusión de espín

$$\frac{\partial}{\partial t} \mu_s(z) = -\gamma_N \mu_s(z) \times \mu_0 H_0 + \mathcal{D} \nabla^2 \mu_s(z) - \frac{\mu_s(z)}{\tau_s}, \quad (3.7)$$

Considerando las condiciones de borde en la interfaz, $-\frac{\hbar\sigma_N}{4e^2}\nabla\mu_s(0) = j_s^{F/N}$ y al final del material no magnético $-\frac{\hbar\sigma_N}{4e^2}\nabla\mu_s(d_N) = 0$, se puede encontrar la solución

$$\mu_s(z) = \frac{4e^2}{\hbar\sigma_N}\lambda \frac{\cosh[(z-d_N)/\lambda]}{\sinh(d_N/\lambda)} \mathbf{j}_s^{F/N} \quad (3.8)$$

Lo que permite determinar la conductancia mixta efectiva como

$$g_{r,eff}^{\uparrow\downarrow} = \left(\frac{1}{g_r} + \frac{\pi\hbar\sigma_N}{e^2\lambda} \tanh \frac{d_N}{\lambda} \right)^{-1}. \quad (3.9)$$

Para dar cuenta de los efectos del bombeo de espín en la dinámica de la magnetización se debe modificar la ecuación LLG de la forma

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma M \times \mu_0[H_{eff} + h_{rf}] + \left(\alpha_0 + \frac{\gamma}{d_F I_s} \frac{\hbar}{4\pi} g_{r,eff}^{\uparrow\downarrow} \right) M \times \frac{dM}{dt}, \quad (3.10)$$

La ecuación anterior da cuenta de un damping debido a la corriente de espín bombeada hacia el material no magnético. Es posible determinar el valor de $g_{r,eff}^{\uparrow\downarrow}$, a través de la diferencia de damping entre el valor de damping de una muestra ferromagnética de referencia (α_F) y el valor de damping del sistema en estudio ($\alpha_{F/N}$), esta diferencia es

$$\Delta\alpha = \alpha_{F/N} - \alpha_F, \quad (3.11)$$

y se puede relacionar con la conductancia mixta efectiva de la siguiente forma

$$g_{r,eff}^{\uparrow\downarrow} = 4\pi \frac{M_s d_F}{\gamma \hbar} \Delta\alpha \quad (3.12)$$

3.4. Voltaje generado por efecto Hall de espín inverso.

En esta sección se describe el marco de trabajo usado para estudiar el voltaje medido en un experimento de spin pumping, lo aquí mostrado se basa en el trabajo de Ando y Saitoh sobre efecto Hall de espín inverso en paladio [5], la cual se puede resumir como una transformación de corriente de espín a carga de la forma

$$j_c(y) = \theta_H \left(\frac{2e}{\hbar} \right) j_s(y), \quad (3.13)$$

donde θ_H es una magnitud que se puede determinar experimentalmente, para una detallada descripción sobre el ángulo de Hall y su medición se recomienda [35]. En este formalismo la corriente de espín generada en la interfaz esta dada por (3.6), despreciando la contribución de la parte imaginaria de la conductancia mixta se puede reescribir como

$$j_s^0 = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} \frac{\hbar}{4\pi} g_{\uparrow\downarrow} \frac{1}{M_s^2} \left[M(t) \times \frac{dM(t)}{dt} \right]_z dt, \quad (3.14)$$

usando las condiciones de magnetización en resonancia para películas ferromagnéticas delgadas vistas anteriormente la corriente de espín en la interfaz se puede expresar como

$$j_s^0 = \frac{g_r^{\uparrow\downarrow} \gamma^2 h_{rf} \hbar \left[4\pi M_s \gamma + \sqrt{(4\pi M_s)^2 \gamma^2 + 4\omega^2} \right]}{8\pi \alpha^2 [(4\pi M_s)^2 \gamma^2 + 4\omega^2]}, \quad (3.15)$$

en este modelo el perfil en z , es decir, la corriente de espín como función de la profundidad alcanzada en la lámina no magnética depende del espesor de la película no magnética d_N y de la distancia de difusión de espín λ_N ,

$$\mathbf{j}_s(z) = \frac{\sinh([d_N]/\lambda_N)}{\sinh(d_N/\lambda_N)} j_s^0, \quad (3.16)$$

con esta expresión es posible relacionar la corriente de espín en la interfaz con el voltaje medido

$$V_{ISHE} = \frac{w\theta_H\lambda_N \tanh(d_N/2\lambda_N)}{d_N\sigma_N + d_F\sigma_F} \left(\frac{2e}{\hbar}\right) j_s^0. \quad (3.17)$$

. El ajuste fenomenológico [43] generalmente usado para analizar el voltaje medido se separa entre una componente simétrica, asociada al voltaje de tipo Hall y una componente asimétrica asociada a efectos de rectificación y magneto resistencia anisotrópica.

$$V_{fit} = V_{off} + V_{sim} \frac{\Delta H^2}{(H - H_{res})^2 + \Delta H^2} + V_{asim} \frac{-\Delta H(H - H_{res})}{(H - H_{res})^2 + \Delta H^2}, \quad (3.18)$$

donde V_{off} es un voltaje de fondo o offset, V_{sim} y V_{asim} son las amplitudes de voltaje simétrico y asimétrico, H el campo externo, ΔH y H_{res} son el ancho de línea del espectro de resonancia ferromagnética y H el campo externo aplicado.

3.5. Efecto Orbital de Espín

Hasta aquí la descripción teórica mostrada ha estado limitada a las corrientes de espín sin ninguna consideración por el momentum angular orbital dado que tradicionalmente este se considera estático en sólidos ("Quenching of orbital angular momentum")[1], sin embargo, numerosas publicaciones recientes apuntan a la posibilidad de generar acumulación y en última instancia corrientes de momentum angular. Los principales mecanismos propuestos para la generación y estudio de estas corrientes orbitales son el Efecto Hall Orbital (OHE) y el Efecto Rashba Orbital (ORE), ambos fenómenos son bastante análogos a sus contrapartes de espín pero con una diferencia fundamental y es que no dependen del acoplamiento espín órbita, por lo que son buenos candidatos para explicar los efectos observados de bombeo de espín y transferencia de torque en metales ligeros como Ti y óxidos de Cu como en el presente trabajo.

Una propuesta fenomenológica de análisis para experimentos que involucran generación de corrientes de espín y momentum angular orbital dada en [46] considera dos corrientes de carga, una generada por efecto ISHE, expresada como

$$\vec{J}_c^{ISHE} = \theta_s(\vec{J}_s \times \hat{\sigma}_s), \quad (3.19)$$

y otra generada por su análogo orbital IOHE

$$\vec{J}_c^{IOHE} = \theta_L(\vec{J}_L \times \hat{\sigma}_L). \quad (3.20)$$

Capítulo 4

Metodos Experimentales

4.1. Pulverización Catódica (Sputtering)

La pulverización catódica es una técnica ampliamente usada para la síntesis de películas delgadas, entre sus prestaciones se encuentre la posibilidad de entregar una precisión nanométrica en el espesor de las muestras, y la deposición de una amplia gama de materiales entre ellos conductores, aislantes y óxidos. El procedimiento estándar de Sputtering comienza con la limpieza de la cámara, en este paso es importante tener en cuenta las medidas de seguridad pertinentes como el uso de delantal, guantes, lentes y mascarilla para evitar el contacto de materiales peligrosos con la ropa, piel, ojos y vías respiratorias respectivamente. El énfasis debe estar en retirar restos de material de síntesis anteriores en los cátodos (de aquí en más denominados "cañones"), para esto se ha usado etanol y papel libre de pelusas. Una falta de limpieza periódica puede llevar a contaminaciones cruzadas si se realiza más de un tipo de síntesis en el equipo. Posterior a la limpieza se ubican los materiales a depositar (De aquí en mas denominados "blancos") sobre los imanes permanentes situados al fondo de la cámara y se ubican los cañones en sus posiciones respectivas. Antes de cerrar el sistema se procede a ubicar los sustratos en la parte superior del equipo .

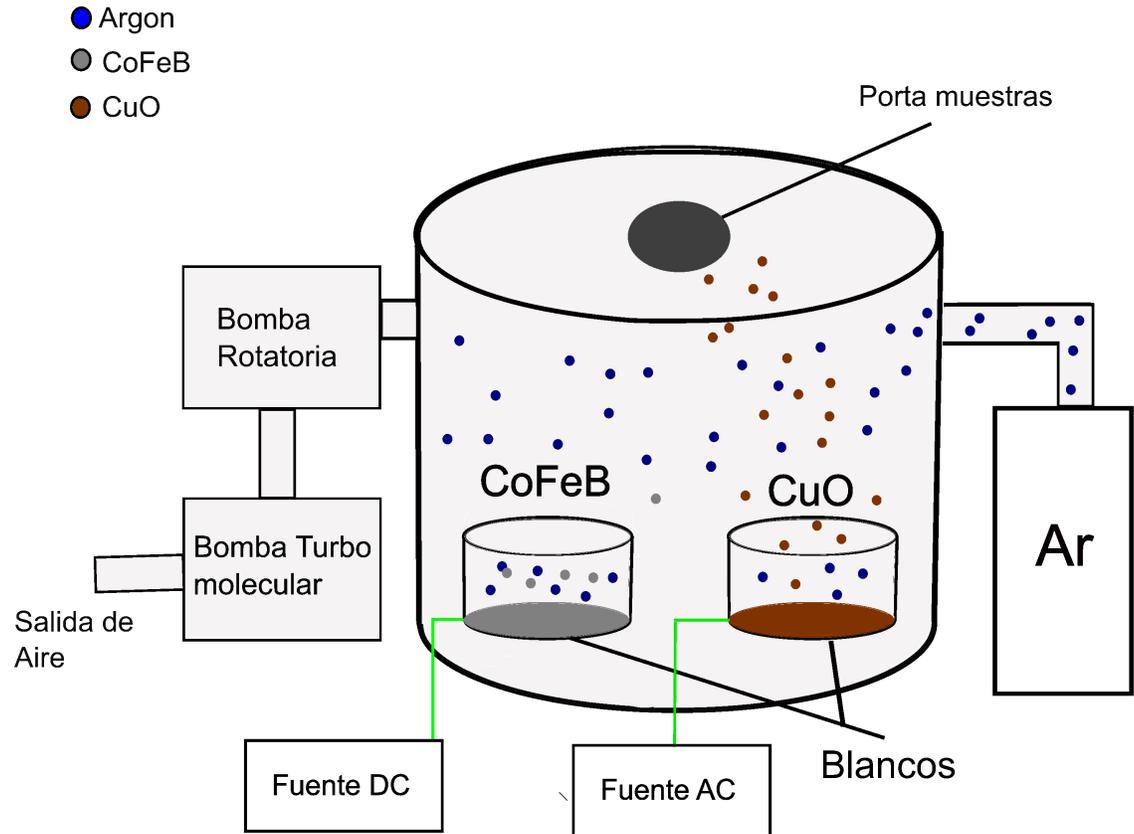


Figura 4.1: Esquema experimental del equipo de pulverización catódica.

Para continuar se procede a la extracción del aire presente en la cámara de síntesis representada en la figura 4.1, en esta etapa es necesario un vacío alto si se quieren evitar impurezas en las muestras, las que pueden aparecer generalmente como agentes oxidantes, la configuración actual del equipo usado en este trabajo consta de una bomba mecánica rotatoria de paletas que por su cuenta permite alcanzar una presión del orden de 1×10^{-3} Torr y una bomba turbo molecular las que en conjunto generan un de aproximadamente 3×10^{-7} Torr, presión inicial usada en todas las muestras de este estudio. Luego del vacío inicial se inyecta en el sistema una flujo controlado de gas de Argón, fijado en 20 sccm en este trabajo. Mediante los pasos anteriores Se obtiene una atmósfera controlada de Argón, se procede a la ignición de la misma mediante un potencial eléctrico aplicado entre el blanco que actúa como cátodo y el cañón que actúa como ánodo formando un plasma. Este plasma se mantiene

confinado debido al campo magnético producido por imán permanente hasta alcanzar la tasa de deposición deseada. Las partículas de Argón ionizado impactan el blanco desprendiendo partículas de este material, es posible determinar la relación entre la potencia ingresada al sistema por la fuente de voltaje y la tasa de deposición del material usando una balanza de cuarzo para medir la masa depositada.

En este trabajo usamos una tasa de deposición de 2 nm/min en el caso del CoFeB, para lo que fue necesaria una potencia de 70 Watt entregados por una fuente de voltaje directa, mientras que para el óxido de cobre (CuO) se uso una fuente RF a 100 Watts y una tasa de deposición de 0.8 nm/min. Una vez alcanzada la tasa de deposición se abre la tapa del cañón y se deposita el material sobre la Mica.

4.2. Medida de resistividad por Van der Pauw

Para determinar la resistividad de las películas se utilizó el método de Van de Pauw [26], el cual corresponde a un método de cuatro puntas para muestras sin una geometría bien definida, en este trabajo se utilizaron muestras aproximadamente cuadradas de 4 mm de lado. Para determinar la resistividad, se miden primero los voltajes V_i mostrados en la figura 4.2 para un valor fijo de corriente I , con esto se calculan los valores ρ_a y ρ_b dados por

$$\rho_a = t \left(\frac{\pi}{\ln 2} \right) \frac{V_1 - V_2 + V_3 - V_4}{4I} \quad (4.1)$$

$$\rho_b = t \left(\frac{\pi}{\ln 2} \right) \frac{V_5 - V_6 + V_7 - V_8}{4I} \quad (4.2)$$

La resistividad de la película se determinó considerando un factor de corrección f

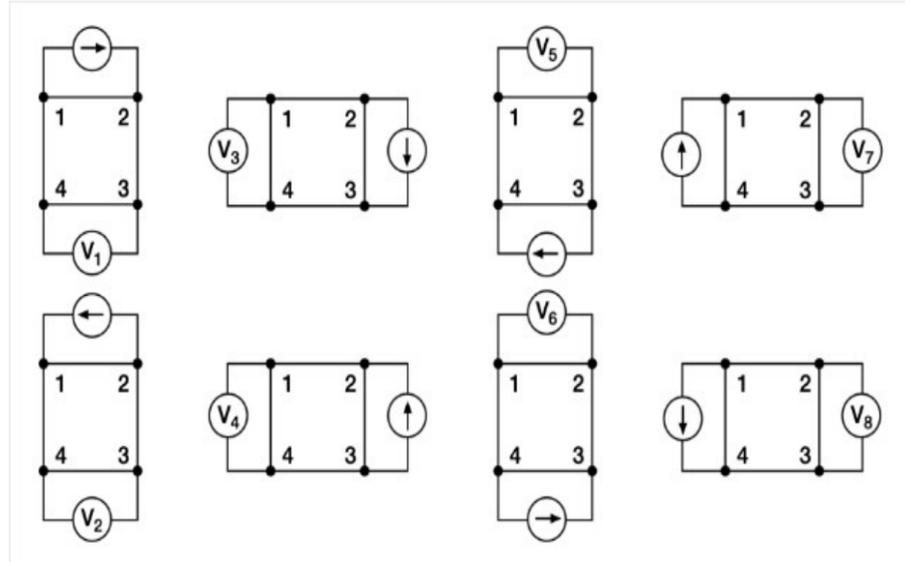


Figura 4.2: Esquema de medición del método de Van der Pauw, se señala los puntos de aplicación de y dirección de la corriente con flechas y los potenciales medidos V_i .

de Ramadan [40] de la forma

$$\rho = \frac{\rho_a + \rho_b}{2} * f \quad (4.3)$$

4.3. Magnetómetro de muestra vibrante (VSM)

El magnetómetro de muestra vibrante fue utilizado para estudiar la magnetización de todas las muestras utilizadas en este trabajo, la técnica consiste en ubicar la muestra en un campo magnético constante en el tiempo, donde se hace vibrar la muestra a una frecuencia y amplitud fijas. El campo magnético externo es generado para una bobina superconductora ubicada en la base del sistema y las oscilaciones de la muestra se controlan con un motor incluido en el portamuestra. La presencia de material magnético en las muestras y las vibraciones dentro de las bobinas de detección generan un voltaje debido a la ley de inducción de Faraday. El voltaje inducido es medido en las bobinas de detección y resulta proporcional a la magnetización de las muestra. Mediante una calibración con una muestra conocida es posible determinar la magnetización de la muestra en función del voltaje obtenido.

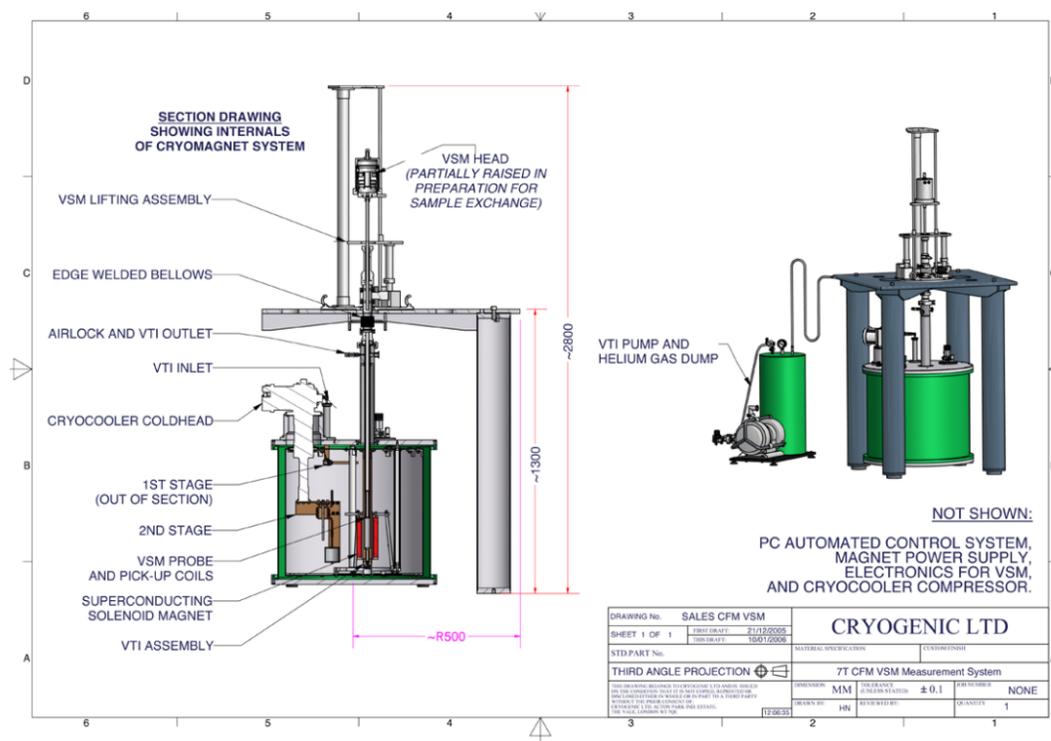


Figura 4.3: Esquema experimental del equipo VSM cryogenic obtenido del manual de usuario.

4.4. Bombeo de espín por FMR

Todos los experimentos de Bombeo de espín en el marco de esta investigación se realizaron utilizando un equipo EMXPLUS de Bruker EPR Systems. La muestra se coloca cubierta por un tubo de cuarzo dentro de una cavidad resonante. En la cavidad se aplica un campo magnético externo uniforme mediante un electroimán. Asimismo, se aplica un campo electromagnético alterno en la banda X del espectro de microondas, esta señal es modulada con una señal entre los 4 y 100 KHz y llevada desde una fuente de aproximadamente 9.8 GHz hasta la cavidad usando una guía de ondas. Las mediciones se realizan con un diodo de detección que permite estudiar la absorción de microondas en la cavidad. Un esquema del equipo se despliega en la figura 4.4.

La muestra ubicada en la cavidad se encuentra además conectada eléctricamente

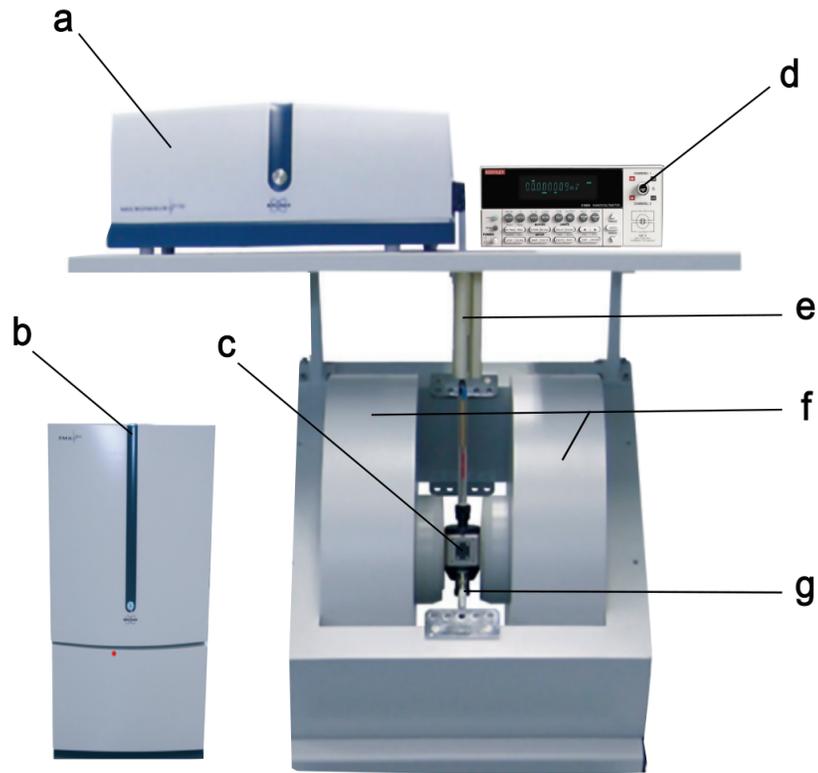


Figura 4.4: Esquema experimental usado para el bombeo de espín. a) Fuente de microondas, b) interfaz Bruker, c) cavidad de resonancia, d) nanovoltímetro, e) iris, f) electroimán, g) diodo detector.

a los contactos de la pista porta muestra, los cuales se conectan a las terminales de un nanovoltímetro que mide la señal de voltaje generada entre los puntos A y B 4.5 de la muestra.

4.5. Resonancia Ferromagnética de banda ancha (Broad Band FMR)

Al igual que en el experimento explicado en la sección anterior con la medida conocida como FMR Broad Band se busca estudiar la magnetización en su condición

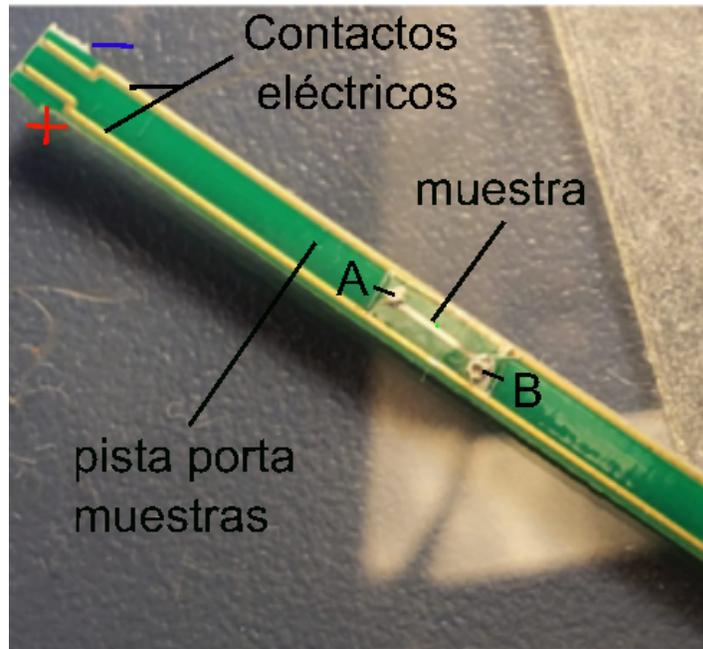


Figura 4.5: Esquema muestra usada para bombeo de espín sobre una pista portamuestra. Imagen modificada desde [42]

de resonancia, para esto se aplica un campo magnético DC mediante un electroimán, al tiempo que se aplica un señal electromagnética h_{rf} mediante una guía de onda sobre la cual se posiciona la muestra, en el montaje utilizado se utiliza una fuente de radio frecuencia que funciona entre 4 y 16 GHz. Sobre esta señal se aplica una señal de modulación de 1 kHz mediante un fuente AC conectada a unas bobinas de modulación. El campo aplicado es medido y calibrado usando un gaussímetro ubicado sobre la muestra. A diferencia del método usado en el experimento de *spin pumping* en este caso no se realiza ningún contacto eléctrico sobre la muestra por lo que no se observa el voltaje inducido, solo la señal captada por el diodo detector y recibida luego por un amplificador sintonizado (lock-in amplifier), el cual finalmente entrega una señal de voltaje al computador, el esquema del montaje se muestra en la figura 4.6.

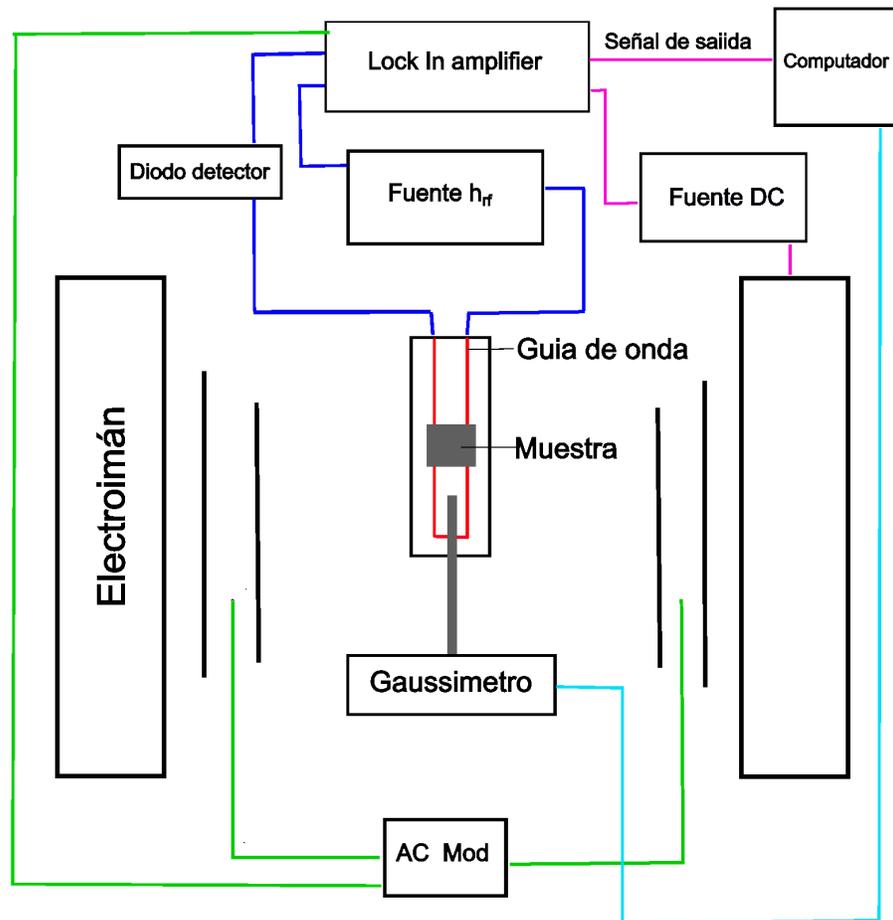


Figura 4.6: Esquema del montaje experimental usado en la medición de FMR Broad Band, las líneas indican las conexiones eléctricas entre los distintos componentes.

Capítulo 5

Resultados

En este capítulo se exponen los resultados experimentales, se incluyen las mediciones de magnetización mediante VSM, caracterización de la resonancia ferromagnética en la banda X, dependencia en frecuencia de las condiciones de resonancia y voltajes obtenidos por bombeo de espín. Al final del capítulo se muestran los resultados comparativos obtenidos en este estudio.

5.1. Magnetización de las muestras

Se midió el momento magnético de cada muestra usando un magnetómetro de muestra vibrante (VSM) y se determinó la magnetización de saturación de estas considerando el volumen de cada muestra, midiendo el área con el software Imagj y considerando un espesor nominal de 15nm de CoFeB.

Podemos observar que la mayor diferencia es de 0.18 T y se encuentra entre las muestras de 2 y 5 nm de espesor de CuO, mientras que las muestras de 2, 10 y 15 nm muestran valores bastante similares. El cambio en la magnetización se corresponde con una diferencia de aproximadamente un nanómetro en CoFeB. Además, realizamos una estimación indirecta de la magnetización mediante un experimento de resonancia ferromagnética de frecuencia variable. En particular, se

puede obtener la magnetización estudiando la relación entre el campo de resonancia H_{res} y la frecuencia de resonancia f_{res} .

Al comparar la magnetización obtenida por los dos métodos presentados, se observa que para la muestra de 5 nm de CuO se obtiene la misma magnetización, mientras que para todas las demás muestras, los valores de magnetización obtenidos mediante la resonancia ferromagnética de frecuencia variable son mayores que el valor medido en VSM y difieren hasta en un 9%.

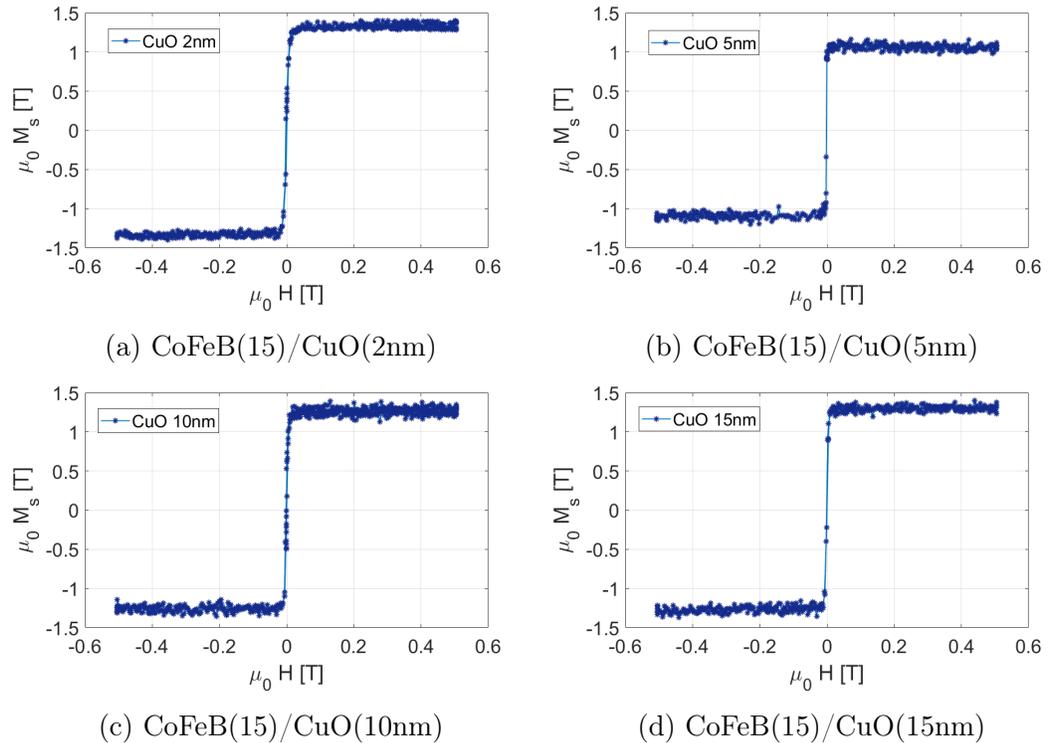


Figura 5.1: Magnetización como función del campo externo aplicado en medición de VSM.

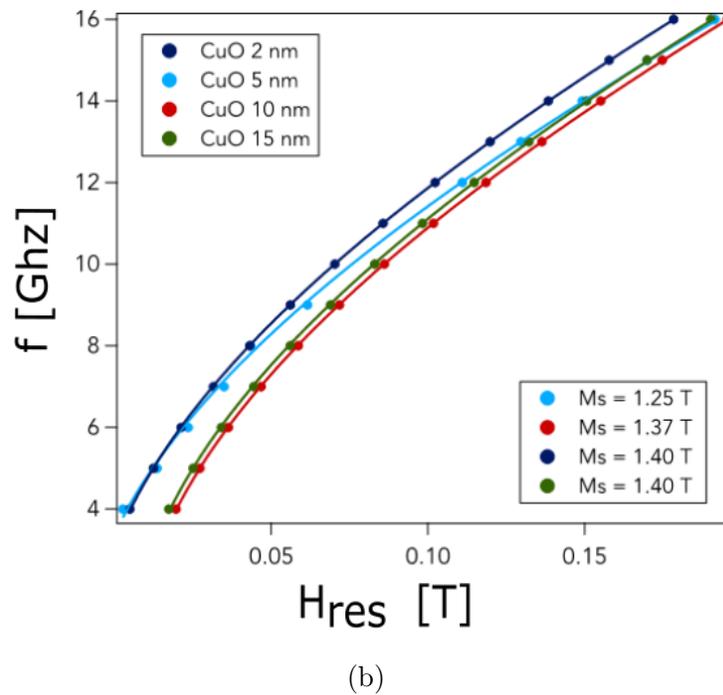
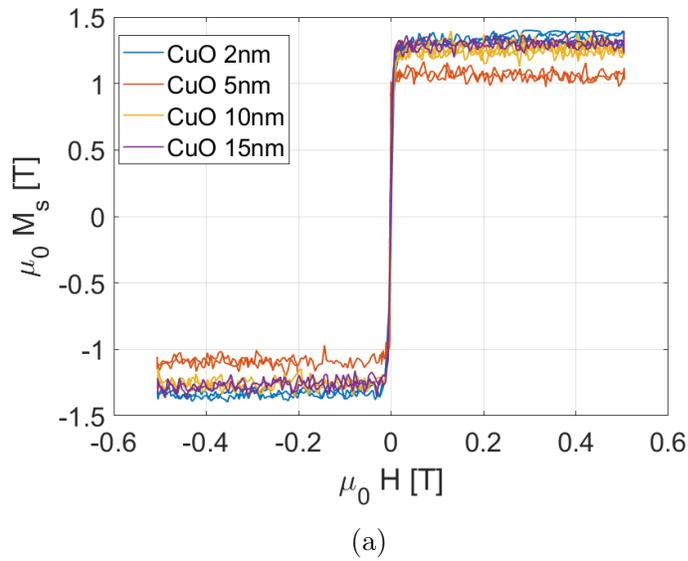


Figura 5.2: (a) Comparación de la magnetización obtenida mediante VSM para cada muestra. (b) Frecuencia de resonancia como función del campo de resonancia para todas las muestras, se indica la Magnetización de saturación.

5.2. Resistividad

Usando el método de Van der Pauw se midió la resistividad de cada muestra como se explica en el capítulo anterior. En la tabla a continuación se muestran los valores obtenidos de resistividad y los parámetros de corrección usados en cada muestra, todos los experimentos de la tabla fueron realizados a una temperatura de 300K.

d_{CuO}	ρ_2/ρ_1	f	$\rho(\Omega\text{-cm})$
2	1.06	0.9997	379.4
5	3.83	0.8689	305.7
10	2.98	0.9067	382.4
15	1.05	0.9995	363.7

Tabla 5.1: Mediciones de ρ_2/ρ_1 , factor de Ramadan y resistividad de las muestras

Además, se midió la resistencia en función de la temperatura para las muestras de CoFeB (15nm)/CuO (5nm) y CoFeB (15nm)/CuO (15nm). En estas mediciones, se observó un comportamiento característico de un semiconductor; es decir, se aprecia una primera disminución de la resistencia al descender desde la temperatura ambiente. Luego, al alcanzar un mínimo (en este caso, a aproximadamente 240K y 140K para cada muestra), se observa un aumento de la resistencia al disminuir la temperatura, característico de una transición metal-aislante.

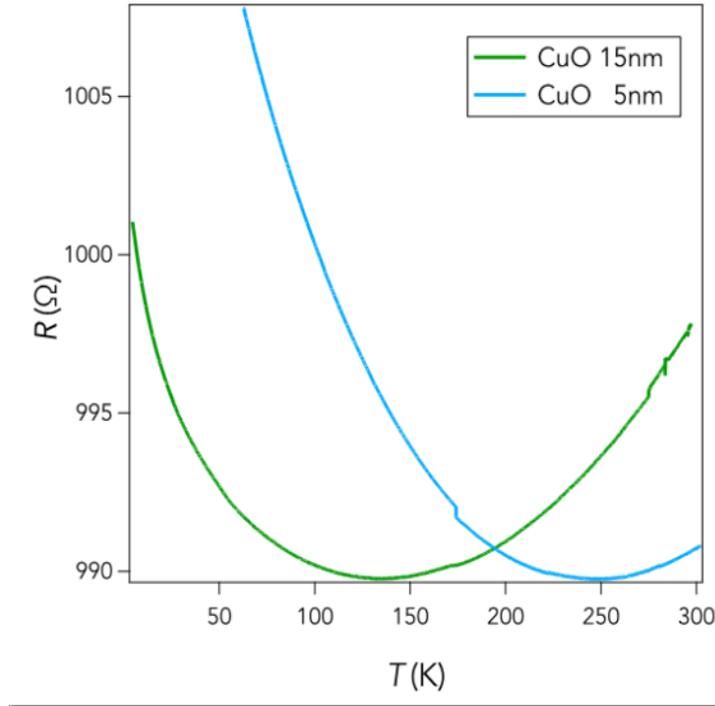


Figura 5.3: Resistencia en función de la temperatura para las muestras de Co-FeB(15nm)/CuO(5nm) y CoFeB(15nm)/CuO(15nm) .

5.3. Bombeo de Espín, *spin pumping*

En el experimento de FMR-spin pumping se midió la derivada de la susceptibilidad magnética respecto al campo externo aplicado. En todos los casos se puede ver un perfil característico del fenómeno de resonancia ferromagnética, las muestras de 5 y 10 nm muestran cierta asimetría en los campos mayores al de resonancia.

De manera simultánea a la medición de FMR se midió el voltaje generado en la muestra, en el caso de la muestra de 2 nm se observa un voltaje mayormente asimétrico centrado en el campo de resonancia, lo cual no se corresponde con un voltaje generado por efecto de tipo Hall inverso, ya sea orbital o de espín. En el caso de las muestras de 5, 10 y 15 nm se obtiene un voltaje con una componente simétrica predominante, con un máximo de amplitud en el campo de resonancia, comportamiento característico de un voltaje inverso de tipo Hall.

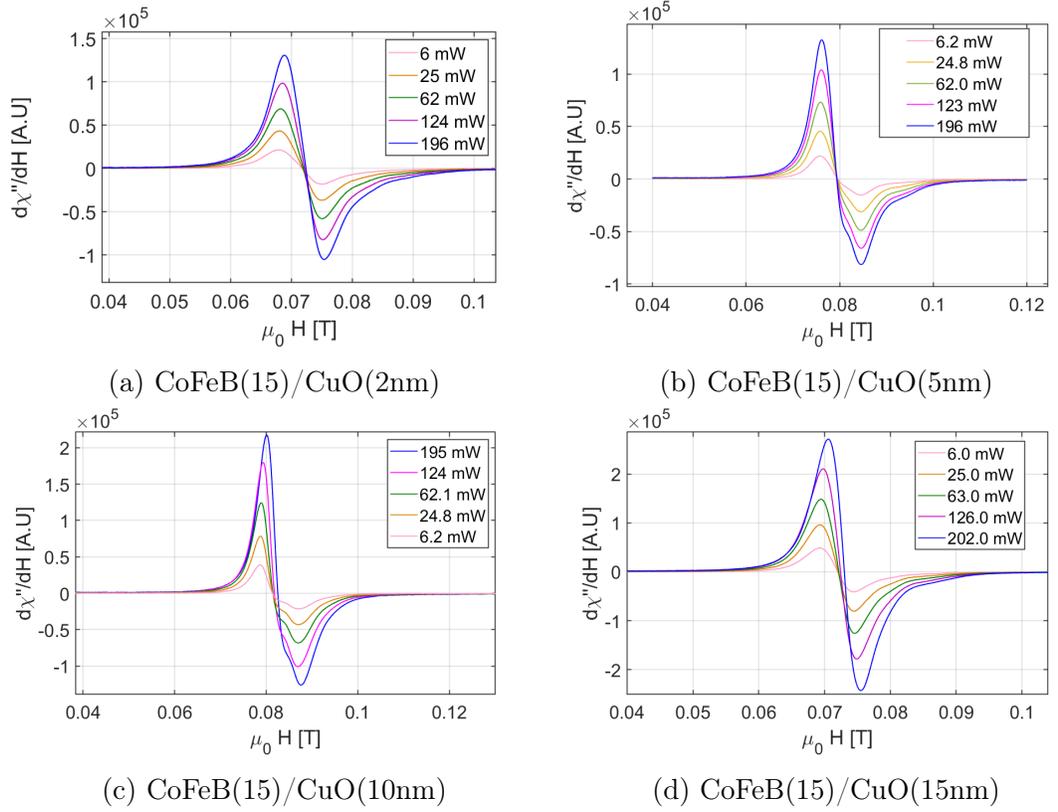


Figura 5.4: Derivada de la susceptibilidad magnética de la muestra en función del campo magnético externo aplicado, para varias potencias de microonda, también se conoce a estas curvas como Espectro de resonancia ferromagnética.

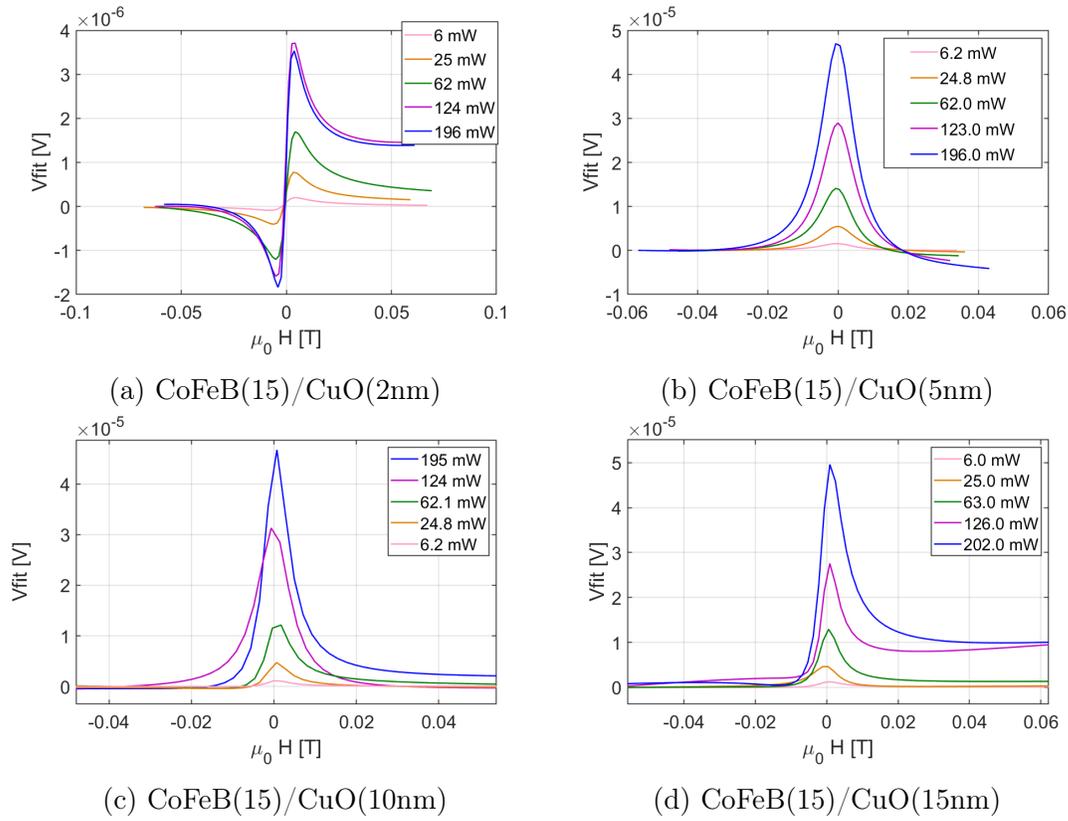


Figura 5.5: Ajuste del voltaje obtenido para cada muestra a distintas potencias de microonda.

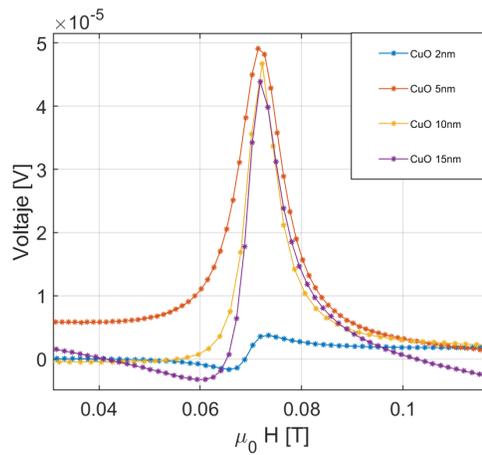


Figura 5.6: Señales de voltaje medidas para una atenuación de 0dB y una potencia de 198 ± 2 mW.

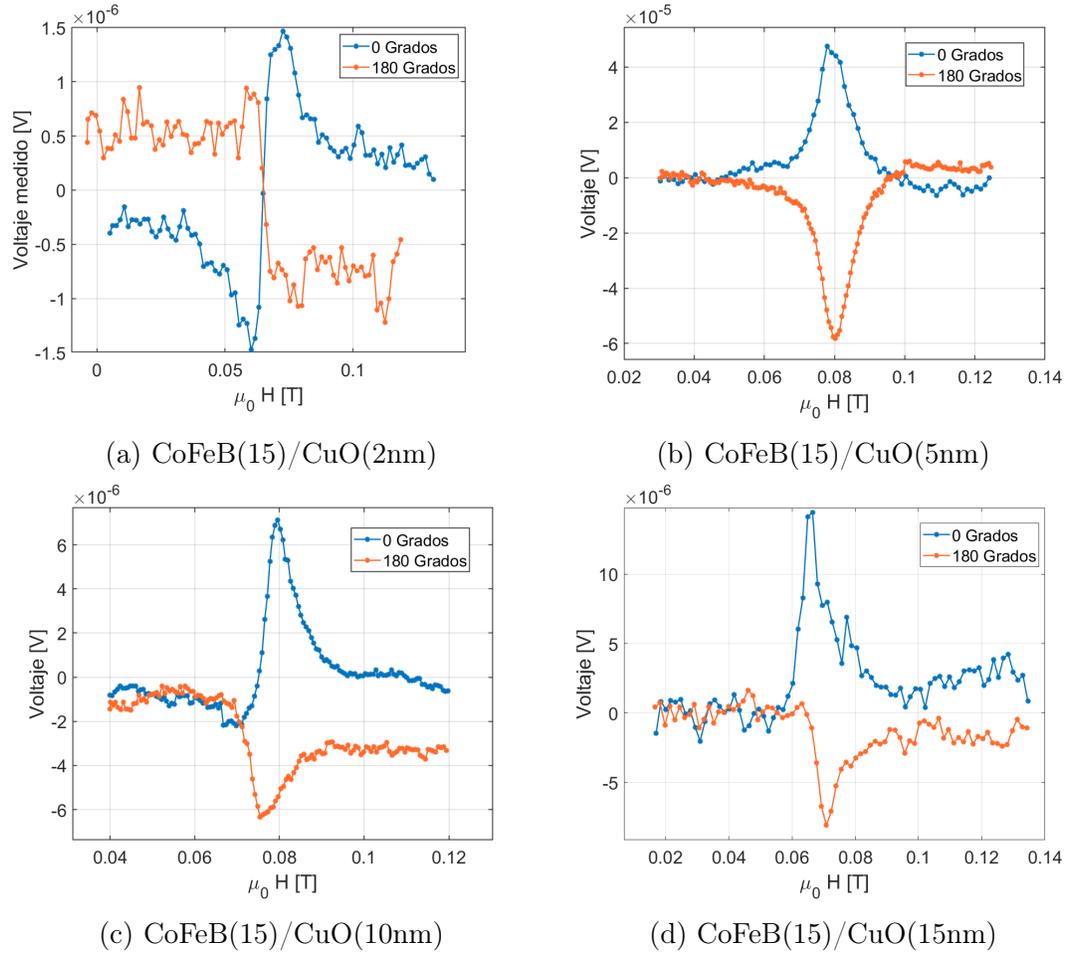


Figura 5.7: Inversión de voltaje obtenida para cada muestra al invertir en 180 grados el campo magnético externo.

Se logró observar un inversión en la polaridad del voltaje en todas las muestras lo que se corresponde con el comportamiento reportado para los efectos de tipo Hall de espín u orbital.

La dependencia del experimento de bombeo de espín respecto a la potencia de microonda utilizada fue estudiada para cada muestra con un ángulo $\theta_H = 0$ separando sus componentes simétrica y antisimétrica de la señal de voltaje obtenida para distintas potencias entre 5 mW y 190 mW aproximadamente. En el caso de la muestra de 2nm de CuO se observa una tendencia clara en la componente asimétrica la cual muestra siempre un voltaje negativo que aumenta en amplitud de forma

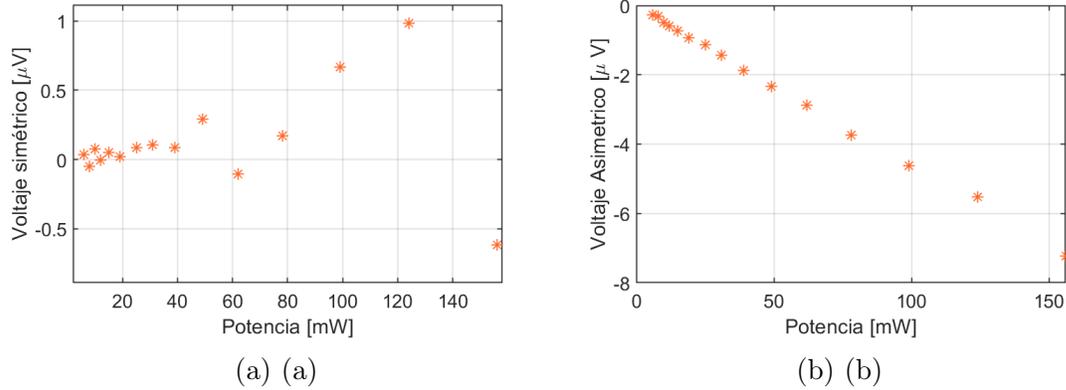
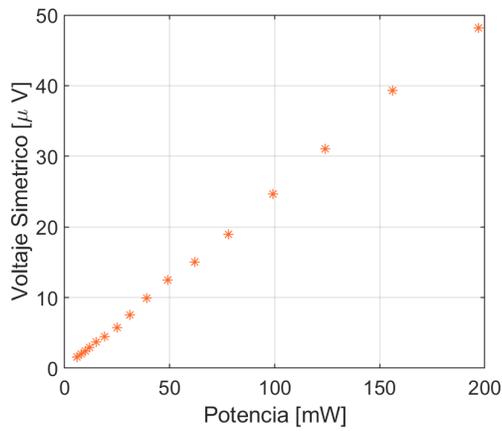


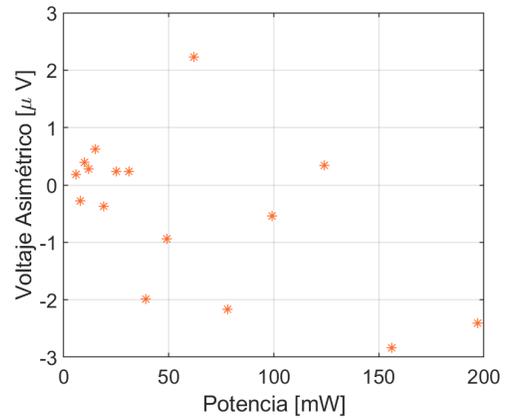
Figura 5.8: Componentes simétrica (a) y asimétrica (b) medidas en la muestra de 2nm de CuO como función de la potencia de microonda.

lineal con la potencia, en el caso de la componente simétrica no se observa un comportamiento consistente que se pueda considerar un tendencia clara. En las muestras de 5, 10 y 15 nm de CuO se observó lo contrario, es decir, no se logra determinar una tendencia clara en la componente antisimétrica pero se observa un voltaje positivo que aumenta linealmente con la potencia de microondas en la componente simétrica, comportamiento característico de los efectos de tipo espín-orbital de Hall.

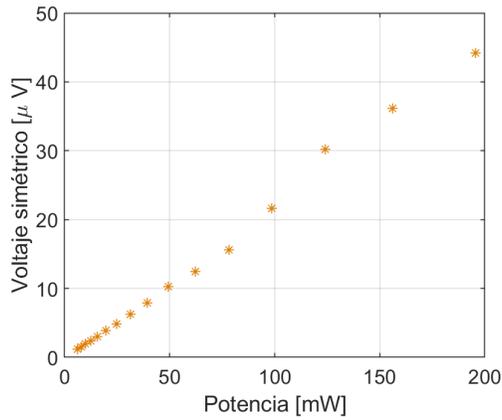
Al comparar la relación existente entre el voltaje simétrico y espesor de la película de óxido, para la condición de 0 dBm de atenuación del equipo, lo que se traduce aproximadamente en 198 ± 2 mW, se observa un máximo en la muestra de 5 nm con 48 μV , se aprecia una disminución en 10 y 15 nm con 45 y 38 μV respectivamente, cuanto a la muestra de 2 nm muestra el menor valor de voltaje simétrico con 0.6 μV . Al usar la resistividad medida de cada muestra mediante método de Van der Pauw para calcular el valor de corriente asociado al voltaje simétrico, la tendencia se mantiene a excepción de la muestra de 15 nm que supera levemente en corriente a la de 10 nm al contrario de lo observado en voltaje.



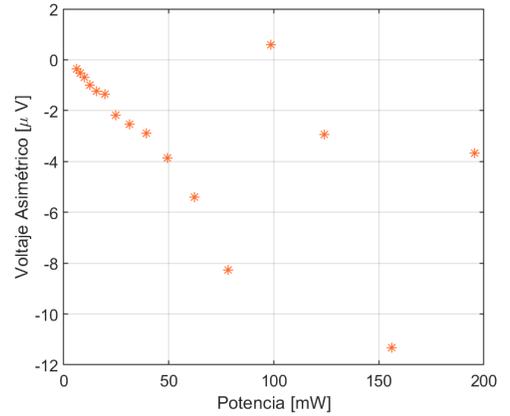
(a) CoFeB(15nm)/CuO(5nm)



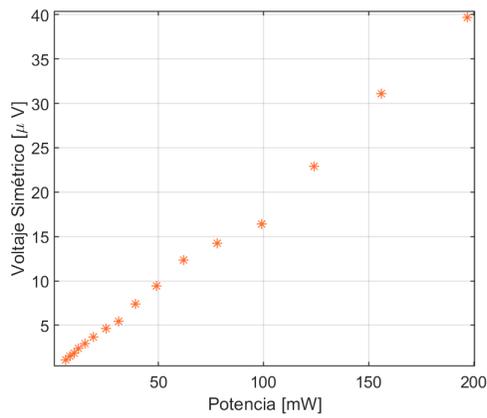
(b) CoFeB(15nm)/CuO(5nm)



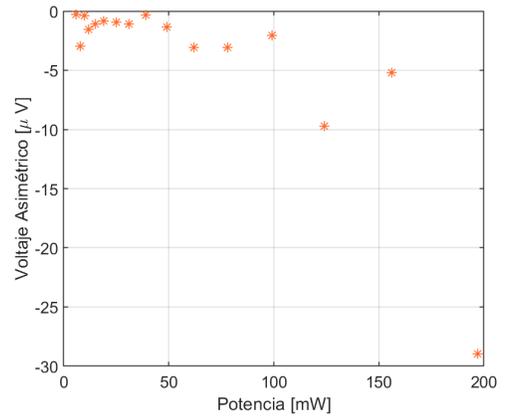
(c) CoFeB(15nm)/CuO(10nm)



(d) CoFeB(15nm)/CuO(10nm)



(e) CoFeB(15nm)/CuO(15nm)



(f) CoFeB(15nm)/CuO(15nm)

Figura 5.9: Componentes simétrica (a),(c),(e) y asimétrica (b),(d),(f) de voltaje medida en las muestras de 5, 10 y 15 nanómetros respectivamente.

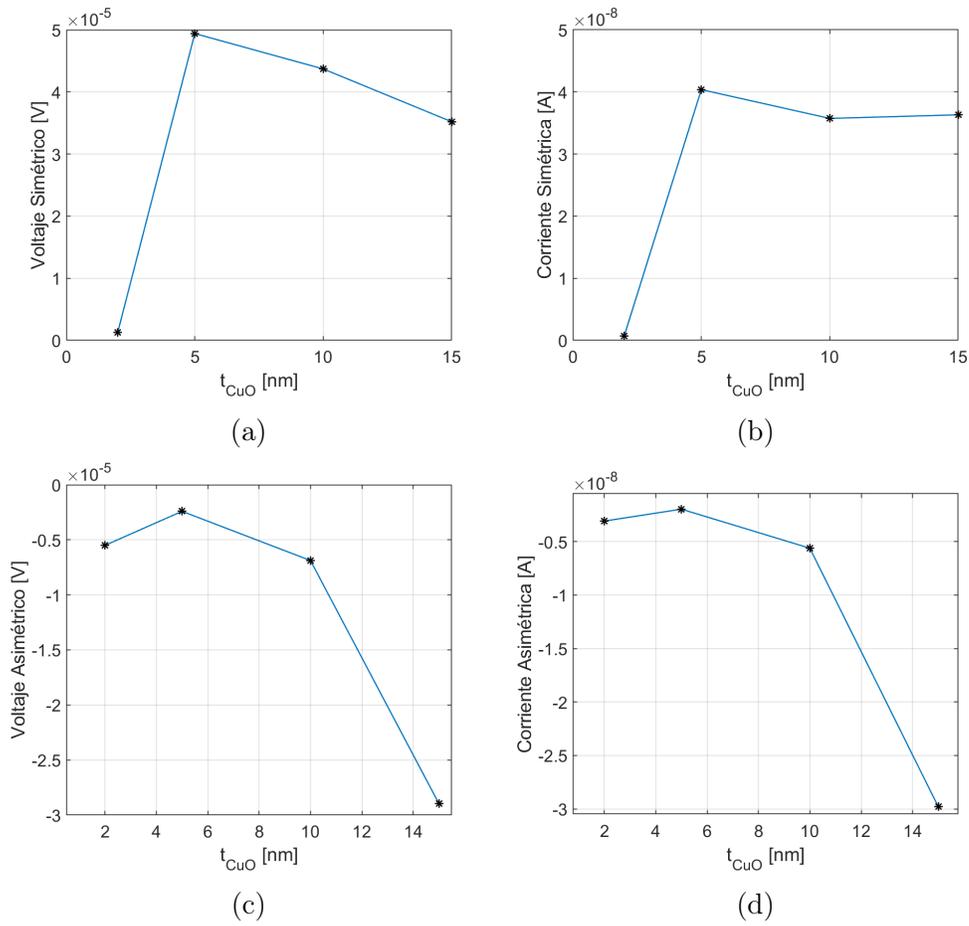


Figura 5.10: (a) Voltaje simétrico, (b) corriente simétrica, (c) Voltaje asimétrico y (d) corriente asimétrica asociada y su relación con el espesor de la película de CuO.

Se estudió a bajas temperaturas el voltaje asociado al bombeo de espín para la muestra de 5nm de CuO. Se observó una disminución de la componente simétrica del voltaje al descender la temperatura, junto con una deformación del espectro de absorción de microondas cerca del campo de resonancia.

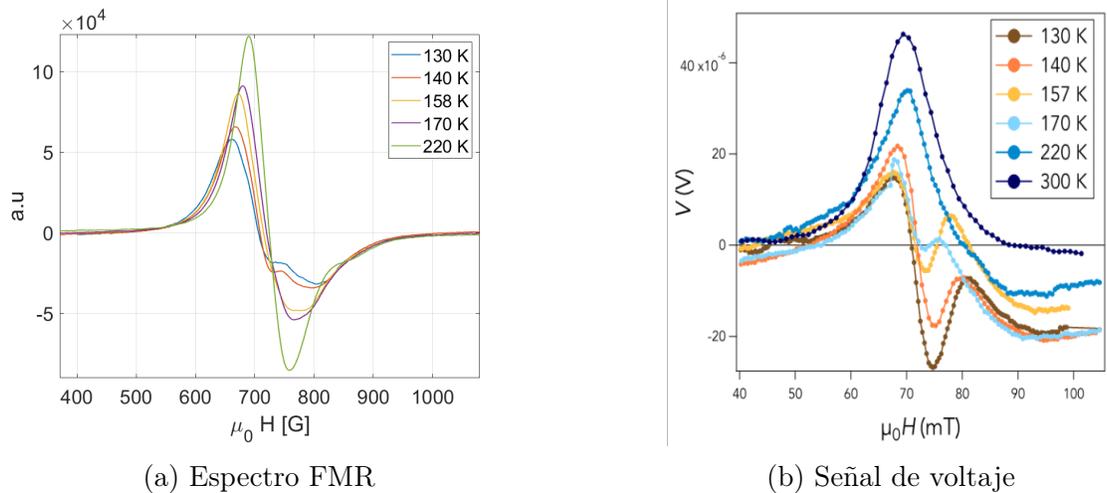


Figura 5.11: Mediciones de FMR (a) y voltaje (b) para distintas temperaturas en la muestra CoFeB(15nm)/CuO(5nm)

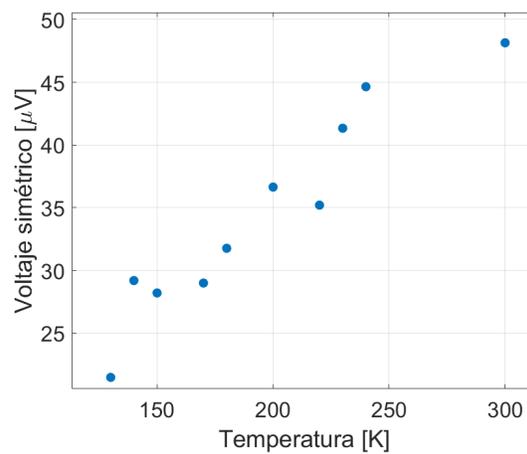


Figura 5.12: Voltaje simétrico medido y su relación con la temperatura para la muestra CoFeB(15nm)/CuO(5nm).

5.4. Medición de damping por Broad Band FMR

Mediante el estudio de la resonancia ferromagnética a distintas frecuencias en el rango de los 4 a 17 GHz fue posible determinar el parámetro de amortiguamiento α de cada muestra, para esto se calculó la pendiente de la relación entre ancho de línea H_{pp} y frecuencia, para cada muestra se observó una relación lineal entre estas dos magnitudes, como se puede ver en detalle en la figura 5.14. La comparación entre el espesor de la película de CuO y α se encuentran en la figura 5.13b, notemos que el parámetro de amortiguación sigue una tendencia similar a la observada en voltaje y corriente. Lo anterior es de esperar en un fenómeno de tipo Hall orbital o de espín, dado que un aumento en el parámetro de amortiguamiento da cuenta de una mayor transmisión de momentum angular desde la lámina ferromagnética hacia la de óxido y en última instancia esto se traduce en un mayor voltaje.

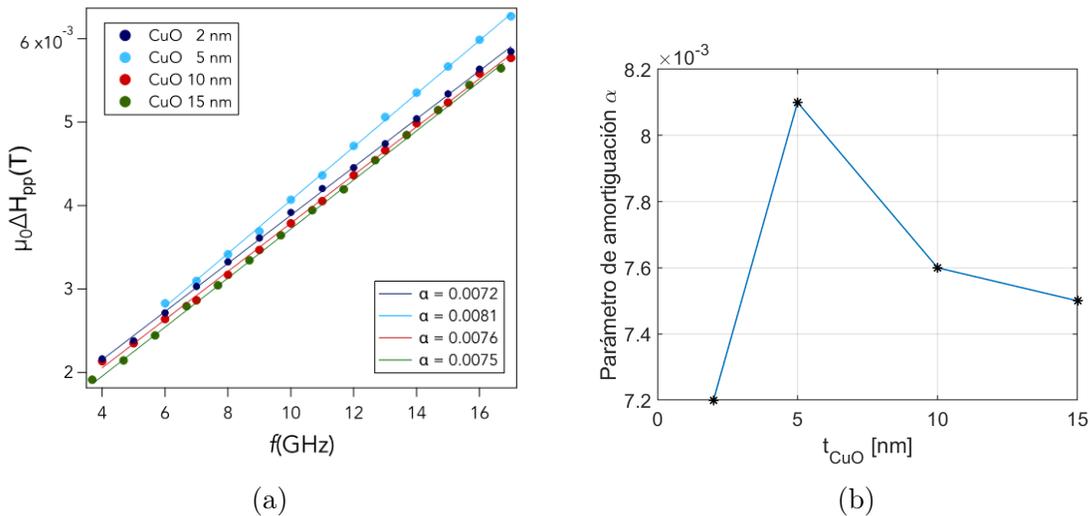
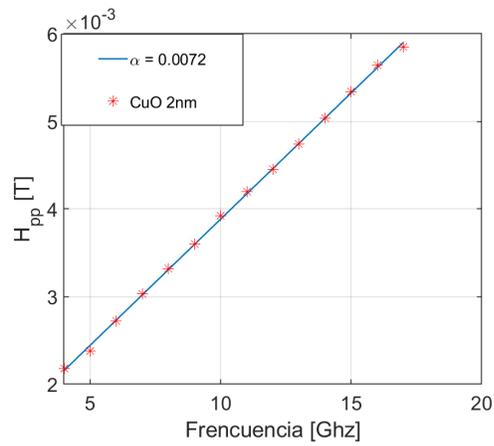
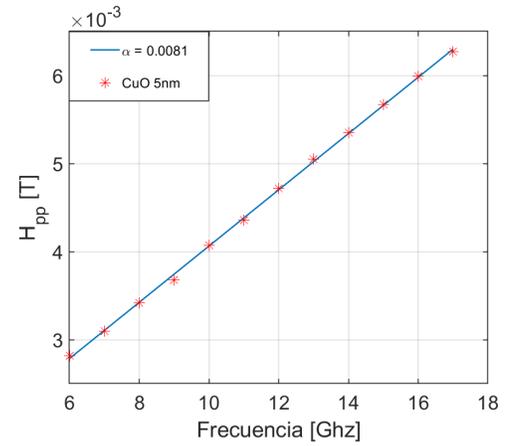


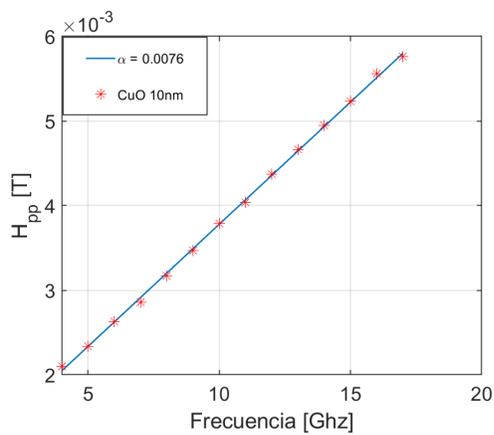
Figura 5.13: Ancho de línea como función de la frecuencia de $h_{r,f}$ (b) Parámetro de amortiguación α y su relación con el espesor de CuO.



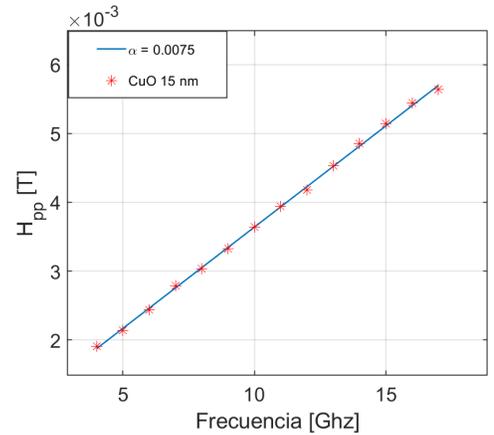
(a) CoFeB(15)/CuO(2nm)



(b) CoFeB(15)/CuO(5nm)



(c) CoFeB(15)/CuO(10nm)



(d) CoFeB(15)/CuO(15nm)

Figura 5.14: Datos del ancho de línea H_{pp} obtenido para cada muestra como función de la frecuencia de microondas y el ajuste usado para obtener el parámetro α

5.5. Resultados previos

En el trabajo previo [42] realizado con el mismo protocolo de síntesis y espín pumping se obtuvo mediciones de voltaje inducido en cobre oxidado naturalmente y platino. A continuación se muestra la comparación de los voltajes obtenidos para los distintos materiales usados como sumidero de espín para una atenuación de 0dB en el experimento de espín pumping, lo que corresponde a 198 ± 2 mW de potencia de la señal h_{rf} . Si bien el rendimiento sigue siendo inferior al platino es posible observar una mejora de $20 \mu\text{V}$ en el rendimiento obtenido al usar un blanco de CuO en la síntesis respecto al cobre oxidado naturalmente.

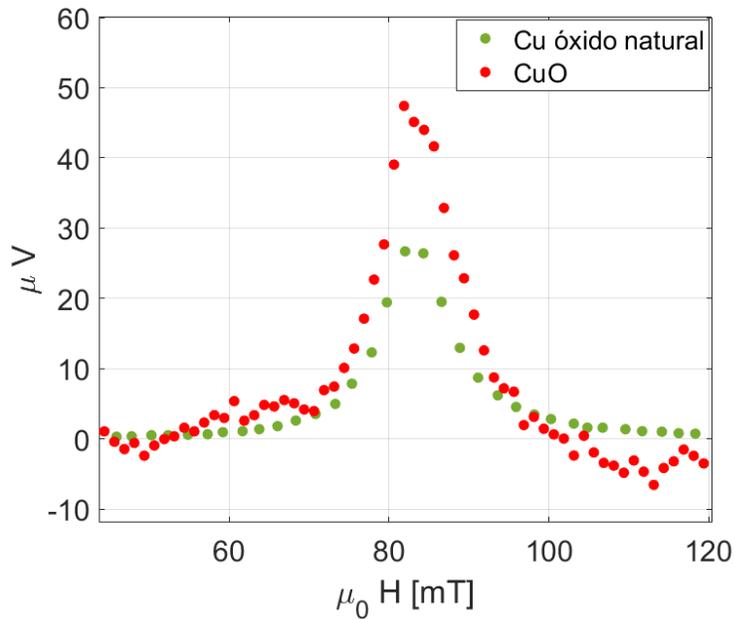


Figura 5.15: Señales de voltaje medidas para una atenuación de 0dB y una potencia de 198 ± 2 mW para muestras de FM 15nm/NM 5nm de sumidero de espín en distintos materiales.

5.6. Cuadro Resumen

A continuación se presentan los parametros mas relevantes obtenidos para las muestras utilizadas en este estudio.

d_{CuO}	M_{vsm}	M_{BB} (BB)	H_{res}	dH	V_{sim}	V_{asim}	V_0/V_{180}	α
2	1.30	1.40	0.0721	0.0051	0.6	-5.5	0.17	0.0072
5	1.25	1.25	0.0791	0.0053	48.1	-2.41	0.86	0.0081
10	1.26	1.37	0.0821	0.0045	46.8	-6.88	1.85	0.0076
15	1.28	1.40	0.0729	0.0039	39.6	-28.9	1.92	0.0075

Tabla 5.2: Tabla resumen de los parámetros obtenidos experimentalmente para cada muestra.

Capítulo 6

Discusión

En términos generales, se observan dos comportamientos distintos en las muestras estudiadas. Por un lado, la muestra dos nanómetros de espesor de CuO no parece mostrar signos de conversión spin-orbital a corriente de carga. Esto se evidencia por la débil señal simétrica de voltaje obtenida, la cual, además, no aumenta linealmente con la potencia de microonda. El comportamiento observado en el voltaje se corrobora al transformarlo a corriente y tiene una buena correlación con el parámetro de amortiguación α medido mediante resonancia ferromagnética de frecuencia variable.

A diferencia de la muestra de dos nanómetros de espesor, las muestras de 5, 10 y 15 nm de CuO muestran una señal simétrica considerable, que se invierte al invertir el campo externo y responde linealmente a la potencia de microonda utilizada para generar la resonancia ferromagnética. Todas estas señales son características de una generación de corriente de carga mediante un efecto Hall de espín inverso. Al estudiar la dependencia respecto al espesor de la película de CuO, se observa un máximo voltaje simétrico generado en la muestra de cinco nanómetros y una disminución al aumentar el espesor, lo cual se corresponde con el comportamiento observado en otros sistemas que operan basados en el efecto Hall de espín inverso.

Al estudiar el coeficiente de amortiguamiento, se observa que está en relación directa con la generación de voltaje, lo que proporciona evidencia adicional de que

el proceso de generación de esta corriente tiene su origen en una transferencia de momentum angular desde la lámina ferromagnética en resonancia hacia la lámina de CuO. Al aumentar o disminuir el amortiguamiento, se observa el mismo efecto en el voltaje simétrico y, en última instancia, con la corriente de carga generada por los efectos ISHE y IOHE.

En los experimentos realizados con el campo externo invertido en 180 grados, se observa una inversión de voltaje en todas las muestras. Al estudiar el cociente entre V_0 y V_{180} en las componentes simétricas de voltaje y corriente, se observa que el valor más cercano a la unidad se da para la muestra de cinco nanómetros.

Por otra parte, al estudiar el voltaje asimétrico, se midió el menor valor también para la muestra de 5 nm de espesor de CuO, lo que representa otra ventaja además de la generación de un mayor voltaje y corriente, que es la minimización de señales espurias debidas a fenómenos de rectificación. En el otro extremo, se encuentra la muestra de 15 nm en la cual voltaje simétrico y asimétrico son del mismo orden de magnitud, lo que evidencia que otros efectos distintos a los de tipo Hall cobran mayor relevancia para este espesor de CuO.

Al comparar con los trabajos reportados en la bibliografía, se observa que desde que se observaran las primeras evidencias [1] de efecto Hall de espín en cobre, se destacó el rol fundamental desempeñado por la oxidación del material. En estos primeros estudios realizados mediante la técnica de "spin-torque ferromagnetic resonance (ST-FMR)", la cual hace uso del efecto Hall de espín directo, se determinó que una oxidación uniforme del cobre favorecía la conversión de carga en espín. Posteriormente, se mostró que una lámina intermedia de CuO aumentaba la conversión de spin a carga en sistemas tricapa de YIG/CuO/Pt, mientras que Cu₂O básicamente impide la conversión de espín a carga [2]. En la investigación en sistemas de bicapas como los presentados en este trabajo, se debe destacar [3] donde se estudia el efecto de la oxidación en la interfaz mediante ST-FMR, y [4] donde se estudia la no reciprocidad de los procesos de conversión carga-espín. En la última referencia mencionada se

observa que un sistema bicapa NiFe/CuOx es capaz de realizar una conversión de carga a espín, pero no su efecto recíproco que es el observado en el presente trabajo y en el trabajo previo [5], los cuales representan hasta donde sabemos las únicas evidencias de una conversión significativa de una densidad de corriente J_{SO} a una de carga en óxido de cobre.

Ya se ha sugerido teóricamente que los fenómenos de conversión carga-espín observados en sistemas con acoplamiento espín órbita débil, son en realidad una transformación de carga en una corriente de momentum angular orbital [6] [7]. En una publicación de este año se ha medido por primera vez usando efecto óptico de Kerr la acumulación orbital debida a OHE en un sistema Ni/Ti [8]. En otras investigaciones actuales [9] [10] se ha observado el efecto orbital de Hall inverso (IOHE) en bicapas de FM/Ti y tricapas FM/Pt/CuOx, siendo la principal conclusión que a diferencia del ISHE, IOHE parece depender fuertemente del tipo del material ferromagnético usado en el proceso de bombeo por resonancia ferromagnética. Se ha mostrado que Co y Ni generan un voltaje apreciable mediante IOHE mientras que Fe no, hasta ahora esto se ha asociado a que los primeros materiales inyectan una componente orbital al metal ligero, mientras que no ocurre esto con Fe. Esto parece sugerir que Py (NiFe) tampoco genera una corriente orbital, sino una corriente pura de espín, esto en base a los resultados nulos obtenidos al medir el voltaje generado por spin pumping en [4]. Siguiendo la misma línea, esto nos sugiere que CoFeB, el ferromagneto usado en este trabajo, inyecta una componente orbital en el óxido de cobre y el voltaje observado respondería a un efecto Hall orbital inverso.

Capítulo 7

Conclusiones y perspectivas

7.1. Conclusiones

- Se logró fabricar muestras Bicapa FM/NM compuestas por CoFeB como material ferromagnético y CuO como sumidero de momentum angular.
- Se logró generar una condición de resonancia ferromagnética en todas las muestras, al mismo tiempo se midió un voltaje en la muestra el cual resulto tener una componente simétrica considerable para 5, 10 y 15 nm de CuO.
- Se observó que el voltaje generado en condición de resonancia responde linealmente con la potencia y se invierte al invertir el campo magnético externo, ambas características de un voltaje generado por Efecto Hall de espín/orbital inverso.
- Se estudió la dependencia del espesor del voltaje generado, se observó un máximo de voltaje simétrico en la muestra de 5 nm y una disminución en las muestras de 10 y 15 nm, a la vez que la muestra de 2 nanómetros presenta principalmente un voltaje asimétrico que no se puede asociar a un efecto de tipo Hall. Este comportamiento se corresponde con el observado para el Efecto Hall de espín inverso en sistemas FM/NM.

- Se estudio mediante una resonancia ferromagnética de frecuencia variable el parámetro de amortiguación α de las muestras. Se determinó una correlación entre el parámetro de amortiguación y el voltaje simétrico generado, siendo el menor parámetro de amortiguación el de las muestra de 2nm y el mayor se obtuvo para la muestra de 5nm de CuO.

7.2. Perspectivas

- Se necesita estudiar la generación de voltaje para espesores entre 2 y 5 nanómetros así como espesores mayores a 15 nanómetros.
- Es necesario realizar una caracterización detallada de la fase de oxido depositada.
- Se necesita estudiar la homogeneidad y rugosidad de las superficies depositadas.
- Para evaluar la reciprocidad de los procesos de tipo SHE e ISHE en las muestras de este trabajo es necesario evaluar la conversión de carga a espín mediante experimento de ST-FMR.
- Cambiar el material ferromagnético utilizado por Ni o YIG. La ausencia de señal de voltaje usando Ni o YIG entregaría soporte a la hipótesis de transferencia de momentum orbital.

Bibliografía

- [1] Magnetic interactions of nuclei with electrons. In C.P. Slichter, editor, *Principles of Magnetic Resonance*. Springer, 1990.
- [2] Amikam Aharoni. Energy Minimization. In *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*. Oxford University Press, 01 2001.
- [3] Amikam Aharoni. The Heisenberg Hamiltonian. In *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*. Oxford University Press, 01 2001.
- [4] Kageyama-Y. Kanno Y. et al An, H. Measurement of the electron magnetic momentspin–torque generator engineered by natural oxidation of cu. *Nat Commun*, 7, 2016.
- [5] K. Ando and E. Saitoh. Inverse spin-Hall effect in palladium at room temperature. *Journal of Applied Physics*, 108(11):113925, 12 2010.
- [6] K. Ando and E. Saitoh. Incoherent spin current. In *Spin Current*. Oxford University Press, 07 2012.
- [7] K. Ando, T. Yoshino, and E. Saitoh. Optimum condition for spin-current generation from magnetization precession in thin film systems. *Applied Physics Letters*, 94(15):152509, 04 2009.
- [8] Kazuya Ando and Eiji Saitoh. *Spin Current Generation by Spin Pumping*, pages 1481–1504. Springer Netherlands, Dordrecht, 2016.

- [9] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas. Giant magnetoresistance of (001)fe/(001)cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 61:2472–2475, Nov 1988.
- [10] G Bihlmayer, O Rader, and R Winkler. Focus on the rashba effect. *New Journal of Physics*, 17(5):050202, may 2015.
- [11] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, 39:4828–4830, Mar 1989.
- [12] A Brataas. Spin-transport in multi-terminal normal metal-ferromagnet systems with non-collinear magnetizations. *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems*, 2001.
- [13] Arne Brataas, Yaroslav Tserkovnyak, Gerrit E. W. Bauer, and Bertrand I. Halperin. Spin battery operated by ferromagnetic resonance. *Phys. Rev. B*, 66:060404, Aug 2002.
- [14] Arne Brataas, Yaroslav Tserkovnyak, Gerrit E. W. Bauer, and Paul J. Kelly. Spin pumping and spin transfer, 2012.
- [15] D.J. Butcher. Atomic absorption spectrometry | interferences and background correction. In Paul Worsfold, Alan Townshend, and Colin Poole, editors, *Encyclopedia of Analytical Science (Second Edition)*, pages 157–163. Elsevier, Oxford, second edition edition, 2005.
- [16] Jo D. Ko KH. et al Choi, YG. Observation of the orbital hall effect in a light metal ti. *Nature*, 2023.
- [17] J. M. D. Coey. *Ferromagnetism and exchange*, page 128–194. Cambridge University Press, 2010.

- [18] J. M. D. Coey. *Ferromagnetism and exchange*, page 128–194. Cambridge University Press, 2010.
- [19] J. M. D. Coey. *Magnetic resonance*, page 305–332. Cambridge University Press, 2010.
- [20] J. M. D. Coey. *Magnetism and magnetic materials*. Cambridge University Press, 2010.
- [21] György Csaba, Ádám Papp, and Wolfgang Porod. Perspectives of using spin waves for computing and signal processing. *Physics Letters A*, 381(17):1471–1476, 2017.
- [22] Paul Adrien Maurice Dirac. The quantum theory of the electron. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A*, 117(778):610–624, 1928.
- [23] M. I. Dyakonov. *Spin Hall Effect*, pages 251–263. John Wiley Sons, Ltd, 2010.
- [24] M. I. D'YAKONOV and V. I. PEREL. Spin orientation of electrons associated with the interband absorption of light in semiconductors. *SOVIET PHYSICS JETP*, 33, 1971.
- [25] X. Fan, T. G. Myers, B. A. D. Sukra, and G. Gabrielse. Measurement of the electron magnetic moment. *Phys. Rev. Lett.*, 130:071801, Feb 2023.
- [26] Oliveira FS. Simple analytical method for determining electrical resistivity and sheet resistance using the van der pauw procedure. *Sci Rep.*, 2020.
- [27] Tenghua Gao, Alireza Qaiumzadeh, Hongyu An, Akira Musha, Yuito Kageyama, Ji Shi, and Kazuya Ando. Intrinsic spin-orbit torque arising from the berry curvature in a metallic-magnet/cu-oxide interface. *Phys. Rev. Lett.*, 121:017202, Jul 2018.

- [28] Abhijit Ghosh. *Pompage de spin et absorption de spin dans des hétérostructures magnétiques*. Theses, Université de Grenoble, November 2012.
- [29] Dongwook Go, Daegeun Jo, Tenghua Gao, Kazuya Ando, Stefan Blügel, Hyun-Woo Lee, and Yuriy Mokrousov. Orbital rashba effect in a surface-oxidized cu film. *Phys. Rev. B*, 103:L121113, Mar 2021.
- [30] C. Gorini, R. Raimondi, and P. Schwab. Onsager relations in a two-dimensional electron gas with spin-orbit coupling. *Phys. Rev. Lett.*, 109:246604, Dec 2012.
- [31] J. E. Hirsch. Spin hall effect. *Phys. Rev. Lett.*, 83:1834–1837, Aug 1999.
- [32] Ryo Iguchi and Eiji Saitoh. Measurement of spin pumping voltage separated from extrinsic microwave effects. *Journal of the Physical Society of Japan*, 86(1):011003, 2017.
- [33] C. Kittel. *Ferromagnetic resonance*. Wiley, 2004.
- [34] María Martínez Gomez. Permanent magnets. In Jorge García, editor, *Encyclopedia of Electrical and Electronic Power Engineering*, pages 219–228. Elsevier, Oxford, 2023.
- [35] O. Mosendz, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, and A. Hoffmann. Quantifying spin hall angles from spin pumping: Experiments and theory. *Phys. Rev. Lett.*, 104:046601, Jan 2010.
- [36] Zhang Murakami S, Nagaosa N. Dissipationless quantum spin current at room temperature. *Science*, 301, 2003.
- [37] Genki Okano, Mamoru Matsuo, Yuichi Ohnuma, Sadamichi Maekawa, and Yukio Nozaki. Nonreciprocal spin current generation in surface-oxidized copper films. *Phys. Rev. Lett.*, 122:217701, May 2019.

- [38] Lars Onsager. Reciprocal relations in irreversible processes. i. *Phys. Rev.*, 37:405–426, Feb 1931.
- [39] Kim J. Kondou K. et al Puebla, J. Spintronic devices for energy-efficient data storage and energy harvesting. *Commun Mater*, 2020.
- [40] A.A. Ramadan, R.D. Gould, and A. Ashour. On the van der pauw method of resistivity measurements. *Thin Solid Films*, 239(2):272–275, 1994.
- [41] Yuli V. Rashba. Theory of spin-orbit coupling in semiconductors. Technical report, Institute of Theoretical Physics, Academy of Sciences of the USSR, 1959.
- [42] Gerardo Rodriguez. *Conversión de corriente de espín en corriente de carga en la interfáz de CoFeB/Óxido de cobre*. Tesis, Universidad de Santiago, 2022.
- [43] J.-C. Rojas-Sánchez, M. Cubukcu, A. Jain, C. Vergnaud, C. Portemont, C. Ducruet, A. Barski, A. Marty, L. Vila, J.-P. Attané, E. Augendre, G. Desfonds, S. Gambarelli, H. Jaffrès, J.-M. George, and M. Jamet. Spin pumping and inverse spin hall effect in germanium. *Phys. Rev. B*, 88:064403, Aug 2013.
- [44] E. Saitoh. 231 Introduction. In *Spin Current*. Oxford University Press, 07 2012.
- [45] E. Saitoh and K. Ando. 25 Exchange spin current. In *Spin Current*. Oxford University Press, 07 2012.
- [46] Eduardo Santos, José Elias Neto, A Vieira, J. Mendes, Roberto Rodríguez-Suárez, and Antonio Azevedo. Exploring orbital-charge conversion mediated by interfaces with copper through spin- orbital pumping. 10 2023.
- [47] Rongxin Sha, Qinxi Liu, Mengyi Wang, Min Liu, Yibo Peng, Ziyang Zhang, Ailiang Zou, Yuekui Xu, Xue Jiang, and Zhiyong Qiu. Spin transport in different oxide phases of copper. *Phys. Rev. B*, 103:024432, Jan 2021.

- [48] Jairo Sinova, Sergio O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, and T. Jungwirth. Spin hall effects. *Rev. Mod. Phys.*, 87:1213–1260, Oct 2015.
- [49] Yuya Tazaki, Yuito Kageyama, Hiroki Hayashi, Takashi Harumoto, Tenghua Gao, Ji Shi, and Kazuya Ando. Current-induced torque originating from orbital current, 2020.
- [50] GOUDSMIT UHLENBECK, G. S. spinning electrons and the structure of spectra. *Nature*, 117:071801, 1926.
- [51] Vonsovskii S. V. *Ferromagnetic Resonance the Phenomenon of Resonant Absorption of a High-Frequency Magnetic Field in Ferromagnetic Substances*. Oxford: Pergamon Press, 1966.
- [52] Sara Varotto, Maxen Cosset-Chéneau, Cécile Grèzes, Yu Fu, Patrick Warin, Ariel Brenac, Jean-Fran çois Jacquot, Serge Gambarelli, Christian Rinaldi, Vincent Baltz, Jean-Philippe Attané, Laurent Vila, and Paul Noël. Independence of the inverse spin hall effect with the magnetic phase in thin nicu films. *Phys. Rev. Lett.*, 125:267204, Dec 2020.
- [53] P. Zeeman. The Effect of Magnetisation on the Nature of Light Emitted by a Substance. *nature*, 55(1424):347, feb 1897.
- [54] N. Zettili. three dimensional problems, otations and addition of angular momenta. In *Quantum Mechanics: Concepts and Applications*. Wiley, 2009.