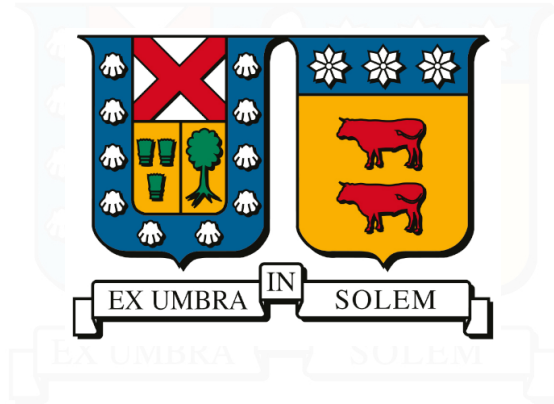


UNIVERSIDAD TÉCNICA FEDERICO SANTA MARÍA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
VALPARAÍSO - CHILE



**MODELACIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE PELÍCULAS DELGADAS ORDENADAS EN
MULTICAPAS**

FERNANDO JAVIER SOTO VERA

TESIS PARA OPTAR AL GRADO DE
MAGÍSTER EN CIENCIAS MENCIÓN FÍSICA

PROFESOR GUÍA : DR. CARLOS GARCÍA

Enero 2025

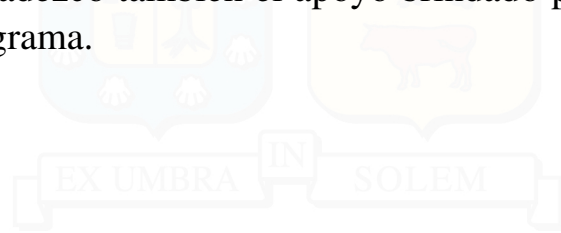


A mi familia, amigos de la universidad, a mis amigos del colegio, al equipo de brazilian jiu-jitsu RVG del cual soy parte, a los distintos profesores de la universidad que han sido parte de mi camino, a mis compañeros de laboratorio ...

gracias, sin ustedes esto no podría haber sido posible.

AGRADECIMIENTOS

Agradezco todo el apoyo brindado por mis compañeros de laboratorio Paul, Damián, Cristian e Ignacio, quienes siempre estuvieron abiertos a resolver cualquier tipo de duda que me surgiera y me ayudaron a introducirme al laboratorio. Agradecer también a mi profesor guía Carlos por la oportunidad y confianza para trabajar en este proyecto a pesar de mi casi nulo conocimiento del área al momento de empezar a trabajar con él. Agradezco también el apoyo brindado por la universidad para poder financiar el programa.



RESUMEN

El estudio de las películas delgadas ordenadas en multicapas es una de las áreas más importantes de la ciencia de materiales debido a su relevancia para aplicaciones tecnológicas a nanoescala. Estas estructuras presentan propiedades únicas y emergentes que no se encuentran en materiales magnéticos comunes, lo cual abre una amplia gama de posibilidades para diseñar dispositivos nanométricos con menor masa y tamaño, a la vez que ofrecen un rendimiento superior. En particular, las multicapas magnéticas permiten el control preciso de propiedades eléctricas, magnéticas, ópticas y mecánicas, dependiendo de diversos factores. Entre ellos, se incluyen la composición de los materiales en cada capa, el espesor individual de estas capas, el espesor total de la película, el orden de las capas, la orientación cristalográfica y la tensión mecánica que se genera entre ellas.

La posibilidad de ajustar estos parámetros de diseño nos permite inducir y controlar fenómenos físicos fundamentales. Por ejemplo, es posible introducir acoplamientos ferromagnéticos o antiferromagnéticos, controlar la dirección de la anisotropía magnética —ya sea en el plano o perpendicular— y manipular efectos de transporte de espín como el Efecto Hall y el Efecto Hall Inverso. Además, el control de parámetros como el amortiguamiento magnético, la magnetización de saturación y la magnitud de la interacción Dzyaloshinskii–Moriya (DMI) resulta crucial para el estudio de skyrmiones. Estos objetos topológicos tienen el potencial de revolucionar el campo de la espintrónica debido a sus propiedades únicas y a su aplicación en dispositivos de almacenamiento y procesamiento de información.

Una de las aplicaciones tecnológicas más importantes de las películas delgadas actualmente es su uso en dispositivos de almacenamiento magnético de alta densidad, como discos duros y memorias de acceso aleatorio magnetorresistivas (MRAM). En estas aplicaciones, es esencial lograr una mayor capacidad de almacenamiento y una eficiencia energética mejorada. Para alcanzar estos objetivos, resulta fundamental controlar con precisión la anisotropía magnética perpendicular, dado que la información binaria se codifica en función de la dirección de la magnetización. Es decir, una magnetización perpendicular positiva representa un bit 1, mientras que una magnetización perpendicular negativa corresponde a un bit 0. En este contexto, también se requiere un análisis detallado de procesos estáticos, como la histéresis magnética, y de procesos dinámicos, como la resonancia ferromagnética (FMR). Estos estudios permiten evaluar cómo responde el material ante

diferentes intensidades de campos magnéticos y perturbaciones externas.

En este trabajo, se estudió un sistema basado en Cobalto, Hierro, Boro (como capa magnética) y Paladio (como capa no magnética) con la configuración $[CoFeB(t)/Pd(10\text{\AA})] \times n$. Aquí, t representa el espesor de la capa magnética, mientras que n indica el número de repeticiones de la bicapa. Se analizaron valores de t que van desde 2 [Å] hasta 5 [Å] y números de repeticiones de 5, 10 y 15. La fabricación de estas películas se llevó a cabo en el laboratorio de deposición por sputtering de la Universidad Técnica Federico Santa María (UTFSM). Posteriormente, las películas fueron caracterizadas magnéticamente mediante un magnetómetro de gradiente alterno (AGM) y magnetómetro de muestra vibrante (VSM), que permitieron obtener las curvas de histéresis, además, se lograron registrar los espectros de resonancia dinámica mediante resonancia ferromagnética basada en cavidades. Estas mediciones experimentales no fueron logradas en nuestro laboratorio, por lo que nos basaremos en referencias de otros grupos que estudiaron el mismo sistema.

Finalmente, se llevaron a cabo simulaciones micromagnéticas utilizando el software mumax3. Estas simulaciones proporcionaron información complementaria sobre la histéresis magnética y los espectros de resonancia ferromagnética, permitiendo un entendimiento más profundo de los fenómenos observados y ayudando a validar los resultados experimentales. Los datos obtenidos en este estudio no solo contribuyen al desarrollo de nuevos materiales y estructuras para aplicaciones tecnológicas avanzadas, sino que también destacan la importancia de combinar métodos experimentales y simulaciones teóricas en la investigación de sistemas magnéticos complejos con tiempos de simulación completamente tolerables para estudios sistemáticos, los cuales se encuentran en el rango de horas, considerando que simulaciones mal optimizadas pueden tardar días.

Índice de Contenidos

1. Introducción	1
1.1. Introducción al magnetismo	1
1.1.1. Ferromagnetismo	3
1.2. Películas delgadas con anisotropía perpendicular	4
1.3. Estado del arte	5
1.3.1. Resultados experimentales	5
1.3.2. Simulaciones en sistemas similares	7
1.3.3. Interacción DMI	9
2. Técnicas experimentales	12
2.1. Fabricación	12
2.1.1. Sputtering	12
2.1.2. Confocal dc magnetron sputtering	13
2.2. Mediciones	14
2.2.1. Magnetómetro de gradiente alterno (AGM)	14
2.2.2. Vibrating sample magnetometer (VSM)	15
2.2.3. Resonancia ferromagnética basada en cavidades	16
2.2.4. VNA-FMR	17
3. Técnicas computacionales	18
3.1. Mumax3	18
3.2. Effective medium approach	20
3.3. Introducción de defectos magnéticos	22
3.4. FMR y FFT	24
4. Mediciones experimentales	26
4.1. Número de repeticiones	26
4.1.1. Histéresis	26

4.1.2. Resonancia ferromagnética	29
4.2. Espesor capa de CoFeB	30
4.2.1. Histéresis	30
4.2.2. Resonancia ferromagnética	32
5. Simulaciones micromagnéticas	35
5.1. Número de repeticiones	38
5.2. Espesor capa de CoFeB	46
5.3. Parámetro de damping	53
6. Conclusiones	58
7. Trabajos futuros	60
8. Apéndice: Códigos de ejemplo	62
8.1. Histéresis	63
8.2. FMR	64



Índice de Figuras

1.1.	Representación de una histéresis típica de un material ferromagnético, se indica el campo coercitivo H_c , el campo de saturación H_s , la magnetización de saturación M_s y la magnetización remanente M_r . Imagen obtenida de Arora, 2018.	3
1.2.	(a) distribución de defectos en la dirección de anisotropía, en color blanco 0° de inclinación y en morado 20° . (b) mecanismo de reversión de magnetización, la zona roja es la primera en magnetizarse en la dirección del campo magnético externo, la cual coincide con la zona de (a) que presenta mayor densidad de defectos. Lau, McMichael y Donahue, 2009.	8
1.3.	Dependencia de la constante DMI con el espesor de la capa magnética de Co en el sistema $Pt/Co(t)/AlO_x$. Lo Conte et al., 2017. . .	10
3.1.	Imagen ilustrativa de la ecuación LLG, podemos ver la acción sobre la magnetización realizada por el término de precesión (izquierda) y del término de amortiguamiento (derecha), el cual es el encargado de alinear la magnetización con el campo magnético externo. Imagen por Swindells y Atkinson, 2022.	19
3.2.	Representación del modelo efectivo para considerar una sola celda en el eje z . A la izquierda podemos ver el sistema experimental en donde las capas FM son ferromagnéticas y NM son no magnéticas, a la derecha tenemos el modelo efectivo de espesor $t_r \times n$	21
3.3.	Evolución temporal de la magnetización para $[CoFeB(3\text{Å})/Pd(10\text{Å})] \times 5$. No se incluye el estado inicial ni el estado final.	22
3.4.	Ciclo de histéresis para $[Co(4\text{Å})/Pt(7\text{Å})] \times 50$, con imágenes del proceso de magnetización en puntos claves. Davies et al., 2004 . .	23

3.5. A la izquierda, la respuesta de la magnetización a lo largo del tiempo en el eje z a un impulso para $[CoFeB(3\text{Å})/Pd(10\text{Å})] \times 10$, a la derecha el resultado del FFT, entregando el espectro FMR . . . 25

4.1. Mediciones experimentales de histéresis realizadas en VSM, (a) para $[CoFeB(3\text{Å})/Pd(10\text{Å})] \times n$ y (b) para $[CoFeB(4\text{Å})/Pd(10\text{Å})] \times n$. En negro los datos para $n = 3$, en rojo para $n = 5$, en verde para $n = 10$ y en azul para $n = 15$. Ana S Silva, 2020. 27

4.2. Mediciones experimentales de histéresis realizadas en AGM para $[CoFeB(3\text{Å})/Pd(10\text{Å})] \times n$. Franco et al., 2016. 27

4.3. Mediciones experimentales de FMR realizadas en VNA-FMR. (a) para $[CoFeB(3\text{Å})/Pd(10\text{Å})] \times n$ y (b) para $[CoFeB(4\text{Å})/Pd(10\text{Å})] \times n$. En negro los datos para $n = 3$, en rojo para $n = 5$, en verde para $n = 10$ y en azul para $n = 15$. Ana S Silva, 2020. 29

4.4. Mediciones experimentales de histéresis realizadas en VSM para distintos espesores de capa magnética en el sistema $[CoFeB(t)/Pd(10\text{Å})] \times 5$. En negro para $t = 1$ [Å], en rojo para $t = 2$ [Å], en verde para $t = 3$ [Å], en azul para $t = 4$ [Å] y en celeste para $t = 5$ [Å]. Ana S. Silva et al., 2021. 30

4.5. Mediciones experimentales de histéresis realizadas en AGM para distintos espesores de capa magnética en el sistema $[CoFeB(t)/Pd(10\text{Å})] \times 5$. Franco et al., 2016. 31

4.6. Mediciones experimentales de FMR realizadas en VNA-FMR para distintos espesores de capa magnética en el sistema $[CoFeB(t)/Pd(10\text{Å})] \times 5$. Ana S Silva, 2020. 32

4.7. Determinación del parámetro de damping según el espesor de la capa magnética en el sistema $[CoFeB(t)/Pd(10\text{Å})] \times 5$. Ana S. Silva et al., 2021. 33

5.1. Simulación parámetros medidos experimentalmente sin incluir DMI realizada para $[CoFeB(3\text{Å})/Pd(10\text{Å})] \times n$ con $n = 5, 10, 15$ 38

5.2. Simulación parámetros medidos experimentalmente, incluyendo interacción DMI. Realizada para $[CoFeB(3\text{Å})/Pd(10\text{Å})] \times n$ con $n = 5, 10, 15$ 40

5.3. Simulación parámetros medidos experimentalmente, incluyendo interacción DMI. Realizada para $[CoFeB(3\text{Å})/Pd(10\text{Å})] \times 10$. . . 41

5.4.	Simulación parámetros medidos experimentalmente, incluyendo interacción DMI. Realizada para $[CoFeB(3\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 15$. . .	43
5.5.	Simulación parámetros medidos experimentalmente sin incluir DMI realizada para $[CoFeB(4\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times n$ con $n = 5, 10, 15$	44
5.6.	Simulación parámetros medidos experimentalmente incluyendo DMI realizada para $[CoFeB(4\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times n$ con $n = 5, 10, 15$. .	45
5.7.	Simulación parámetros medidos experimentalmente sin incluir DMI realizada para $[CoFeB(t\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$ con $t = 2, 3, 4, 5$	47
5.8.	Simulación parámetros medidos experimentalmente, incluyendo interacción DMI. Realizada para $[CoFeB(t\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$ con $t = 2, 3, 4, 5$	48
5.9.	Simulación parámetros medidos experimentalmente, incluyendo interacción DMI. Realizada para $[CoFeB(2\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$. . .	49
5.10.	Simulación parámetros medidos experimentalmente, incluyendo interacción DMI. Realizada para $[CoFeB(3\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$	50
5.11.	Simulación parámetros medidos experimentalmente, incluyendo interacción DMI. Realizada para $[CoFeB(4\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$. . .	51
5.12.	Simulación parámetros medidos experimentalmente. incluyendo interacción DMI. Realizada para $[CoFeB(5\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$. . .	52
5.13.	Ejemplo de medición de ancho de línea Δf para simulación de $[CoFeB(3\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$ con un campo magnético de 5000 [Oe]. Las frecuencias correspondientes a los interceptos son 19,1 [GHz] y 22,4 [GHz], obteniendo $\Delta f = 3,3$ [GHz].	53
5.14.	Ajuste para determinación de parámetro de damping para $[CoFeB(2\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$ (esquina superior izquierda), $[CoFeB(3\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$ (esquina superior derecha), $[CoFeB(4\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$ (esquina inferior izquierda) y $[CoFeB(5\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$ (esquina inferior derecha).	55

1 | Introducción

1.1 Introducción al magnetismo

El magnetismo es una propiedad fundamental de la materia que se manifiesta debido al movimiento de los electrones en el átomo, incluyendo su espín y su movimiento orbital alrededor del núcleo. Este fenómeno está gobernado por las leyes de la física cuántica y está intrínsecamente relacionado con la interacción de intercambio, que desempeña un papel crucial en la alineación de los momentos magnéticos de los electrones. Estas interacciones pueden dar lugar a diferentes tipos de comportamientos magnéticos, que incluyen el diamagnetismo, el paramagnetismo y el ferromagnetismo, cada uno con características únicas y aplicaciones tecnológicas.

El diamagnetismo es una propiedad común a todos los materiales, aunque generalmente es muy débil y se manifiesta como una repulsión frente a un campo magnético aplicado. Este efecto ocurre debido a los cambios inducidos en las órbitas de los electrones por el campo externo, generando corrientes que producen un campo magnético opuesto. Por otro lado, el paramagnetismo se observa en materiales que contienen átomos o iones con momentos magnéticos permanentes, los cuales tienden a alinearse de manera parcial con un campo magnético aplicado, aunque esta alineación se ve limitada por la agitación térmica. En contraste, el ferromagnetismo se distingue por la alineación espontánea de los momentos magnéticos debido a la interacción de intercambio, que favorece configuraciones de energía mínima en las que los momentos están paralelos entre sí. Este tipo de magnetismo es responsable de las propiedades magnéticas observadas en materiales como el hierro, el níquel y el cobalto.

Los materiales ferromagnéticos se organizan en regiones denominadas dominios magnéticos, donde los momentos magnéticos están alineados en una dirección común. En ausencia de un campo magnético externo, los dominios están orientados

de manera aleatoria, resultando en una magnetización neta nula. Sin embargo, al aplicar un campo magnético, los dominios cuya orientación está más alineada con el campo crecen a expensas de los demás, lo que lleva a un aumento en la magnetización del material. Este proceso está mediado por las paredes de dominio, que son las regiones de transición entre dominios y cuya movilidad influye directamente en las propiedades magnéticas del material.

El proceso de magnetización de un material ferromagnético se describe frecuentemente mediante la curva de histéresis magnética (figura 1.1), que representa la relación entre la magnetización y el campo magnético aplicado. Esta curva revela información clave sobre las propiedades del material, como la magnetización de saturación (M_s), que es el valor máximo de magnetización alcanzado cuando todos los momentos magnéticos están completamente alineados. Otro parámetro importante es el campo de saturación (H_s), que es la intensidad del campo magnético necesario para alcanzar M_s . La coercitividad (H_c) indica el campo magnético requerido para reducir la magnetización a cero después de haber sido saturada, mientras que la remanencia (M_r) representa la magnetización residual que persiste cuando el campo magnético aplicado es eliminado. Estos parámetros son fundamentales para el diseño y la evaluación de materiales magnéticos en aplicaciones tecnológicas.

El estudio de estas propiedades no solo tiene implicaciones teóricas, sino también prácticas, especialmente en el desarrollo de dispositivos electrónicos y de almacenamiento de información. Por ejemplo, en los discos duros y las memorias magnéticas de acceso aleatorio (MRAM), la remanencia y la coercitividad son propiedades esenciales para garantizar la estabilidad y la eficiencia del almacenamiento de datos. Además, el análisis de la histéresis y los procesos de magnetización dinámica, como la resonancia ferromagnética (FMR), proporciona información valiosa sobre cómo los materiales responden a campos magnéticos variables y a perturbaciones externas.

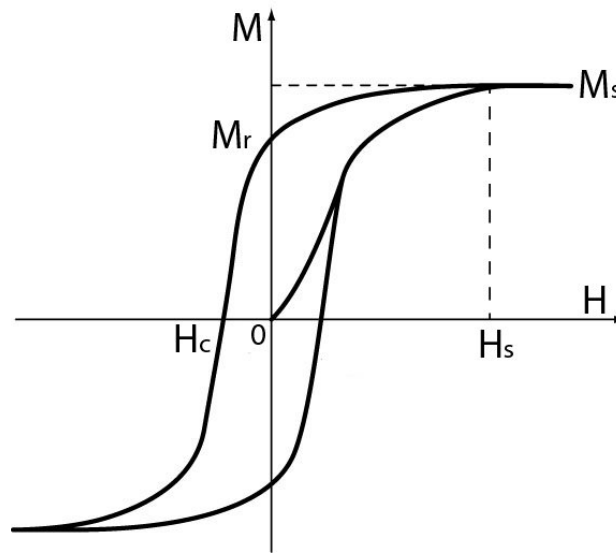


Figura 1.1: Representación de una histéresis típica de un material ferromagnético, se indica el campo coercitivo H_c , el campo de saturación H_s , la magnetización de saturación M_s y la magnetización remanente M_r . Imagen obtenida de Arora, 2018.

1.1.1 Ferromagnetismo

El ferromagnetismo es, sin lugar a dudas, la rama tecnológica más importante del magnetismo. La mayoría de los estudios científicos, incluso aquellos dedicados a otras formas de magnetismo, están diseñados en última instancia para mejorar nuestra comprensión del ferromagnetismo. Este conocimiento es esencial para fabricar nuevos materiales magnéticos con propiedades mejoradas y para optimizar el uso de los materiales existentes en diversas aplicaciones tecnológicas.

Entre las propiedades más destacadas de los materiales ferromagnéticos se encuentra su alta permeabilidad magnética (parámetro que cuantifica cuánto se magnetiza un material en respuesta al campo magnético aplicado), una característica que los hace ideales para aplicaciones como núcleos de transformadores y bobinas de inductancia. Sin embargo, a diferencia de los materiales paramagnéticos, cuya permeabilidad magnética es aproximadamente constante en función del campo magnético aplicado, la permeabilidad magnética de los materiales ferromagnéticos varía considerablemente. Para caracterizar adecuadamente un material ferromagnético, es necesario medir su curva de histéresis, un gráfico que muestra la relación entre la magnetización y el campo magnético aplicado.

Una de las características distintivas de los ferromagnéticos es su capacidad para magnetizarse, es decir, retener la magnetización incluso después de que se

elimina el campo magnético aplicado. Esta retención de la magnetización, conocida como remanencia, los diferencia de los materiales paramagnéticos, que, aunque adquieren un momento magnético en presencia de un campo externo, no conservan esta magnetización una vez que el campo desaparece.

Cuando se aplica un campo magnético H a un material ferromagnético, la inducción magnética aumenta en la dirección del campo. Si este campo se incrementa indefinidamente, la magnetización alcanza eventualmente un estado de saturación, designado como M_s . Este estado representa una condición en la que todos los dipolos magnéticos del material están alineados en la dirección del campo magnético. La magnetización de saturación depende únicamente de la magnitud de los momentos magnéticos atómicos m y del número de átomos por unidad de volumen n .

Si después de magnetizar un material se reduce el campo magnético a cero, podríamos evidenciar la magnetización remanente, M_r . Para reducir la magnetización a cero, es necesario aplicar un campo magnético de magnitud H_c , conocido como coercitividad. Este parámetro está fuertemente influenciado por las condiciones del material, como los tratamientos térmicos y las deformaciones mecánicas.

1.2 Películas delgadas con anisotropía perpendicular

Las películas delgadas con anisotropía perpendicular son materiales donde los momentos magnéticos prefieren alinearse perpendicularmente a la superficie de la película. Este tipo de anisotropía es crucial en tecnologías de almacenamiento de datos de alta densidad, como los discos duros modernos. La relación entre el espesor de la película y su anisotropía es fundamental: en películas muy delgadas, los efectos de superficie e interfase pueden dominar, llevando a una anisotropía perpendicular pronunciada. Adicionalmente, existen otras formas de generar anisotropía perpendicular en una película delgada, como puede ser mediante la fabricación, al controlar la orientación cristalográfica con el sustrato o al ser tratada térmicamente a altas temperaturas. Además de estas propiedades fundamentales, las películas delgadas presentan una gran relevancia en aplicaciones tecnológicas avanzadas. Por ejemplo, en dispositivos de almacenamiento de información como discos duros y memorias magnéticas de acceso aleatorio (MRAM), la coercitividad y la remanencia son propiedades clave que garantizan la estabilidad de los datos almacenados frente a fluctuaciones externas. Asimismo, el análisis dinámico de fenómenos como la resonancia ferromagnética (FMR) permite optimizar el rendimiento de estos

materiales en condiciones de operación variables, esto ya que el análisis FMR nos permite conocer el parámetro de damping magnético, el cual está relacionado con pérdidas de energía durante el proceso de magnetización.

1.3 Estado del arte

A continuación, se revisarán publicaciones, en su mayoría actuales, que tratan temas relacionados con nuestro sistema. En un principio, se examinarán resultados experimentales en el sistema $[CoFeB/Pd] \times n$, en donde nos enfocaremos tanto en la histéresis magnética como en la resonancia ferromagnética. Estos estudios proporcionarán una base sólida para validar nuestros resultados obtenidos mediante simulaciones micromagnéticas, asegurando que los parámetros y configuraciones utilizados en las simulaciones sean representativos de los sistemas reales.

Posteriormente, revisaremos publicaciones en el área de simulaciones micromagnéticas. Aunque no se han reportado resultados específicos para el sistema que nosotros estudiamos, se encuentran numerosos trabajos sobre sistemas multicapa y películas basadas en Co y $CoFeB$. Estos estudios destacan la relevancia de incluir defectos magnéticos en las simulaciones para capturar comportamientos realistas del sistema, como los efectos asociados al desorden estructural.

Finalmente, exploraremos el origen de la interacción Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) y revisaremos publicaciones recientes que analizan su impacto en sistemas de multicapas. En particular, se discutirá cómo esta interacción se ve influenciada por parámetros como el espesor magnético y el número de bicapas en la estructura. Estos trabajos son fundamentales para comprender los mecanismos físicos detrás de las propiedades magnéticas observadas, especialmente en aplicaciones relacionadas con espintrónica y tecnologías basadas en dominios magnéticos.

1.3.1 Resultados experimentales

Durante la década pasada y la presente se han realizado distintos estudios para películas delgadas ordenadas en multicapas, específicamente en el sistema compuesto por $[CoFeB/Pd] \times n$ (Franco et al., 2016 Ana S. Silva et al., 2021 Ngo et al., 2014 Jung et al., 2010 Ana S Silva, 2020 Franco et al., 2017), el cual destaca por presentar una alta anisotropía perpendicular y un bajo damping magnético. Estas propiedades hacen que este sistema sea particularmente atractivo para aplicaciones en dispositivos de transferencia de torque de espín (*spin transfer torque*), ya que la

baja densidad de corriente requerida para alternar el espín facilita la manipulación eficiente de la magnetización, mientras que el movimiento de *domain walls* es más controlable, lo que resulta en una operación más estable y de menor consumo energético.

Además, las muestras con una alta magnetización de saturación (M_s) presentan potencial en dispositivos de grabado magnético perpendicular como memorias de acceso aleatorio magnetorresistivas (MRAM). Esto se debe a que una mayor M_s incrementa la estabilidad térmica de los estados magnéticos almacenados Iwata-Harms et al., 2018, mejorando la densidad de datos.

Dentro de los resultados experimentales obtenidos para este sistema, se destaca la relación inversa entre la coercitividad (H_c) y el número de repeticiones n de la bicapa, atribuida al aumento de defectos estructurales y al efecto acumulativo de las interfaces a medida que aumenta n . Por otro lado, el campo de saturación muestra una dependencia directa con n , lo que refleja el incremento acumulativo de las contribuciones magnéticas individuales de cada bicapa.

Asimismo, se ha reportado una relación lineal entre la magnetización de saturación (M_s) y el espesor de la capa magnética (t_1). Esto es consistente con las expectativas teóricas, ya que un mayor espesor de la capa magnética implica un aumento en la densidad de material magnético por unidad de área, incrementando proporcionalmente M_s .

Uno de los hallazgos más significativos es el cambio en la dirección de la anisotropía magnética, que depende críticamente del espesor de la capa magnética (t_1) para un número fijo de bicapas n . Este fenómeno se debe a la competición entre los términos de anisotropía efectiva: el término de anisotropía superficial, que es positivo y favorece una magnetización perpendicular a la película, y el término de anisotropía volumétrica, que es negativo y favorece una magnetización en el plano. A medida que el espesor de la capa magnética aumenta, el término volumétrico comienza a dominar, provocando una transición hacia una anisotropía en el plano.

Otro aspecto relevante es el impacto del número de bicapas n en esta transición. Con un mayor número de bicapas, la cantidad de interfaces en el sistema aumenta, lo que refuerza el término de anisotropía superficial, mientras que el término volumétrico se mantiene aproximadamente constante. Por esta razón, para diferentes valores de n , se observan valores críticos distintos de t_1 a partir de los cuales la anisotropía perpendicular se pierde. Específicamente, para $[CoFeB(t)/Pd(10\text{\AA})] \times 5$,

se ha reportado un espesor crítico de $t_1 = 5\text{\AA}$, por debajo del cual la anisotropía perpendicular persiste, mientras que para valores mayores o iguales, la magnetización tiende a alinearse en el plano.

1.3.2 Simulaciones en sistemas similares

Se ha estudiado en Mumax3 el sistema *CoFeB/MgO* Santos et al., 2023, utilizando parámetros ajustados a resultados experimentales. En este trabajo, los autores mantuvieron constantes todos los parámetros excepto el espesor de la capa de *CoFeB*, lo que permitió aislar los efectos geométricos sobre las propiedades magnéticas simuladas. Encontraron un espesor crítico a partir del cual se pierde la anisotropía perpendicular, destacando la importancia de la geometría en el diseño de dispositivos basados en estos sistemas. Además, analizaron el efecto de la temperatura sobre la coercitividad H_c , observando que el aumento de la temperatura reduce la coercitividad para cualquier espesor de *CoFeB*, lo que subraya la necesidad de optimizar las condiciones térmicas en aplicaciones prácticas.

En Schrefl, Fidler y Chapman, 1996, se investigó el impacto del tamaño y las características de los defectos magnéticos en el sistema $[Co(3,5\text{\AA})/Pt(10,5\text{\AA})] \times 12$. Se agregaron defectos en la magnitud de la constante de anisotropía uniaxial de hasta $\pm 20\%$, siguiendo una distribución normal centrada en $1,8 [MJ/m^3]$. También se evaluó la influencia de la variación angular de la dirección de la anisotropía perpendicular dentro de los defectos. Los resultados indicaron que los defectos con ángulos más grandes para la desviación en la dirección de la anisotropía perpendicular reducen la coercitividad, pasando de $400 [Oe]$ para defectos de hasta $\pm 5^\circ$ a $300 [Oe]$ para defectos de hasta $\pm 10^\circ$, sin diferencias significativas entre tamaños de defectos de $20 [nm]$ y $30 [nm]$. Estos hallazgos resaltan la sensibilidad de la coercitividad a las características geométricas y direccionales de los defectos.

Por otro lado, Voto, Lopez-Diaz y Torres, 2016 estudió la influencia de defectos en la velocidad de propagación de la pared de dominio en una película de *CoFeB* con un espesor de $1 [nm]$. Se descubrió que la inclusión de defectos que introducen variaciones de $\pm 5\%$ en la dirección y magnitud de la anisotropía perpendicular aumenta la velocidad de propagación de la pared de dominio, siempre que el tamaño de los defectos sea menor que el grosor de la pared de dominio, estimado en $50 [nm]$. En contraste, una película sin defectos no logró reproducir los datos experimentales, lo que destaca la relevancia de los defectos para modelar adecuadamente los comportamientos dinámicos de las paredes de dominio.

En el artículo Del-Valle et al., 2022 se hace una revisión de distintos estudios de sistemas con defectos magnéticos, específicamente para simular skyrmiones. Se observa que gran parte de los autores que utilizan defectos magnéticos que afectan la magnitud de parámetros magnéticos como la magnitud de la constante de anisotropía uniaxial, la rigidez de intercambio, la magnetización de saturación o la constante DMI optan por utilizar el valor del $\pm 10\%$.

Finalmente, en Lau, McMichael y Donahue, 2009 se examinó el papel de los defectos que introducen desviaciones angulares en la anisotropía perpendicular de hasta $\pm 20^\circ$ con respecto al eje z . Se encontró que un cúmulo de defectos puede gatillar el mecanismo de reversión de magnetización en una región localizada de la película, lo que a su vez facilita la reversión de magnetización en el resto del sistema (figura 1.2). Este fenómeno pone de manifiesto cómo los defectos pueden actuar como nucleadores de la reversión magnética, influyendo en la dinámica global del sistema.

En resumen, la introducción de defectos magnéticos es fundamental para representar de manera realista los procesos de reversión de magnetización en películas delgadas. Los estudios revisados indican que los tamaños de los defectos suelen estar en el rango de 10 [nm] a 50 [nm], y que las variaciones en los parámetros magnéticos, como la anisotropía y la dirección, pueden alcanzar hasta $\pm 20\%$. Estos resultados enfatizan la necesidad de considerar defectos en las simulaciones micromagnéticas para reproducir con precisión los comportamientos observados experimentalmente.

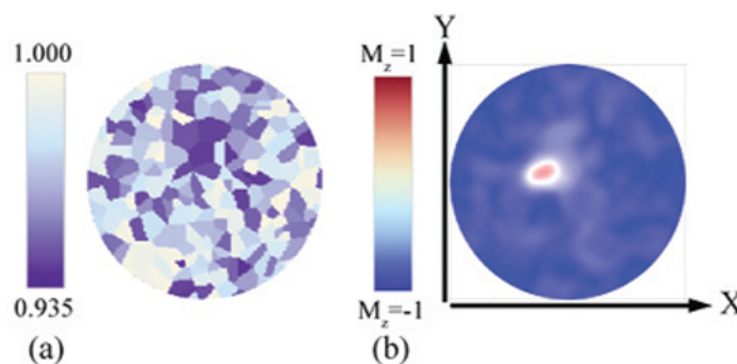


Figura 1.2: (a) distribución de defectos en la dirección de anisotropía, en color blanco 0° de inclinación y en morado 20° . (b) mecanismo de reversión de magnetización, la zona roja es la primera en magnetizarse en la dirección del campo magnético externo, la cual coincide con la zona de (a) que presenta mayor densidad de defectos. Lau, McMichael y Donahue, 2009.

1.3.3 Interacción DMI

En la década de 1950, se realizaron mediciones en ciertos sistemas de cristales antiferromagnéticos con magnetización espontánea, es decir, aquellos en los que no es necesario aplicar un campo magnético externo para que los momentos magnéticos se alineen. Se observó que el valor del momento magnético neto era entre el 0,02 % y el 2 % del valor esperado teóricamente, dependiendo del sistema. Inicialmente, esta discrepancia se atribuyó a defectos en los cristales. Sin embargo, estudios posteriores realizados en cristales altamente puros mostraron el mismo comportamiento, lo que descartó la hipótesis de los defectos.

En este contexto, Dzyaloshinsky, 1958 propuso una descripción fenomenológica que introducía un término de acoplamiento antisimétrico espín-órbita de la forma $\vec{D} \cdot (\vec{S}_1 \times \vec{S}_2)$. Este término, conocido como interacción de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI, por sus siglas en inglés), favorece una alineación inclinada entre los momentos magnéticos en lugar de una alineación paralela o antiparalela. Aunque esta descripción capturaba el comportamiento observado, no explicaba el origen físico del vector de interacción \vec{D} ni cómo calcularlo. Dos años después, Moriya, 1960 presentó una explicación teórica basada en las propiedades de simetría de los cristales y el acoplamiento espín-órbita, lo que permitió replicar los resultados experimentales incluso en cristales puros.

En las últimas décadas, la interacción DMI ha cobrado relevancia en el estudio de sistemas de baja dimensionalidad. Se ha demostrado su importancia en interfaces entre materiales ferromagnéticos y metales pesados Yang et al., 2015. En estos sistemas, la interacción DMI genera configuraciones magnéticas no colineales, como espirales magnéticas y skyrmiones, estructuras magnéticas topológicamente protegidas que poseen gran estabilidad y potencial para aplicaciones en dispositivos de memoria magnética, Kashid et al., 2014, Thiaville et al., 2012. Estas configuraciones también afectan el movimiento de paredes de dominio, aumentando tanto la velocidad como la estabilidad del movimiento bajo campos externos o corrientes de espín.

Más recientemente, se ha estudiado el efecto del espesor de la capa magnética en la magnitud de la interacción DMI, Lo Conte et al., 2017 (figura 1.3) y cómo el número de bicapas n influye en sistemas similares al nuestro, como $[Co/Pd] \times n$ Davydenko et al., 2019 (tabla 1.1). Los resultados muestran que la interacción DMI afecta significativamente los ciclos de histéresis magnética, reduciendo la

coercitividad al aumentar su magnitud. Este comportamiento se ha verificado tanto experimentalmente como mediante simulaciones micromagnéticas.

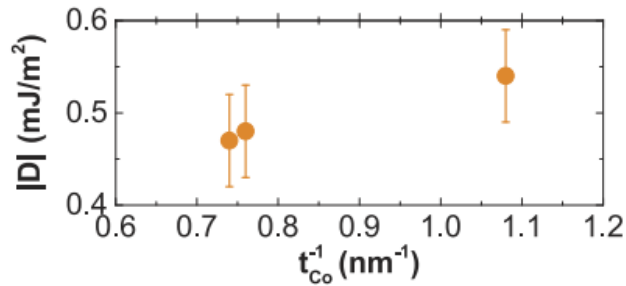


Figura 1.3: Dependencia de la constante DMI con el espesor de la capa magnética de Co en el sistema $Pt/Co(t)/AlO_x$. Lo Conte et al., 2017.

FM (nm)	Bottom NM (nm)	Top NM (nm)	D (mJ/m ²)
$[Co(0.8)/Pd(2)]_5$			1.6 ± 0.35^b
$[Co(0.8)/Pd(2)]_{10}$	Cu(2)/Pd(3)	Pd(3)	1.85 ± 0.45^b
$[Co(0.8)/Pd(2)]_{20}$			2.3 ± 0.5^b

Tabla 1.1: Dependencia del coeficiente DMI con el número de bicapas en el sistema $[Co(8\text{Å})/Pd(20\text{Å})] \times n$, se obtuvo un aumento en el efecto DMI al aumentar el número de bicapas. Davydenko et al., 2019.

Una explicación al aumento de la interacción DMI con el número de bicapas observado en la tabla 1.1 es que la constante DMI interfacial está relacionada con la rugosidad entre las capas. A medida que aumenta n , las capas superiores presentan mayor rugosidad y, por ende, mayor contribución a la DMI que las capas inferiores. Por otro lado, el comportamiento de la interacción DMI con respecto al espesor de la capa magnética t , como puede ser visto en la figura 1.3, es más conocido, podemos observar que al disminuir el inverso del espesor se reduce el coeficiente DMI, pero se obtuvieron grandes errores experimentales, lo cual nos hace dudar de la extrapolación para espesores menores a 5 [Å]. Dado que su origen es interfacial, se espera que la magnitud de la DMI decaiga inversamente con el espesor, $D \propto 1/t$. Este decaimiento ocurre porque, al aumentar el espesor, disminuye la proporción de átomos en la interfase respecto al volumen total de la capa magnética. Además, el acoplamiento espín-órbita con el metal pesado, que es el principal responsable de la DMI, decae exponencialmente con la distancia, Yang et al., 2015.

En conclusión, la interacción DMI desempeña un papel crucial en sistemas ferromagnéticos de baja dimensionalidad y multicapas, influenciando no solo las propiedades magnéticas estáticas, como la anisotropía y los ciclos de histéresis, sino

también las dinámicas de reversión y propagación de las paredes de dominio.



2 | Técnicas experimentales

A continuación se describirán brevemente detalles experimentales tanto para la fabricación de las muestras como para los instrumentos de medición empleados, explicando el funcionamiento y utilidad de cada uno. Dentro de la fabricación revisaremos en qué consiste el Sputtering y más específicamente el Confocal de magnetron sputtering, el cual fue el método utilizado para fabricar las muestras. Por otro lado, en los instrumentos de medición estudiaremos el magnetómetro de gradiente alterno (AGM) y el vibrating sample magnetometer (VSM), los cuales utilizaremos para medir ciclos de histéresis magnética, y la resonancia ferromagnética utilizando una guía de onda coplanar (CPW) en conjunto a un analizador de redes vectoriales (VNA-FMR), lo cual nos permitirá obtener información sobre las propiedades dinámicas del sistema.

2.1 Fabricación

La fabricación de todas las muestras fue llevada a cabo por el departamento de física de la Universidad Técnica Federico Santa María (UTFSM), utilizando la técnica de Confocal de magnetron sputtering, proceso del cual estuvo a cargo el Dr. C. García.

Gran parte de la información proporcionada a continuación tiene base en los libros Rosnagel, [2001](#) y STUART, [1983](#).

2.1.1 Sputtering

El sputtering (pulverización catódica) es un método de deposición físico, el cual nos puede permitir formar películas delgadas de distintos materiales, este proceso puede ser llevado a distintas temperaturas, pero las muestras utilizadas en este estudio fueron depositadas a temperatura ambiente.

Para poder utilizar esta técnica es fundamental contar con una cámara de alto

vacío, en particular, estas muestras fueron fabricadas bajo una presión base de aproximadamente $0,02 \times 10^{-8}$ [Torr], esto ya que la presión está directamente relacionada a los posibles contaminantes presentes en la cámara. Luego de tener la presión de vacío deseada, se introduce un gas (específicamente Argón a una presión de 5 [mTorr]) que al estar bajo un campo eléctrico este se ionizará, transformándose en plasma, el cual se caracteriza por tener partículas cargadas que pueden ser aceleradas hacia el blanco, el cual está formado por el material que deseamos depositar en el sustrato que está ubicado cercano al blanco. Luego de que las partículas cargadas impacten el blanco, se liberan átomos del material deseado debido a la transferencia de momento. Evidentemente, para esto las partículas cargadas deben ser lo suficientemente energéticas para romper los enlaces químicos, pero no lo suficientemente grande como para que la partícula penetre profundamente el blanco, provocando prácticamente una nula deposición. Además, energías superiores a 1 [keV] empiezan a ser imprácticas para aplicaciones industriales.

El gas introducido en la cámara debe ser inerte para que no interactúe ni con el blanco ni con el sustrato. Se suele usar Argón, ya que es bastante accesible y tiene un buen Sputter Yield (S) para la mayoría de blancos. S es la razón entre los átomos expulsados por el blanco y la cantidad de iones que inciden en el blanco, por lo tanto, se buscan altos valores de S para que haya más átomos expulsados por ión incidente. Otras ventajas para usar Argón es su compatibilidad con un amplio rango de presiones, su facilidad para ser ionizado y una masa atómica intermedia, una masa atómica muy baja dificultará la expulsión de átomos del blanco ya que transfiere menor momento y aquellos con mucha masa atómica pueden provocar daños excesivos en el blanco.

2.1.2 Confocal dc magnetron sputtering

El magnetron sputtering es el método mayormente empleado en aplicaciones actuales para la fabricación de películas delgadas en la industria de semiconductores, utiliza campos magnéticos cerca del blanco para aumentar la densidad de iones, lo cual provoca un mayor número de colisiones. A la vez, este campo magnético logra atrapar electrones secundarios expulsados por el blanco, los cuales viajan en una trayectoria helicoidal hasta que pierdan su energía a la vez que transmiten esta energía al gas inerte, aumentando la densidad de plasma. Esto previene un aumento de temperatura en el sustrato y reduce el daño por radiación. En la configuración confocal se utilizan múltiples blancos con una inclinación hacia el centro de la

cámara de hasta 45° respecto al eje normal del sustrato, lo cual mejora la tasa de deposición y otorga una mayor uniformidad a la película. Además, cada blanco puede ser de distinto material y cada blanco puede tener distintas potencias, produciendo una deposición simultánea de distintos materiales en distintas proporciones.

2.2 Mediciones

A continuación describiremos los métodos experimentales utilizados para caracterizar las muestras. La caracterización estática es aquella que utiliza grandes escalas de tiempo (segundos o minutos), en donde podemos encontrar los ciclos de histéresis. Por otro lado, la caracterización dinámica estudia el comportamiento de la magnetización a bajas escalas de tiempo (nanosegundos), en donde la contribución del damping debe ser detallada cuidadosamente, en este tipo de caracterización podemos encontrar el FMR. En este caso la histéresis magnética fue estudiada mediante Magnetómetro de gradiente alterno (AGM) y Vibrating sample magnetometry (VSM), mientras que los espectros FMR fueron obtenidos utilizando la técnica de Resonancia ferromagnética basada en cavidades.

2.2.1 Magnetómetro de gradiente alterno (AGM)

Ésta técnica experimental nos permitirá calcular ciclos de histéresis magnética de las películas delgadas, que, como fue explicado en la introducción, es un reflejo de que la susceptibilidad magnética no es constante en un material ferromagnético, por lo que la magnetización obtenida bajo un campo magnético externo depende de la magnetización presente anteriormente en la película. Un campo magnético alterno de la forma $H_{ac} = H_0 \sin(\omega t)$, donde H_0 tiene un gradiente constante, es generado por un par de bobinas de barrido (sweep coils). La muestra, cuya magnetización se desea medir, se coloca en el extremo de un cantilever. El campo alterno produce una fuerza sinusoidal sobre la muestra, lo que hace que tanto la muestra como el cantilever vibren a la frecuencia ω . La parte superior del cantilever incluye un piezoeléctrico, el cual genera un voltaje proporcional a su deformación. Dado que la deformación del piezoeléctrico es proporcional a la fuerza aplicada y que esta fuerza es proporcional a la magnetización, el voltaje generado por el piezoeléctrico es proporcional a la magnetización de la muestra. Si además se aplica un campo magnético estático H_{dc} que es mucho mayor que H_{ac} entonces se puede medir la magnetización como función del campo magnético. Se debe encontrar la frecuencia

resonante mecánica del cantilever para luego aplicar el campo H_{ac} en la misma frecuencia, la cual suele ser del orden de los 100 [Hz]. Medir la magnetización usando esta frecuencia resonante puede aumentar la resolución hasta 100 veces. Cullity y Graham, 2008. Un campo H_{ac} con una amplitud H_0 demasiado grande (comparable con la magnitud del campo H_{dc}) puede introducir distorsión en las mediciones. Harrell, 1999.

2.2.2 Vibrating sample magnetometer (VSM)

La otra forma comúnmente utilizada para medir ciclos de histéresis magnética es el de VSM, Foner, 1959, en donde se le aplica una vibración de amplitud, frecuencia y fase conocida a la muestra, lo cual genera un flujo de campo magnético variable, lo cual por ley de Faraday, induce un voltaje en las bobinas de detección, lo cual puede ser asociado con el momento magnético de la muestra según las ecuaciones 2.1, 2.2 y 2.3, Niazi, Poddar y Rastogi, 2000. El campo magnético externo es generado por electroimanes y es constante. Se utilizan bobinas pickup para medir la alteración generada a causa de la vibración de la muestra, estas bobinas pickup pueden estar ancladas junto a los electroimanes para evitar que vibren. La forma más básica de VSM utiliza una dirección de vibración perpendicular al del campo generado por los electroimanes, pero esto puede variar según la geometría del sistema. A continuación se presentan las ecuaciones que rigen este fenómeno.

$$V(t) = \sum_n \int_A \frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{t})}{\partial t} \cdot d\mathbf{A} \quad (2.1)$$

En donde $V(t)$ es el voltaje medido por las bobinas pickup, $\mathbf{B}(\mathbf{t})$ es el campo magnético variable generado por la vibración de la muestra, \mathbf{A} es el vector de área de una vuelta de la bobina y n el número de vueltas de la bobina.

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{\mathbf{m}}{r^3} - \frac{3(\mathbf{m} \cdot \mathbf{r})\mathbf{r}}{r^3} \right) \quad (2.2)$$

El campo magnético a cierta distancia es dependiente del momento magnético de la muestra y la distancia desde la muestra hasta las bobinas de detección, asumiendo que las dimensiones de la muestra son pequeñas en comparación a esta.

$$\frac{\partial B_i}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{a}(\mathbf{t})}{\partial t} \vec{\nabla}_r B(r_i) \quad (2.3)$$

Finalmente podemos relacionar la variación en el tiempo de cada componente del campo magnético según el gradiente y la variación temporal de la posición de la

muestra $\mathbf{a}(t)$, lo cual es conocido ya que conocemos la amplitud, frecuencia y fase de la vibración.

2.2.3 Resonancia ferromagnética basada en cavidades

La teoría de resonancia ferromagnética ha sido ampliamente estudiada, comenzando por Kittel, 1966 y ha tenido importantes aplicaciones tecnológicas, como lo fueron las memorias magnéticas, esto principalmente al dar luces sobre los mecanismos dinámicos de la magnetización, permitiéndonos optimizar la pérdida de energía, lo cual está directamente relacionado al parámetro de damping.

En un experimento para medir la resonancia ferromagnética debemos aplicar un campo estático a la muestra en una dirección, lo cual nos definirá el estado de magnetización inicial de la muestra. Posteriormente, se utiliza un campo magnético rf H_{ac} de amplitud pequeña en comparación al campo H_{dc} y de una frecuencia del orden de los [GHz], además, debe ser aplicado de manera perpendicular al campo H_{dc} . Cuando la frecuencia del campo H_{ac} iguale la frecuencia de precesión de la magnetización del material, estos resonaran, aumentando la potencia absorbida por la muestra. Dentro de los parámetros que podemos obtener mediante mediciones FMR se encuentra la anisotropía magnética, momento magnético, la razón giromagnética y el damping, Farle, 1998.

Una de las técnicas más comunes para los experimentos de FMR es la de usar una cavidad resonante en donde colocaremos la muestra, Montoya et al., 2014. Un diodo nos genera una microonda de frecuencia fija entre 1 y 80 [GHz], la cual luego es transmitida mediante una guía de onda hasta la cavidad resonante, la cual generará un campo alterno localizado con la misma frecuencia. También tendremos el campo magnético externo estático, el cual es generado por electroimanes, los cuales pueden ser fácilmente controlados y automatizados para brindar distintos valores de campo magnético. Dado que durante las mediciones usamos una única frecuencia, el campo magnético externo estático debe ser barrido, por lo que encontraremos el campo magnético resonante para cierta frecuencia. Esto es equivalente a tener el campo magnético fijo y realizar un barrido de frecuencias, Kalarickal et al., 2006. Finalmente, un diodo medirá el cambio en la potencia reflejada por la muestra, la cual evidentemente se verá reducida bajo la condición de resonancia ya que aumenta la absorción por parte de la muestra.

2.2.4 VNA-FMR

Una gran limitación del método que utiliza cavidades resonantes es la del rango de frecuencias que se pueden utilizar, además, hay métodos que tienen una mejor sensibilidad, lo cual es crucial a la hora de estudiar sistemas de películas delgadas. Es por ello, que el método utilizado para las mediciones experimentales fue el que utiliza una guía de onda coplanar (CPW) en conjunto a un analizador de redes vectoriales (VNA-FMR), Tamaru et al., [2021](#), Neudecker et al., [2006](#). En esta configuración, la muestra es colocada sobre la guía de onda coplanar, la cual generará el campo magnético H_{ac} que causará la resonancia en la muestra. El campo magnético H_{dc} suele ser fijado mientras se realiza un barrido de frecuencias, para luego repetir el proceso a distintos valores de H_{dc} . El VNA nos permite obtener una señal que depende de la amplitud de la microonda utilizada inicialmente para generar el campo H_{ac} y de la amplitud de la onda transmitida luego de la interacción con la muestra, otorgando información sobre la absorción de la microonda por parte de la muestra, la cual es máxima en la condición de resonancia. Dado que utilizamos un barrido de frecuencias, las mediciones de ancho de línea son en función de la frecuencia y no del campo magnético, como puede ser en otros métodos, lo cual es equivalente en términos físicos, Wei et al., [2015](#).

3 | Técnicas computacionales

Se presentará el funcionamiento general del software utilizado para realizar nuestras simulaciones micromagnéticas, explicando tanto los parámetros geométricos que debemos definir, como los parámetros magnéticos y los procesos que podemos simular. Luego mostraremos una técnica recientemente desarrollada para lograr simular sistemas multicapas en tiempos de simulación razonables, lo cual ha sido un gran impedimento para simular sistemas con espesores considerables, especialmente cuando hay capas de espesores muy pequeños. Finalmente estudiaremos el efecto de introducir defectos magnéticos a las simulaciones, lo cual es fundamental para reproducir los procesos de reversión de magnetización observados experimentalmente, al igual que para representar las propiedades dinámicas del material.

3.1 Mumax3

Mumax3 realiza cálculos acelerados por GPU para poder simular la dinámica de un material, para ello resuelve la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG), en la cual podemos distinguir el término de precesión y de amortiguamiento, como es ilustrado en la figura 3.1:

$$\dot{m} = -\gamma_0 \vec{m} \times \vec{H}_{eff} + \alpha \vec{m} \times \dot{m} \quad (3.1)$$

En donde γ_0 es la relación giromagnética, α es el damping de Gilbert y \vec{m} es la magnetización normalizada respecto a la magnetización de saturación M/M_s . El término de \vec{H}_{eff} es donde estará la mayor parte de campos que caracterizarán el material y su dinámica, incluyendo el campo magnético externo, el campo de demagnetización, el campo de exchange de Heisenberg, el campo de exchange de Dzyaloshinskii-Moriya, el campo de anisotropía cristalina y el campo térmico.

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{ext} + \vec{H}_{demag} + \vec{H}_{exch} + \vec{H}_{dmi} + \vec{H}_{anis} + \vec{H}_{therm} \quad (3.2)$$

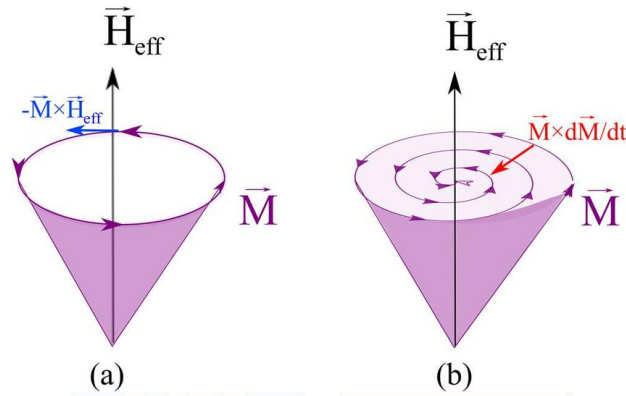


Figura 3.1: Imagen ilustrativa de la ecuación LLG, podemos ver la acción sobre la magnetización realizada por el término de precesión (izquierda) y del término de amortiguamiento (derecha), el cual es el encargado de alinear la magnetización con el campo magnético externo. Imagen por Swindells y Atkinson, 2022.

Para nuestras simulaciones sólo nos centraremos en el campo magnético externo, el campo de exchange de Heisenberg, el campo de demagnetización, el campo de DMI y el campo de anisotropía cristalina.

Aplicar un campo magnético externo no tiene mayor complicación, sólo debemos indicar la magnitud y dirección de éste. Es recomendable que no sea aplicado completamente perpendicular a la muestra ya que no podrá realizar torque sobre los momentos magnéticos, lo cual puede resultar en que la magnetización sea constante o valores de coercitividad lejanos a los observados experimentalmente.

El campo de exchange de Heisenberg es de suma importancia ya que nos modela la interacción entre celdas vecinas (mumax3 aproxima a los seis vecinos más cercanos de cada celda), para esto sólo es necesario definir adecuadamente el tamaño de celda, Abo et al., 2013, teniendo en cuenta la distancia de exchange, l_{ex} , determinada por la rigidez de intercambio, A_{ex} , y la magnetización de saturación, M_s .

$$l_{ex} = \sqrt{\frac{2A_{ex}}{\mu_0 M_s^2}}$$

Lo cual nos entrega un valor crítico, R_{crit} , para el tamaño de celda. Tamaños mayores a este valor pueden entregar valores erróneos.

$$R_{crit} = \frac{5}{2} l_{ex}$$

El campo de demagnetización es calculado automáticamente dependiendo de la geometría del material y la magnetización de saturación.

La interacción DMI debemos elegir si es producida por un efecto interfacial o si

es intrínseco al material debido a asimetrías. En nuestro caso el efecto surge por efectos interfaciales, además, al igual que con la rigidez de intercambio, esto nos define un nuevo tamaño de celda crítico, en este caso menor a $2A_{ex}/D$.

Finalmente para la anisotropía cristalina necesitamos diferenciar entre dos posibilidades, anisotropía uniaxial y anisotropía cúbica, pero ya que en los distintos estudios de nuestro sistema de interés sólo se ha reportado un eje fácil de magnetización, el perpendicular (excepto cuando $t = 5$ [Å]), es apropiado usar anisotropía uniaxial, ya que la anisotropía cúbica se caracteriza por tener más de un eje fácil de manera simultánea. La anisotropía uniaxial es calculada como

$$\vec{B}_{anis} = \frac{2K_{u1}}{B_{sat}} (\vec{u} \cdot \vec{m}) \vec{u} + \frac{4K_{u2}}{B_{sat}} (\vec{u} \cdot \vec{m})^3 \vec{u} \quad (3.3)$$

En donde K_{u1} y K_{u2} son las constantes de primer y segundo orden de anisotropía uniaxial y \vec{u} es un vector unitario en la dirección del eje fácil. Usualmente es suficiente sólo con definir K_{u1} .

Además, en mumax3 podemos utilizar distintas formas de resolver la ecuación LLG dependiendo de nuestro objetivo, si estamos en un estado muy lejano a un estado de mínima energía, como puede ser una magnetización aleatoria, es más eficiente usar el método `relax()`, el cual nos desactiva el término de precesión (considera damping infinito) para poder alcanzar más rápidamente un estado estable. Por otro lado, tenemos el método `minimize()`, el cual también ignora el término de precesión pero utiliza un esquema de minimización de energía más efectivo que `relax()`, reduciendo el tiempo de computación, pero es preciso sólo cuando estamos en un estado cercano a un estado de mínima energía, como ocurre en los ciclos de histéresis. Finalmente, el comando `run()`, el cual integra numericamente la ecuación LLG considerando el término de precesión, pero utiliza diferenciales de tiempo adaptativas que están en el rango de los 10^{-14} s, por lo que el tiempo total de simulación no debería ser mayor a 10^{-7} s ya que podría tomar horas o días, por ello no es tan recomendable su uso en ciclos de histéresis, pero para simulaciones FMR nos sirve ya que éstas estarán en el rango de los nanosegundos y es crucial considerar el aporte del damping, por lo que no podemos consierarlo infinito.

3.2 Effective medium approach

Dado que en las simulaciones estaremos usando distintos números de repeticiones de bicapas, comienza a ser inviable simular el material capa por capa, ya que, por ejemplo para $[CoFeB(2\text{Å})/Pd(10\text{Å})] \times 10$, tendríamos un espesor total de

12 [nm], en donde el menor espesor de capa es 0,2 [nm], lo cual implicaría que el tamaño de celda debería ser como máximo 0,2 [nm] y por lo tanto deberíamos considerar 60 celdas en el eje z para obtener el espesor total, esto de por sí sería muy costoso computacionalmente, pero además tendríamos que considerar la interacción entre capa magnética-capas magnéticas y capa magnética-capas no magnéticas y distintos defectos propios de cada capa, como que cada una tenga distintos parámetros magnéticos, lo cual dificultaría aún más la simulación. Es por esto que utilizaremos el effective medium approach descrito por Woo et al., 2016 y Joos et al., 2023, en donde consideramos una sola celda en el eje z de tamaño igual al espesor total de la película, lo cual tiene un impacto importante en el tiempo de simulación y además no necesitamos añadir las distintas interacciones que pueden haber entre capas ya que no hay capas, como es representado en la imagen 3.2.

Para que las características magnéticas sean fieles a las experimentales, necesitamos multiplicar algunos parámetros del material por una constante f , que es el cociente entre el espesor de la capa magnética t_m dividido por el espesor de cada repetición t_r , lo cual es la suma de la capa magnética y no magnética $t_r = t_m + t_{nm}$, siguiendo con el ejemplo, para $[CoFeB(2\text{Å})/Pd(10\text{Å})] \times 10$ tendremos $t_m = 2 [\text{Å}]$ y $t_r = 12 [\text{Å}]$, con lo cual obtenemos $f = 0,167$.

$$f = \frac{t_m}{t_r} = \frac{M'_s}{M_s} = \frac{A'_{ex}}{A_{ex}} = \frac{K'_{eff}}{K_{eff}} = \frac{D'_{eff}}{D_{eff}} \quad (3.4)$$

En donde los términos primados corresponden a los que se utilizarán en la simulación, por lo tanto si experimentalmente se determina que la magnetización de saturación de la película es C , entonces utilizaremos $C \times t_m/t_r$.

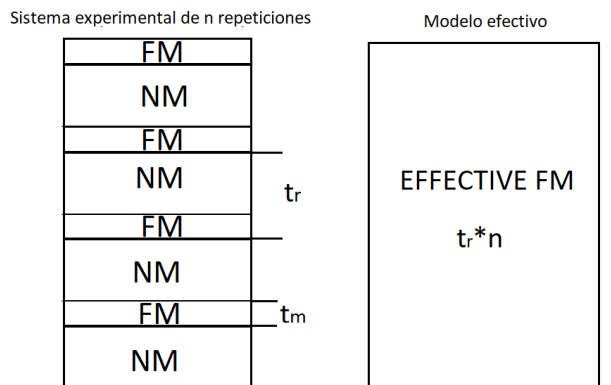


Figura 3.2: Representación del modelo efectivo para considerar una sola celda en el eje z . A la izquierda podemos ver el sistema experimental en donde las capas FM son ferromagnéticas y NM son no magnéticas, a la derecha tenemos el modelo efectivo de espesor $t_r \times n$.

3.3 Introducción de defectos magnéticos

Dado que las películas obtenidas experimentalmente no son perfectas es importante considerar los defectos magnéticos, para nuestras simulaciones dividimos el material en 256 regiones de igual tamaño (límite de regiones en mumax3), luego tanto la constante de anisotropía uniaxial, la rigidez de intercambio, la magnetización de saturación y la fuerza de DMI interfacial varían aleatoriamente hasta un máximo de $\pm 10\%$, de manera independiente entre cada constante y también entre cada región. Ejemplificando, si tenemos una magnetización de saturación igual a $M_s = a$, un rigidez de intercambio igual a $A_{ex} = b$, una constante de anisotropía uniaxial igual a $K_{u1} = c$ y constante DMI igual a $D = d$, entonces en la primera región podríamos llegar a tener $M_s = a + 0.08a$, $A_{ex} = b - 0.01b$, $K_{u1} = c + 0.005c$ y $D = d + 0$, y para el resto de regiones valores completamente distintos, pero siempre dentro del rango del $\pm 10\%$. Se ha podido comprobar mediante simulaciones que el principal efecto de los defectos es reducir la coercitividad, ya que estos ayudan a que se generen zonas que comenzarán a magnetizarse antes que el resto de la muestra, lo cual gatillará una reversión en la magnetización, lo cual concuerda con lo estudiado en la sección 1.3.2.

Hemos comprobado que utilizar valores cercanos o mayores al $\pm 20\%$ resulta en un fallo a la hora de intentar resolver la ecuación LLG, lo cual no nos permite obtener ningún valor para la magnetización. Para valores menores a $\pm 20\%$, la coercitividad es inversamente proporcional y se ha decidido usar una variación del $\pm 10\%$, ya que es el valor usando comúnmente como fue revisado en la sección 1.3.2.

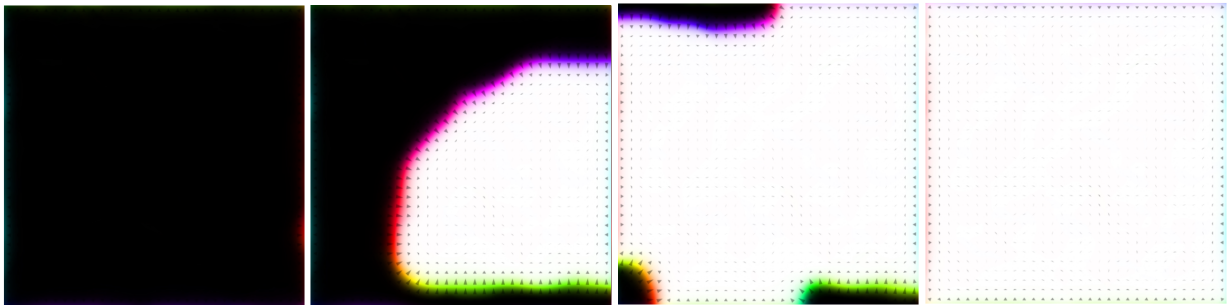


Figura 3.3: Evolución temporal de la magnetización para $[CoFeB(3\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$. No se incluye el estado inicial ni el estado final.

En la figura 3.3 podemos observar levemente en la primera imagen de izquierda a derecha una zona de color rojo en el borde derecho de la muestra la cual es generada por los defectos en conjunto a la interacción DMI. Esta zona

será el gatillante para la reversión de la magnetización como se puede ver en la segunda imagen, luego en la tercera imagen podemos ver una dificultad para revertir completamente la magnetización, esto es debido al efecto de la interacción DMI, ya que en las simulaciones sin DMI la magnetización se revierte completamente para cierto valor de campo magnético, resultando en una histéresis completamente cuadrada. Finalmente ya revertimos casi completamente la magnetización, sólo quedan momentos levemente direccionados en los bordes de la muestra, los cuales se alinearán al aumentar el campo magnético. La magnetización completamente revertida no se incluyó ya que es sólo un cuadro blanco, al igual que la magnetización inicial es un cuadro completamente negro.

Como podemos ver en la figura 3.3, el proceso de magnetización es un poco abrupto, lo cual corresponde a una histéresis casi cuadrada, pero esto no es así para todas las simulaciones, especialmente para aquellas que tienen un mayor espesor. En ellas, para cierto campo magnético se generan abruptamente dominios bastante estables en forma de laberinto, los cuales dificultan el proceso de magnetización de la muestra en la dirección deseada, es por esto que las histéresis pierden la forma cuadrada y entran en regímenes en donde la magnetización incrementa de forma lineal hasta lograr aniquilar los dominios que quedan aislados (figura 3.4).

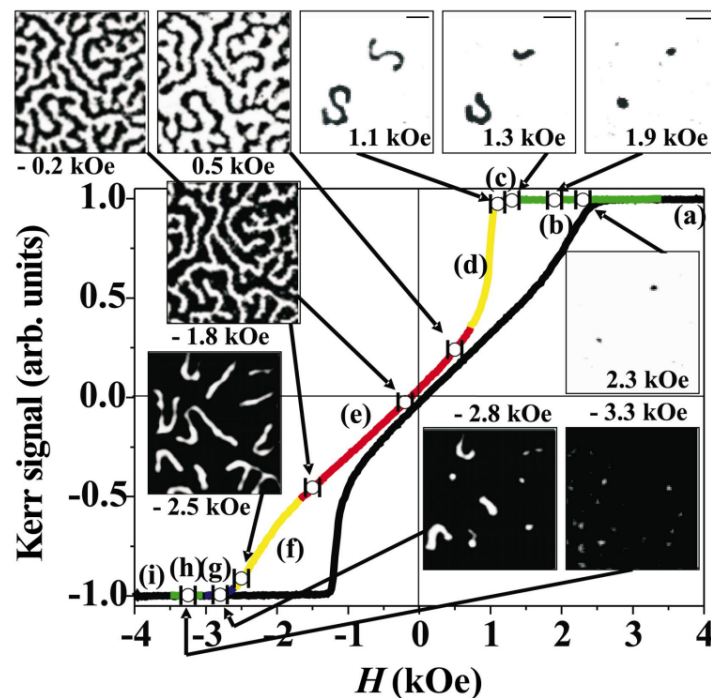


Figura 3.4: Ciclo de histéresis para $[Co(4\text{\AA})/Pt(7\text{\AA})] \times 50$, con imágenes del proceso de magnetización en puntos claves. Davies et al., 2004

3.4 FMR y FFT

El método utilizado para hacer las simulaciones FMR consta de aplicar un campo magnético externo dependiente del tiempo durante un tiempo t de la forma $H_f = H_0 * sinc(x)$, en donde $sinc(x) = sin(x)/x$. Durante aquél tiempo el campo magnético es prácticamente despreciable, excepto en tiempos cercanos a $x = t/2$, en donde la función $sinc(x) = 1$ y se realizará un impulso a la magnetización, la cual será amortiguada hasta el fin de la simulación, en donde volverá a su estado de equilibrio, que coincide con el estado inicial. Además, necesitamos definir otro campo magnético externo constante H_{dc} que será perpendicular al anterior y de mucha mayor magnitud, en particular H_f está en las dimensiones de unidad de Oe y H_{dc} en los kOe . De esta forma, si queremos saturar la muestra perpendicularmente para hacer FMR, tendremos que aplicar el campo H_c de forma perpendicular y el campo H_f en el plano, para luego analizar la magnetización en el plano. Mumax3 nos puede entregar la respuesta de la magnetización a lo largo del tiempo, pero necesitamos hacer postprocesamiento en otro software, en este caso Python, para poder obtener la respuesta de la intensidad a lo largo de las frecuencias. Esto se logra gracias al método de Fast Fourier Transform (FFT), que nos permite transformar la respuesta dependiente del tiempo a una respuesta dependiente de las frecuencias, lo cual fue hecho con la librería NumPy de Python, que separa la magnitud de frecuencias específicas resolviendo la ecuación

$$A_k = \sum_{m=0}^{n-1} a_m e^{-2\pi i m k / n} \quad (3.5)$$

con $a_m = e^{2\pi i f m \Delta t}$

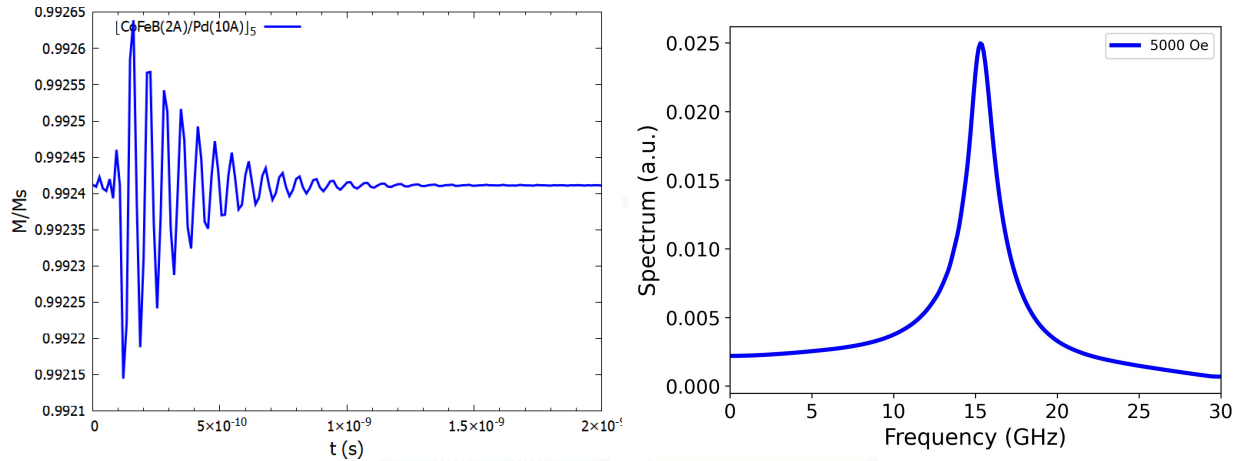


Figura 3.5: A la izquierda, la respuesta de la magnetización a lo largo del tiempo en el eje z a un impulso para $[CoFeB(3\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 10$, a la derecha el resultado del FFT, entregando el espectro FMR

Una vez obtenido los espectros FMR para distintos campos magnéticos DC podemos relacionar la frecuencia resonante con el campo magnético aplicado según la fórmula derivada de la ecuación de Kittel para el caso específico de mediciones con campo magnético aplicado fuera del plano y muestras saturadas en la misma dirección del campo magnético.

$$f_{res} = \frac{\gamma}{2\pi}(H + H_{eff}) \quad (3.6)$$

En donde $\gamma/2\pi$ es la relación giromagnética, H el campo magnético aplicado y H_{eff} el campo de anisotropía efectivo, por lo tanto esperamos que al aumentar el campo magnético aumente el valor de la frecuencia resonante y que al extrapolar los resultados a $H = 0$, aquellas muestras con mayor campo de anisotropía tendrán un mayor intercepto con el eje y .

4 | Mediciones experimentales

A continuación se mostrarán en detalle las mediciones experimentales y conclusiones realizadas por otros autores (Ana S Silva, 2020, Ana S. Silva et al., 2021 y Franco et al., 2016.) en nuestro sistema de interés, tanto para $[CoFeB(t)/Pd(10\text{\AA})] \times 5$ como para $[CoFeB(3\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times n$ y $[CoFeB(4\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times n$, estudiando el efecto del número de repeticiones de la bicapa y de manera separada, el efecto del espesor de la capa magnética. Tanto para las mediciones de histéresis como de FMR el campo magnético DC fue aplicado de manera perpendicular a la superficie de la película.

4.1 Número de repeticiones

Comenzaremos estudiando el efecto del número de repeticiones de la bicapa en el sistema $[CoFeB(t\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times n$ para n igual a 3, 5, 10 y 15, separadamente para dos valores de t , incluyendo 3 [Å] y 4 [Å]. En la subsección 4.1.1 se estudiará cómo se ve afectada la histéresis magnética en los distintos sistemas, mientras que en la subsección 4.1.2 se estudiará el efecto en las mediciones de resonancia ferromagnética.

4.1.1 Histéresis

Primero se estudiará el efecto del número de repeticiones de la bicapa en los ciclos de histéresis magnética tanto para $t = 3$ [Å] como para $t = 4$ [Å] utilizando el método de VSM, llevado a cabo por Ana S Silva, 2020, lo cual se puede observar en la figura. 4.1, posteriormente se compararán con mediciones utilizando AGM, llevado a cabo por Franco et al., 2016, lo cual se puede observar en la figura 4.2.

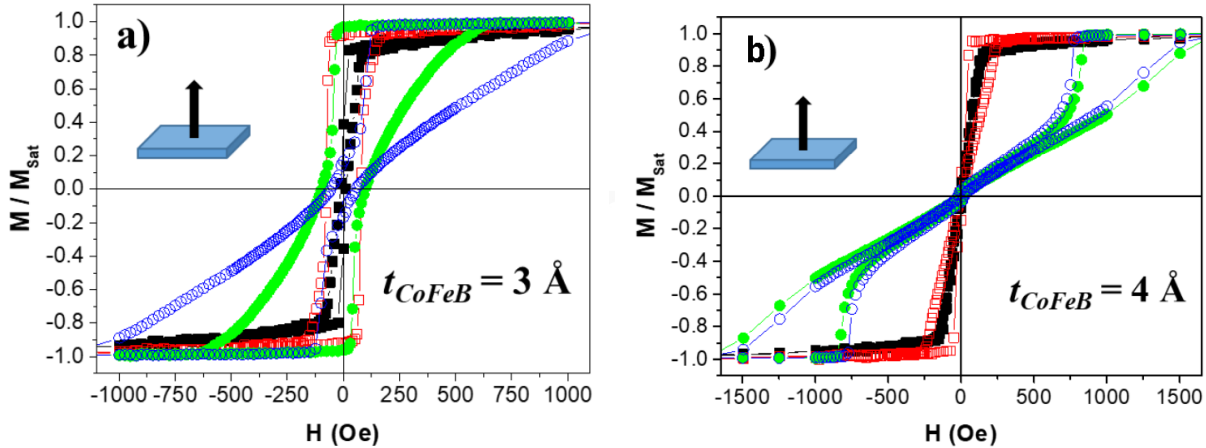


Figura 4.1: Mediciones experimentales de histéresis realizadas en VSM, (a) para $[CoFeB(3\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times n$ y (b) para $[CoFeB(4\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times n$. En negro los datos para $n = 3$, en rojo para $n = 5$, en verde para $n = 10$ y en azul para $n = 15$. Ana S Silva, 2020.

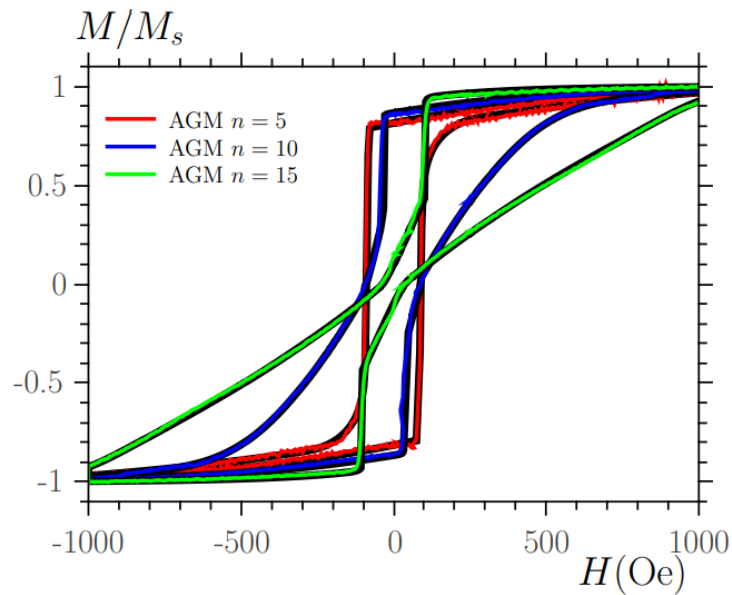


Figura 4.2: Mediciones experimentales de histéresis realizadas en AGM para $[CoFeB(3\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times n$. Franco et al., 2016.

Podemos ver que los resultados medidos por VSM y AGM para espesor de $CoFeB$ igual a 3 [Å] concuerdan. Dentro de las observaciones importantes se encuentra el mecanismo de reversión de la magnetización. Específicamente, en muestras con pocas repeticiones como $n = 3$ y $n = 5$ el mecanismo de reversión es el de generación espontánea de dominios que crecen rápidamente, mientras que para muestras con un alto número de repeticiones como $n = 10$ y $n = 15$ el

mecanismo de reversión es completamente distinto, ya que se generan dominios espontáneamente que luego se orden en forma de laberinto, los cuales se aniquilan lentamente, como se puede observar en otros sistemas ordenados en multicapas, como $[Co(4\text{\AA})/Pt(7\text{\AA})] \times 50$ estudiado por Davies et al., [2004](#).



4.1.2 Resonancia ferromagnética

En la figura 4.3 se observa la dependencia de la frecuencia resonante con el campo magnético externo para distintos números de repeticiones de bicapa tanto para $t = 3$ [Å] como para $t = 4$ [Å], incluyendo los ajustes a la ecuación de Kittel (ecuación 3.6). Estas mediciones fueron realizadas por Ana S Silva, 2020 utilizando el método de VNA-FMR.

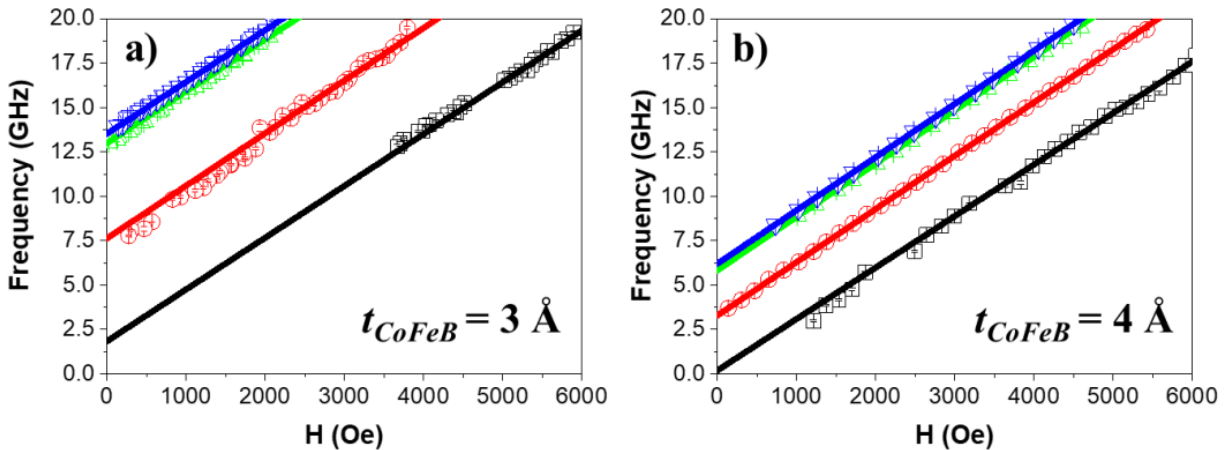


Figura 4.3: Mediciones experimentales de FMR realizadas en VNA-FMR. (a) para $[CoFeB(3\text{Å})/Pd(10\text{Å})] \times n$ y (b) para $[CoFeB(4\text{Å})/Pd(10\text{Å})] \times n$. En negro los datos para $n = 3$, en rojo para $n = 5$, en verde para $n = 10$ y en azul para $n = 15$. Ana S Silva, 2020.

Estos datos se ajustan bien a la fórmula de Kittel (ecuación 3.6), lo cual corresponde a las líneas sólidas. Se puede observar un incremento del campo de anisotropía según el número de bicapas n , pero para grandes números de repeticiones como $n = 10$ y $n = 15$ no hay mucha diferencia, ya que la anisotropía perpendicular comienza a perder calidad debido al aumento de rugosidad entre capas, la cual tiende a aumentar según el número de bicapas, incluso llegando a un punto en el que el campo de anisotropía se comienza a reducir Macià et al., 2012 y Mohseni et al., 2016, lo cual no se alcanza a ver en estas mediciones experimentales, pero para mayores n esperamos que pase. Además, las muestras con espesor de $CoFeB$ igual a 3 [Å] tienen mayores campos de anisotropía que las de 4 [Å] para un mismo n , esto debido a la competición entre distintos términos de anisotropía que dependen del espesor, como será explicado en más detalle en la sección 5.2.

4.2 Espesor capa de CoFeB

Continuaremos estudiando el efecto del espesor de la capa magnética, t , en el sistema $[CoFeB(t\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$ para valores de t incluyendo 2 [Å], 3 [Å], 4 [Å] y 5 [Å]. En la subsección 4.2.1 se estudiará cómo se ve afectada la histéresis magnética para los distintos espesores, mientras que en la subsección 4.2.2 se estudiará el efecto en las mediciones de resonancia ferromagnética.

4.2.1 Histéresis

Comenzaremos estudiando el efecto del espesor de la capa magnética en los ciclos de histéresis magnética utilizando el método de VSM, llevado a cabo por Ana S Silva, 2020, lo cual se puede observar en la figura. 4.4, posteriormente se compararán con mediciones utilizando AGM, llevado a cabo por Franco et al., 2016, lo cual se puede observar en la figura 4.5.

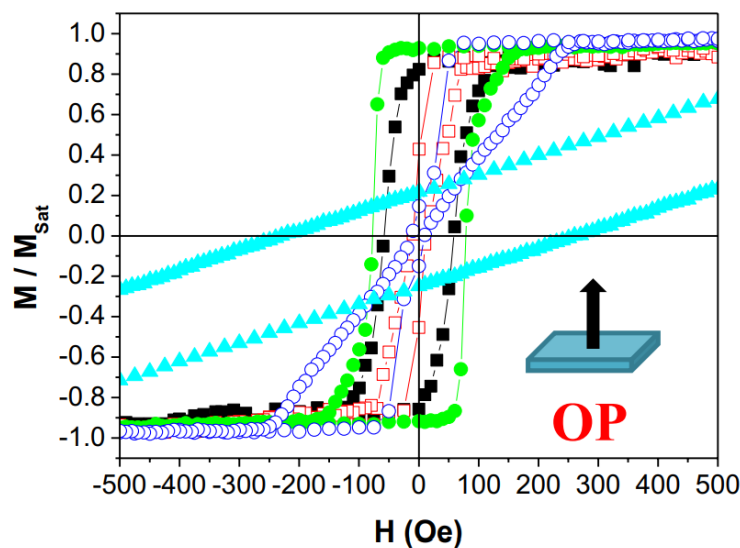


Figura 4.4: Mediciones experimentales de histéresis realizadas en VSM para distintos espesores de capa magnética en el sistema $[CoFeB(t)/Pd(10\text{\AA})] \times 5$. En negro para $t = 1$ [Å], en rojo para $t = 2$ [Å], en verde para $t = 3$ [Å], en azul para $t = 4$ [Å] y en celeste para $t = 5$ [Å]. Ana S. Silva et al., 2021.

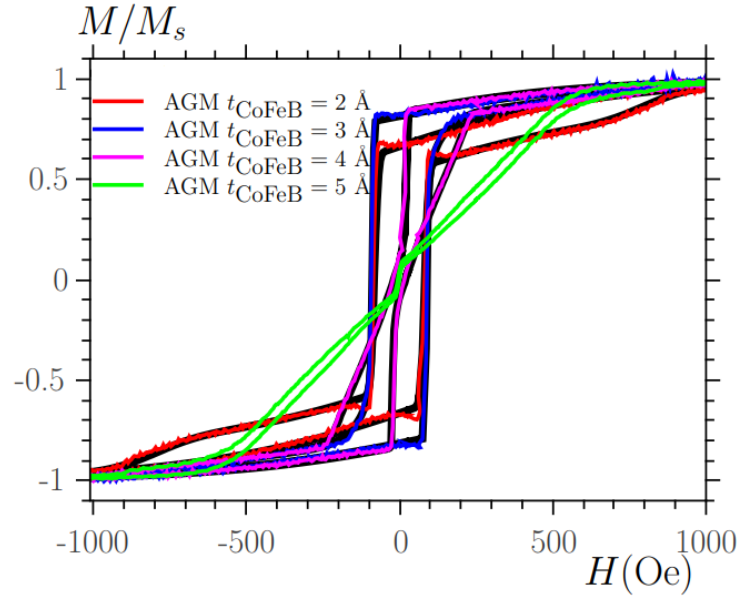


Figura 4.5: Mediciones experimentales de histéresis realizadas en AGM para distintos espesores de capa magnética en el sistema $[CoFeB(t)/Pd(10\text{\AA}) \times 5$. Franco et al., 2016.

Nuevamente podemos comprobar que las mediciones mediante VSM y AGM concuerdan. Se destaca la muestra con espesor de $CoFeB$ igual a 5 \AA , la cual no presenta anisotropía perpendicular debido a una competencia entre contribuciones volumétricas e interfaciales, lo cual será discutido en la sección 5.2. Por otro lado, gracias a estos ciclos de histéresis se puede formular una proporcionalidad entre el valor de la magnetización de saturación M_s y el espesor de la capa magnética t , esto ya que la contribución volumétrica al momento magnético aumenta mientras que la contribución de la magnetización interfacial es aproximadamente constante, como fue encontrado en Ana S. Silva et al., 2021, el ajuste es

$$M_s = (110 \pm 20)t + (170 \pm 60)$$

En donde las unidades de M_s son $[\text{emu/cc}]$ y el valor correspondiente a $t = 0$ es el de la magnetización interfacial.

4.2.2 Resonancia ferromagnética

En la figura 4.6 se observa la dependencia de la frecuencia resonante con el campo magnético externo para distintos espesores de capa magnética t desde $t = 2$ [Å] hasta $t = 5$ [Å], incluyendo los ajustes a la ecuación de Kittel (ecuación 3.6). Estas mediciones fueron realizadas por Ana S Silva, 2020 utilizando el método de VNA-FMR. Posteriormente se mostrarán los resultados para la determinación del parámetro de damping magnético α (figura 4.7), lo cual también fue realizado por *ibíd.*, complementando las mediciones de VNA-FMR con TR-MOKE.

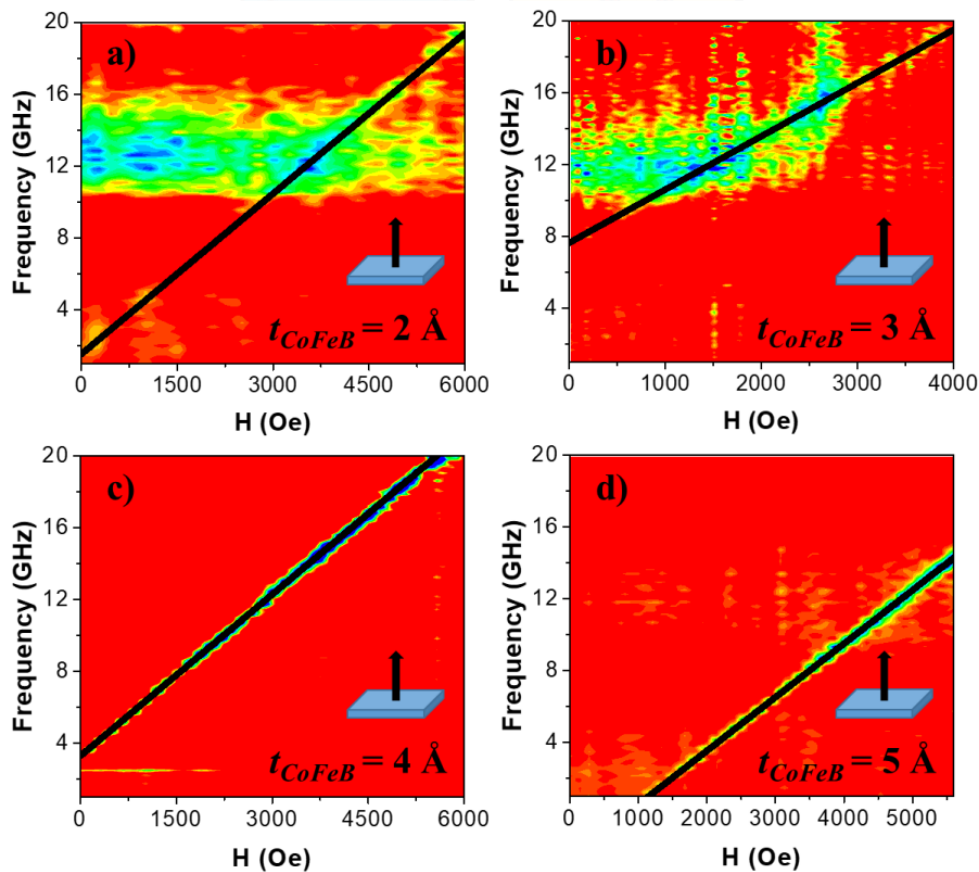


Figura 4.6: Mediciones experimentales de FMR realizadas en VNA-FMR para distintos espesores de capa magnética en el sistema $[CoFeB(t)/Pd(10\text{Å}) \times 5]$. Ana S Silva, 2020.

Destacamos que para las muestras con espesores entre 3 [Å] y 5 [Å] se logra establecer una relación entre el espesor de la capa magnética y el campo de anisotropía, determinado por el intercepto con el eje y, lo cual no es aplicable para la muestra con $t = 2$ [Å], ya que presenta un intercepto con el eje y cercano a 2 [GHz], sugiriendo que la anisotropía perpendicular no es tan fuerte, acorde al análisis de la sección 5.2. La muestra con $t = 5$ [Å] presenta un campo de anisotropía negativo,

lo cual significa que el eje perpendicular deja de ser el eje fácil de magnetizar, cambiando su anisotropía al plano.

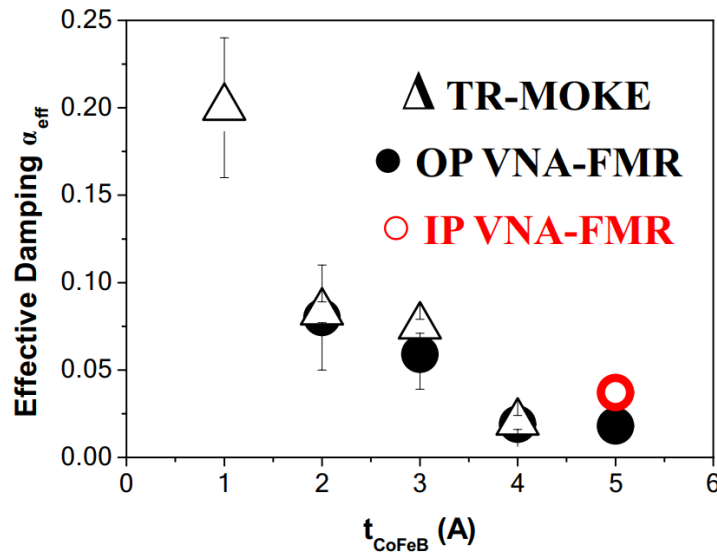


Figura 4.7: Determinación del parámetro de damping según el espesor de la capa magnética en el sistema $[\text{CoFeB}(t)/\text{Pd}(10\text{Å}) \times 5]$. Ana S. Silva et al., 2021.

$t[\text{Å}]$	$\Delta H_0[\text{Oe}]$
2	380 ± 130
3	230 ± 375
4	103 ± 10
5	22 ± 7

Tabla 4.1: Determinación del parámetro de inhomogeneidad ΔH_0 según el espesor de la capa magnética en el sistema $[\text{CoFeB}(t)/\text{Pd}(10\text{Å}) \times 5]$. Datos obtenidos de Ana S Silva, 2020.

Se puede observar en la tabla 4.1 un gran aumento en el valor del damping para la película con espesor $t = 1 \text{ [Å]}$, mientras que para las películas con $t = 4 \text{ [Å]}$ y $t = 5 \text{ [Å]}$ se observa una reducción importante en el valor del damping. Lo concluido por el estudio es que para películas con espesores pequeños $t < 4 \text{ [Å]}$ estas pierden continuidad y uniformidad, lo cual puede aumentar la contribución del efecto two magnon scattering al damping efectivo, es por ello que las películas con menor espesor presentan una mayor contribución, lo cual también hace que el término de inhomogeneidad ΔH_0 aumente (ver tabla 4.1). Por otro lado, cuando las películas comienzan a ser de mejor calidad $t \geq 4$, este efecto del two magnon scattering comienza a ser despreciable, reduciendo el valor del damping efectivo. A la vez se incluye una medición con el campo H_{dc} aplicado en el plano, correspondiente al

punto rojo en la figura 4,7, en donde la diferencia con la medición perpendicular es atribuida al efecto de two magnon scattering, el cual vuelve a ser considerable al medir en el plano.



5 | Simulaciones micromagnéticas

Para realizar las simulaciones micromagnéticas en mumax3 necesitamos describir la geometría del material, sus parámetros y luego codificar el proceso al cual será sometido, en el caso de la histéresis tenemos que usar un campo magnético para cierto punto y guardar su magnetización en los distintos ejes, para luego actualizar (incrementar o reducir en una cantidad constante) el campo magnético y repetir el proceso, en cambio, para hacer FMR debemos usar un campo magnético dependiente del tiempo y guardar la magnetización cada cierto dt . Dentro de la geometría del material es crucial definir la cantidad de celdas en cada eje y el tamaño de cada celda en cada eje, en donde la cantidad de celdas multiplicada por el tamaño de celda nos entrega el largo del material en cada eje, también es importante definir un tamaño de celda que sea menor a la distancia de intercambio, teniendo en cuenta que un tamaño de celda muy pequeño hará que incremente el tiempo de simulación. Luego se debe definir la geometría como tal, que en los casos estudiados no es necesario ya que las películas son prismas rectangulares, lo cual es la geometría por defecto. Dentro de los parámetros del material necesitamos definir la magnetización de saturación, la rigidez de intercambio, el damping y la anisotropía efectiva junto a su dirección.

Para todas las simulaciones se utilizaron $512 \times 512 \times 1$ celdas, de correspondiente tamaño $1nm \times 1nm \times n * (t + 1)nm$, en donde n es el número de repeticiones de la bicapa y t el espesor de la capa de $CoFeB$, además, el campo magnético fue aplicado con una desviación de 5° respecto a la normal de la superficie de la película para representar el hecho de que el campo magnético aplicado experimentalmente no es perfectamente perpendicular, lo cual es una técnica comúnmente usada en simulaciones micromagnéticas (De Clercq, Leliaert y Van Waeyenberge, 2017) ya que introduce una leve asimetría en el sistema que puede disminuir el tiempo requerido para ejecutar el código y también facilita la aplicación de torque sobre los momentos magnéticos, ya que si los momentos estuviesen alineados perpendicularmente a la superficie de la película y el campo externo estuviese completamente

perpendicular, el torque sería cero. La rigidez de intercambio se consideró constante con un valor de 13×10^{-12} (Choi, 2020) ya que no se tiene información de una dependencia con el número de bicapas o el espesor de la capa magnética en el rango subnanométrico. Finalmente se introdujeron defectos magnéticos de la manera descrita en la sección 3.3.

Los valores utilizados para la constante DMI están en el orden de magnitud reportado por Davydenko et al., 2019, los cuales pueden ser observados en la tabla 1.1, pero fueron ajustados para reproducir nuestros resultados experimentales, ya que el sistema utilizado en aquel estudio no es exactamente el mismo. El resto de parámetros magnéticos fueron obtenidos de forma experimental en el estudio de Ana S Silva, 2020. En la tabla 5.1 podemos encontrar los parámetros magnéticos utilizados en las simulaciones para $t = 3$ [Å] y número de bicapas de 5, 10 y 15. En la tabla 5.2 podemos encontrar los parámetros utilizados en las simulaciones para distinto espesor de capa magnética t con $n = 5$, finalmente en la tabla 5.3 encontramos los parámetros utilizados en las simulaciones para $t = 4$ [Å] y número de bicapas de 5, 10 y 15.

N	M_s [A/m]	H_a [Oe]	α_{eff}	D [mJ/m ²]
5	$5,00 \times 10^5$	2575	0,075	1,3
10	$5,05 \times 10^5$	4440	0,048	1,95
15	$4,85 \times 10^5$	4630	0,043	2,1

Tabla 5.1: Parámetros de simulación utilizados según el número n de bicapas para [CoFeB(3Å)/Pd(10Å)] $\times n$, en el caso de las simulaciones sin DMI sólo se considera $D = 0$.

t_{CoFeB}	M_s [A/m]	H_a [Oe]	α	D [mJ/m ²]
2Å	$3,8 \times 10^5$	510	0,04	0,6
3Å	$5,0 \times 10^5$	2575	0,02	1,3
4Å	$5,9 \times 10^5$	1230	0,01	1,4
5Å	$7,5 \times 10^5$	-440	0,018	0,5

Tabla 5.2: Parámetros de simulación utilizados según el espesor t de CoFeB para [CoFeB(t)/Pd(10Å)] $\times 5$, en el caso de las simulaciones sin DMI sólo se considera $D = 0$.

N	$M_s[A/m]$	$H_a[Oe]$	α_{eff}	$D[mJ/m^2]$
5	$5,90 \times 10^5$	1230	0,02	1,4
10	$5,80 \times 10^5$	1940	0,02	2,0
15	$5,75 \times 10^5$	2070	0,02	2,1

Tabla 5.3: Parámetros de simulación utilizados según el número n de bicapas para $[CoFeB(4\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times n$, en el caso de las simulaciones sin DMI sólo se considera $D = 0$.

El objetivo de estas simulaciones es reproducir el comportamiento encontrado experimentalmente, tanto en la forma de las histéresis magnéticas, los valores de coercitividad, campos de saturación, mecanismos de reversión, valores de campo de anisotropía y de damping magnético, estos últimos dos valores serán determinados mediante el análisis de espectros FMR.

Dado que en un principio los resultados obtenidos mediante simulaciones no concuerdan con lo observado experimentalmente, es que se decide incluir la interacción DMI, apoyándonos en las referencias estudiadas en la sección 1.3.3, logrando obtener ciclos de histéresis similares a los observados experimentalmente, cuyos mecanismos de reversión también son observados experimentalmente.

5.1 Número de repeticiones

Dentro de esta sección estudiaremos los ciclos de histéresis magnética y espectros de resonancia ferromagnética para el número de repeticiones n de 5, 10 y 15, tanto para espesores de capa magnética de $t = 3$ [Å] como posteriormente para $t = 4$ [Å].

Histéresis $[CoFeB(3\text{Å})/Pd(10\text{Å})] \times n$

En la figura 5.1 podemos observar la histéresis magnética para la película con un espesor de capa magnética $t = 3$ [Å] para los distintos números de repeticiones sin incluir la interacción DMI, mientras que en la figura 5.2 sí incluimos la interacción DMI, la cual es proporcional al número de bicapas n .

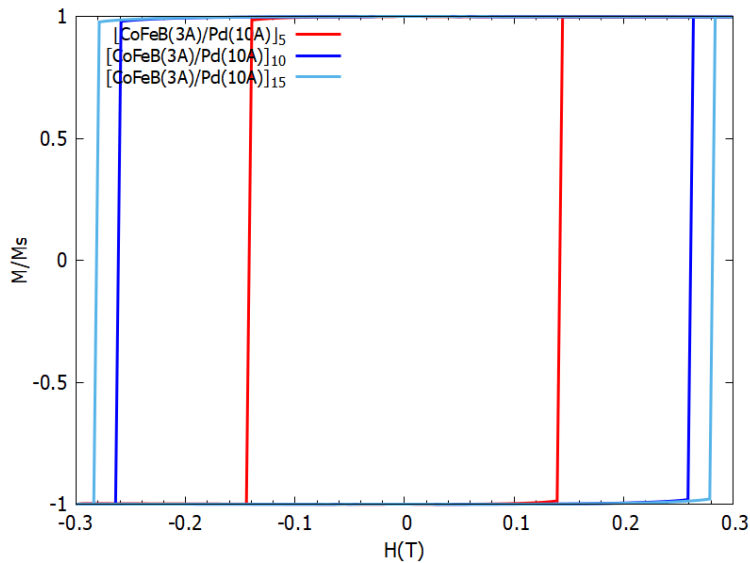


Figura 5.1: Simulación parámetros medidos experimentalmente sin incluir DMI realizada para $[CoFeB(3\text{Å})/Pd(10\text{Å})] \times n$ con $n = 5, 10, 15$.

En la figura 5.1, al comparar la simulación de $n = 5$ y $n = 10$ podemos observar claramente la influencia del campo de anisotropía H_a en las simulaciones, ya que ambas tienen valores de magnetización de saturación M_s muy cercanos mientras difieren por casi $2000[Oe]$ en el valor de campo de anisotropía H_a . Podemos observar que la coercitividad es proporcional al campo de anisotropía, sin embargo, estas coercitividades no son cercanas a los valores experimentales y la forma de la histéresis es completamente cuadrada a pesar de haber introducido defectos.

Por otro lado, las simulaciones para $n = 10$ y $n = 15$ tienen parámetros magnéticos

bastante similares y a pesar de tener una diferencia de 5 bicapas, lo cual hace que geoméricamente una película tenga mayor espesor, no se notan grandes diferencias ni en la forma de la histéresis ni en su coercitividad.



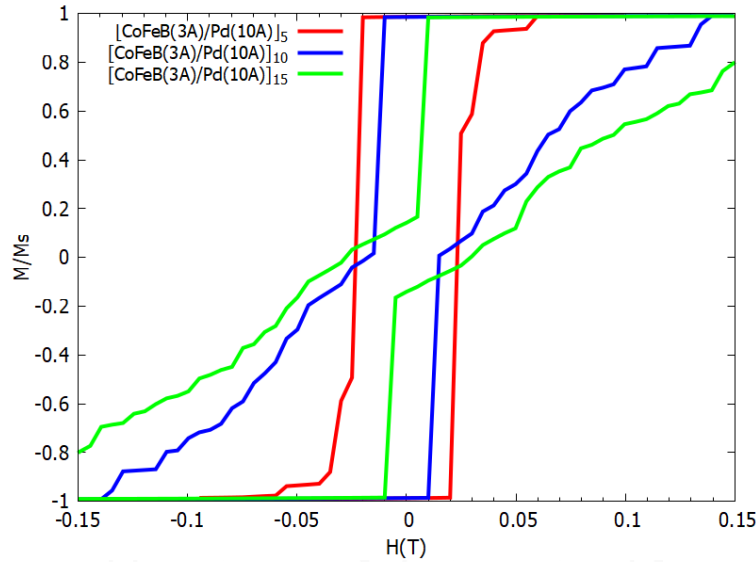


Figura 5.2: Simulación parámetros medidos experimentalmente, incluyendo interacción DMI. Realizada para $[CoFeB(3\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times n$ con $n = 5, 10, 15$.

Podemos observar en la figura 5.2 que al incluir la interacción DMI se alcanzan valores de coercitividad muchos más cercanos a los experimentales y más específicamente, la primera formación espontánea de dominios ocurre para valores de campo magnético similares a los usados experimentalmente, esto se puede observar cuando la magnetización pasa de ser igual a 1 y rápidamente llega al valor de aproximadamente 0,2 para $n = 15$ para un campo magnético de 100 [Oe], lo cual también ocurre experimentalmente para el mismo valor de campo magnético (ver figura 4.2). Como consecuencia de aumentar el valor del parámetro DMI, vemos que es más difícil saturar la muestra, no pudiendo alcanzar la saturación a los 1000 [Oe] para los casos de $n = 10$ repeticiones y $n = 15$ repeticiones.

Se ha logrado establecer una relación proporcional entre el número de repeticiones y la magnitud de la constante de interacción DMI interfacial, como puede ser observado en la tabla 5.1, para $n = 5$ se obtiene $D = 1,3[mJ/m^2]$, mientras que para $n = 10$ se obtiene $D = 1,95[mJ/m^2]$ y para $n = 15$ se obtiene $D = 2,1[mJ/m^2]$.

Resonancia ferromagnética $[CoFeB(3\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times n$

En un principio presentaremos sólo las simulaciones para $n = 10$ y $n = 15$ para poder comparar la de $n = 5$ junto a las que tienen distintos espesores de capa magnética en la siguiente sección 5.2. En la figura 5.3 podemos ver el espectro FMR obtenido mediante simulaciones para $t = 3$ [Å] y $n = 10$, junto al ajuste lineal de la ecuación de Kittel (ecuación 3.6), correspondiente a las frecuencias resonantes en función del campo magnético externo, mientras que en la figura 5.4 podemos observar los resultados para $t = 3$ [Å] y $n = 15$. Además, al extrapolar el ajuste para un campo magnético igual a cero podemos obtener el campo de anisotropía y compararlo con el valor obtenido experimentalmente por Ana S Silva, 2020, estudio del cual también nos basaremos para obtener el valor de la relación giromagnética $\gamma/2\pi$ para cada muestra.

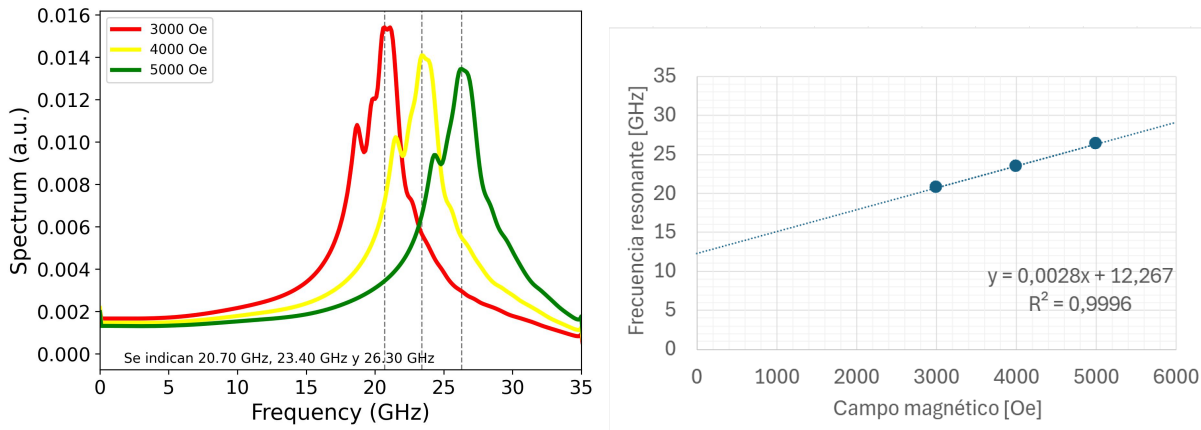


Figura 5.3: Simulación parámetros medidos experimentalmente, incluyendo interacción DMI. Realizada para $[CoFeB(3\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 10$.

Podemos obtener el campo de anisotropía utilizando la extrapolación del ajuste obtenido a partir de la ecuación 3,6 para campo magnético externo igual a cero. En este caso el valor de la frecuencia resonante a campo cero es de 12,267 [GHz], como puede ser visto en el lado derecho de la figura 5.3.

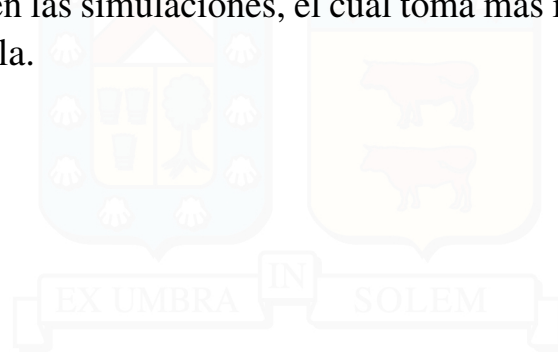
$$12,267 \times 10^9 = \frac{\gamma}{2\pi}(H_{eff})$$

Utilizando el valor de $\gamma/2\pi = 2,93 \times 10^6$ [GHz/Oe] obtenido experimentalmente

$$H_{eff} = \frac{12,267 \times 10^9}{2,93 \times 10^6} = 4187$$

En comparación al valor experimental de 4440 ± 120 [Oe].

Como se puede observar en el lado izquierdo de la figura 5.3, los espectros FMR no siguen una distribución lorentziana ya que presentan cierto ruido, lo cual está presente en todas nuestras simulaciones FMR. El origen de este efecto será discutido con mayor profundidad en la sección 5.3, pero en un principio lo hemos relacionado con el efecto de two magnon scattering, el cual es originado por los defectos magnéticos presentes en las simulaciones, el cual toma más importancia al aumentar el espesor de la película.



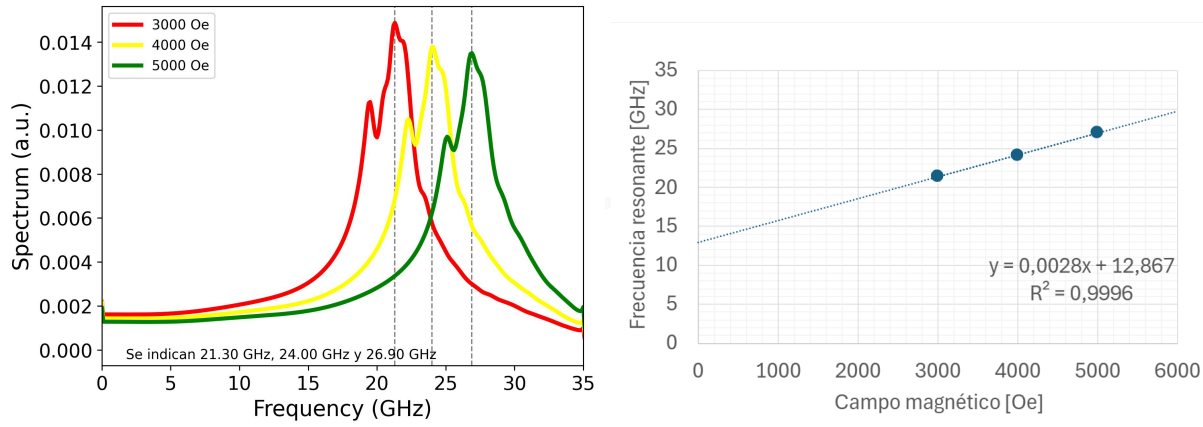


Figura 5.4: Simulación parámetros medidos experimentalmente, incluyendo interacción DMI. Realizada para $[CoFeB(3\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 15$.

Considerando la frecuencia resonante a campo cero igual a 12,867 [GHz] (ver figura 5.4), obtenemos el campo de anisotropía:

$$12,867 \times 10^9 = \frac{\gamma}{2\pi}(H_{eff})$$

Utilizando el valor de $\gamma/2\pi = 2,92 \times 10^6$ [Hz/Oe] obtenido experimentalmente

$$H_{eff} = \frac{12,867 \times 10^9}{2,92 \times 10^6} = 4406$$

En comparación al valor experimental de 4630 ± 40 [Oe].

Histéresis $[CoFeB(4\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times n$

En la figura 5.5 podemos observar la histéresis magnética para la película con un espesor de capa magnética $t = 4$ [Å] para los distintos números de repeticiones sin incluir la interacción DMI, mientras que en la figura 5.6 sí incluimos la interacción DMI.

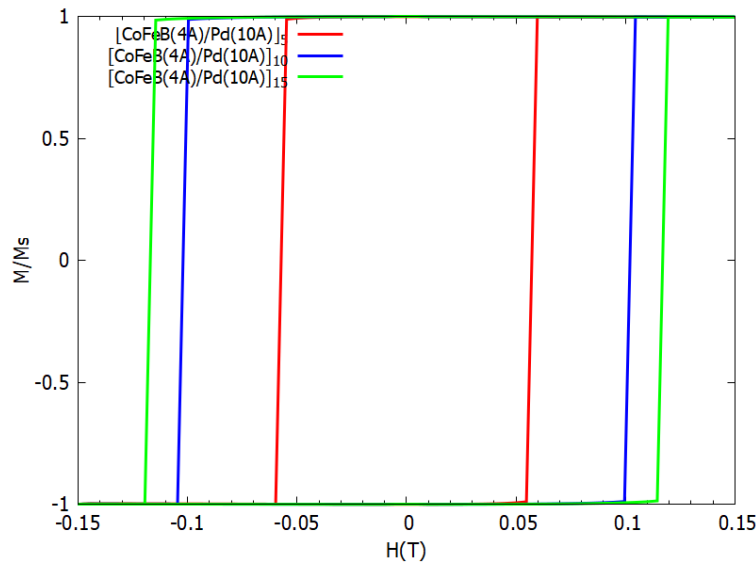


Figura 5.5: Simulación parámetros medidos experimentalmente sin incluir DMI realizada para $[CoFeB(4\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times n$ con $n = 5, 10, 15$.

Como podemos observar en la figura 5.5, obtenemos el mismo comportamiento que para las simulaciones con espesor de capa magnética $t = 3$ [Å], es decir, las histéresis son completamente cuadradas y los valores de coercitividad son lejanos a los obtenidos experimentalmente. Las simulaciones con mayor campo de anisotropía reflejan una mayor coercitividad.

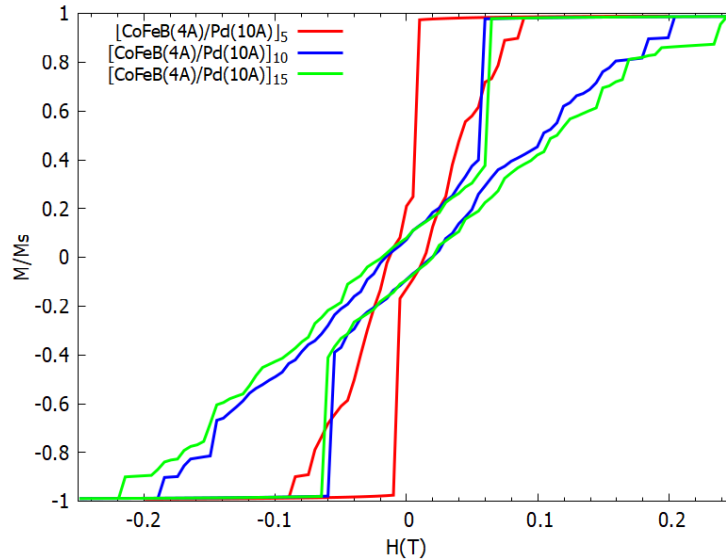


Figura 5.6: Simulación parámetros medidos experimentalmente incluyendo DMI realizada para $[CoFeB(4\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times n$ con $n = 5, 10, 15$.

Como podemos observar en la figura 5.6, se obtienen resultados acordes a los obtenidos experimentalmente (ver figura 4.1, lado derecho), para $n = 5$ se observa una formación de dominios para campos cercanos a 100 [Oe], lo cual coincide con lo observado experimentalmente. Por otro lado, para $n = 10$ y $n = 15$ estos dominios son formados para campos cercanos a los 600 [Oe], mientras que experimentalmente esto es obtenido para campos cercanos a los 800 [Oe], además, el campo de saturación para ambas simulaciones es aproximadamente de 2000 [Oe], mientras que experimentalmente es de 1500 [Oe]. Incrementar el valor de la constante de DMI nos permitiría llegar a una formación de dominios para 600 [Oe] pero el campo de saturación podría llegar a 2500 [Oe].

5.2 Espesor capa de CoFeB

Como ha sido estudiado en Ana S Silva, 2020 , Ana S. Silva et al., 2021 , Franco et al., 2016 y Ngo et al., 2014, el espesor de la capa de CoFeB tiene una gran importancia en el comportamiento de la película, especialmente en su anisotropía, en donde luego de un espesor crítico, la película pierde su anisotropía perpendicular y comienza a tener anisotropía en el plano. La anisotropía efectiva K_{eff} puede ser fenomenológicamente separada en dos contribuciones, la volumétrica K_v y la superficial K_s , según el modelo de Néel

$$t \cdot K_{eff} = t \cdot K_v + 2 \cdot K_s + K_3/t \quad (5.1)$$

Podemos estimar estos valores haciendo un ajuste al graficar $t \cdot K_{eff}$ vs t utilizando datos experimentales. Ana S. Silva et al., 2021 encontró que el término volumétrico es negativo y el término superficial es positivo, como es de esperar, ya que son estos efectos de superficie en películas delgadas los responsables de la anisotropía perpendicular.

Los valores encontrados para $[CoFeB(t)/Pd(10\text{\AA})] \times 5$ fueron $K_v = -16,20 \times 10^6[\text{erg}/\text{cm}^3]$, $K_s = 0,53[\text{erg}/\text{cm}^2]$ y $K_3 = 1,48 \times 10^{-8}[\text{erg}/\text{cm}]$, por lo que al usar $K_{eff} = 0$ podemos obtener el t crítico en el cual la película pierde su anisotropía perpendicular, obteniendo $t_1 = 2[\text{\AA}]$ y $t_2 = 4,625[\text{\AA}]$, pero el valor de t_1 es difícil de comprobar experimentalmente ya que la capa magnética es muy pequeña (debe ser menor a $2[\text{\AA}]$) y al momento de ser fabricada puede tener muchos defectos y discontinuidades. Por esto, esperamos que la capa de espesor de CoFeB igual a 5\AA no presente anisotropía perpendicular.

A continuación mostraremos los resultados de las simulaciones tanto de histéresis magnética como de resonancia ferromagnética para las muestras de $[CoFeB(t\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$ con $t = 2, 3, 4, 5$. Luego en la sección 5.3 determinaremos el valor de la constante de amortiguamiento magnético mediante el análisis de los anchos de línea observados en los espectros FMR.

Histéresis

En la figura 5.7 podemos observar la histéresis magnética para los distintos espesores de capa magnética para $n = 5$ sin incluir la interacción DMI, mientras que en la figura 5.8 sí incluimos la interacción DMI.

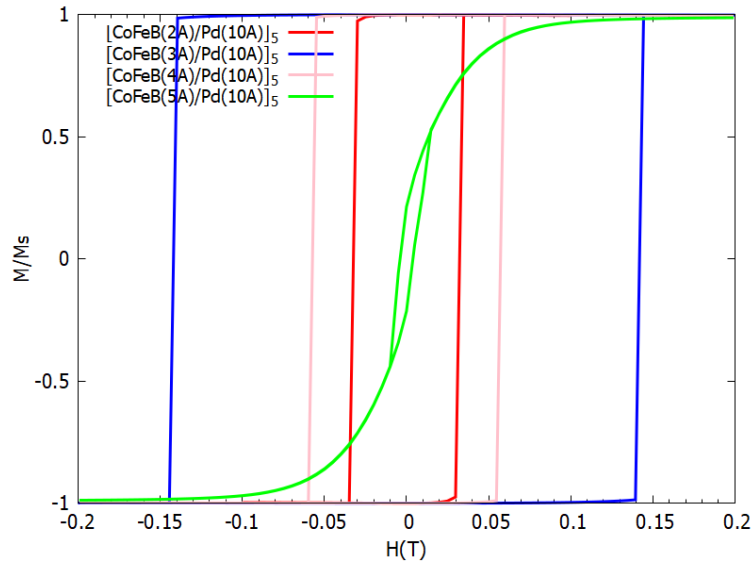


Figura 5.7: Simulación parámetros medidos experimentalmente sin incluir DMI realizada para $[CoFeB(t\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$ con $t = 2, 3, 4, 5$.

Nuevamente podemos comprobar en la figura 5.7 una clara relación entre el campo de anisotropía H_a y la coercitividad. A pesar de que las muestras tengan valores bastante distintos para la magnetización de saturación M_s entre sí (ver tabla 5.2), esto parece no afectar la forma de las histéresis, (teniendo en cuenta que éstas están normalizadas), ya que el comportamiento de las histéresis para $t < 5$ sigue siendo completamente cuadrado. Podemos observar una clara pérdida de anisotropía perpendicular en la muestra de $t = 5$ [Å] como era de esperar, ya que el campo de anisotropía es negativo, lo cual significa que la dirección perpendicular a la superficie ya no es el eje fácil de magnetización y pasa a ser el eje difícil. Las muestras que presentan anisotropía perpendicular son completamente cuadradas y el valor de la coercitividad no coincide con el observado experimentalmente.

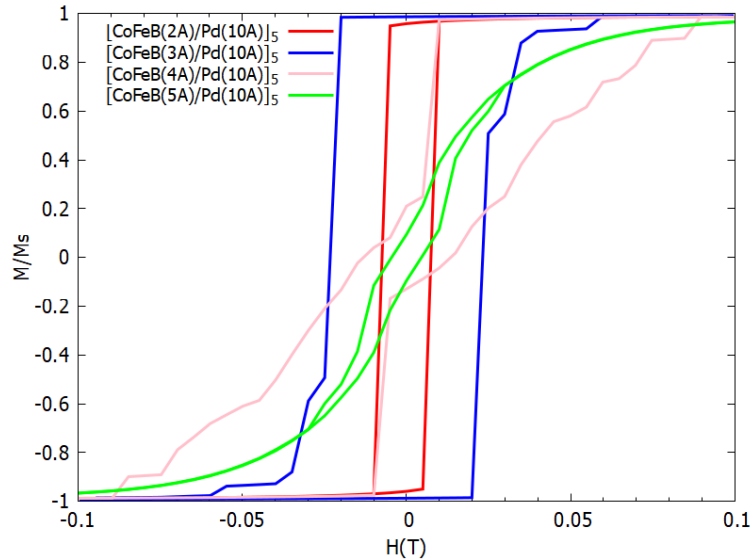


Figura 5.8: Simulación parámetros medidos experimentalmente, incluyendo interacción DMI. Realizada para $[CoFeB(t\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$ con $t = 2, 3, 4, 5$.

Podemos observar en la figura 5.8 el efecto de la interacción DMI, haciendo que las curvas dejen de ser perfectamente cuadradas, de forma que es más difícil saturarlas, como se puede ver en la curva rosada correspondiente a $t = 4[\text{\AA}]$, la cual apenas se logra saturar a los 1000 [Oe]. No se ha logrado establecer una relación proporcional o inversamente proporcional entre el espesor de la capa magnética y la constante de interacción DMI. Se sigue observando una pérdida de anisotropía perpendicular para la muestra con $t = 5 [\text{\AA}]$, lo cual está de acuerdo con los resultados experimentales de la figura 4.5.

Resonancia ferromagnética

A continuación se mostrarán los resultados de resonancia ferromagnética para los distintos espesores de capa magnética con $n = 5$. En la figura 5.9 podemos observar el resultado de FMR para la muestra con $t = 2$ [Å], en la figura 5.10 podemos observar el resultado de FMR para la muestra con $t = 3$ [Å], en la figura 5.11 podemos observar el resultado de FMR para la muestra con $t = 4$ [Å] y finalmente en la figura 5.12 podemos observar el resultado de FMR para la muestra con $t = 5$ [Å]. Todas las figuras están acompañadas de su correspondiente ajuste a la ecuación de Kittel (ecuación 3.6), relacionando el valor de las frecuencias resonantes con el campo magnético externo. Además, al extrapolar el ajuste para un campo magnético igual a cero podemos obtener el campo de anisotropía y compararlo con el valor obtenido experimentalmente por Ana S Silva, 2020.

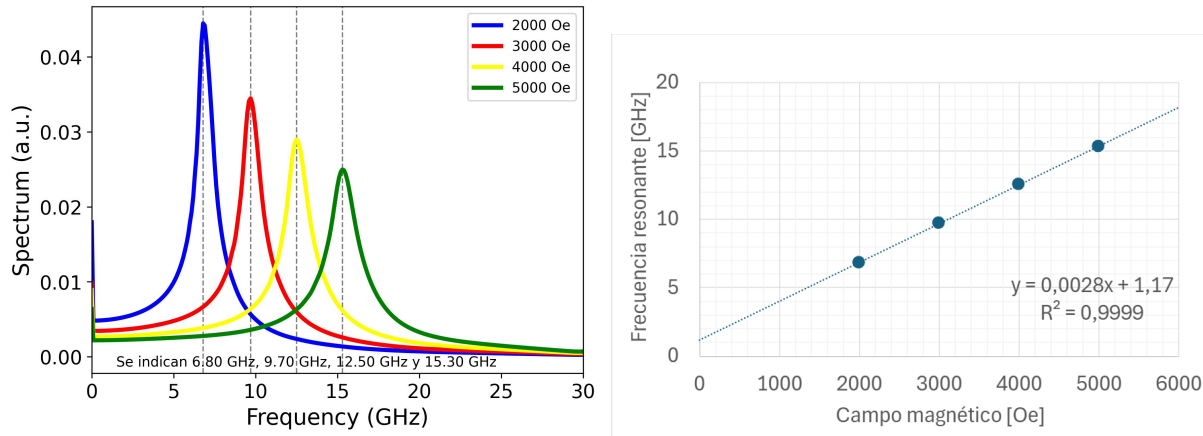


Figura 5.9: Simulación parámetros medidos experimentalmente, incluyendo interacción DMI. Realizada para $[CoFeB(2\text{Å})/Pd(10\text{Å})] \times 5$.

Considerando la frecuencia resonante a campo cero igual a 1,17 [GHz] (ver figura 5.9), obtenemos el campo de anisotropía:

$$1,17 \times 10^9 = \frac{\gamma}{2\pi}(H_{eff})$$

Utilizando el valor de $\gamma/2\pi = 2,98 \times 10^6$ [Hz/Oe] obtenido experimentalmente

$$H_{eff} = \frac{1,17 \times 10^9}{2,98 \times 10^6} = 390$$

En comparación al valor experimental de 510 ± 50 [Oe].

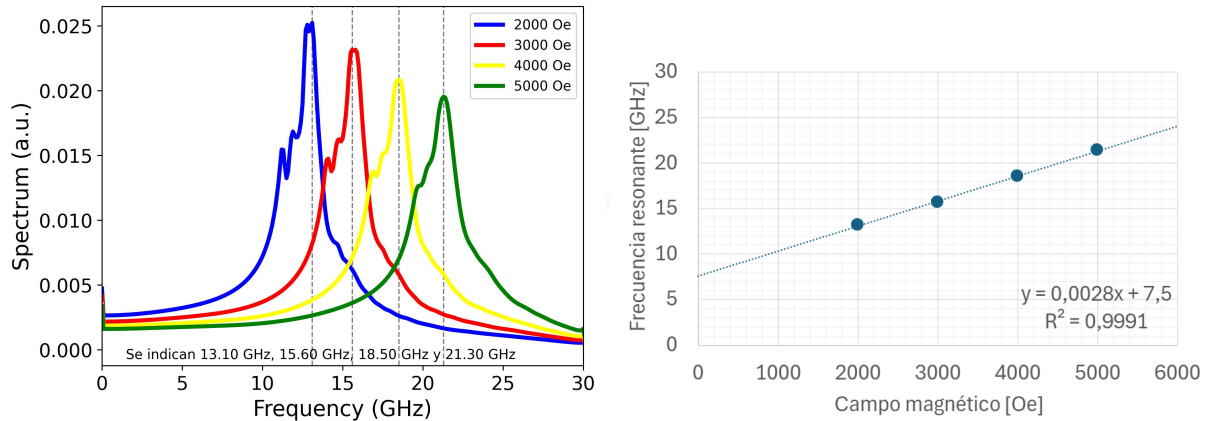


Figura 5.10: Simulación parámetros medidos experimentalmente, incluyendo interacción DMI. Realizada para $[CoFeB(3\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$.

Considerando la frecuencia resonante a campo cero igual a 7,5 [GHz] (ver figura 5.10), obtenemos el campo de anisotropía:

$$7,5 \times 10^9 = \frac{\gamma}{2\pi}(H_{eff})$$

Utilizando el valor de $\gamma/2\pi = 2,96 \times 10^6$ [Hz/Oe] obtenido experimentalmente

$$H_{eff} = \frac{7,5 \times 10^9}{2,96 \times 10^6} = 2534$$

En comparación al valor experimental de 2575 ± 150 [Oe]

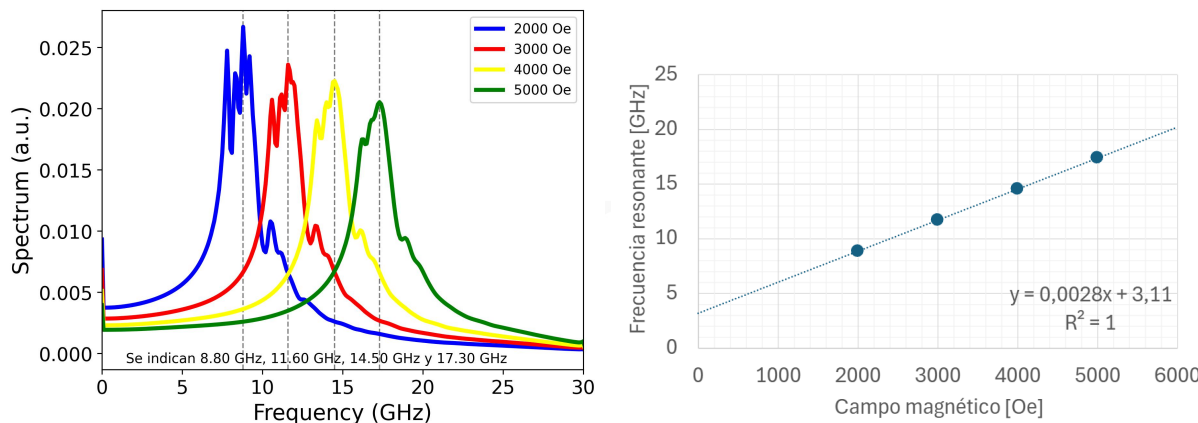


Figura 5.11: Simulación parámetros medidos experimentalmente, incluyendo interacción DMI. Realizada para $[CoFeB(4\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$.

Considerando la frecuencia resonante a campo cero igual a 3,11 [GHz] (ver figura 5.11), obtenemos el campo de anisotropía:

$$3,11 \times 10^9 = \frac{\gamma}{2\pi}(H_{eff})$$

Utilizando el valor de $\gamma/2\pi = 3 \times 10^6$ [Hz/Oe] obtenido experimentalmente

$$H_{eff} = \frac{3,11 \times 10^9}{3 \times 10^6} = 1037$$

En comparación al valor experimental de 1095 ± 10 [Oe]

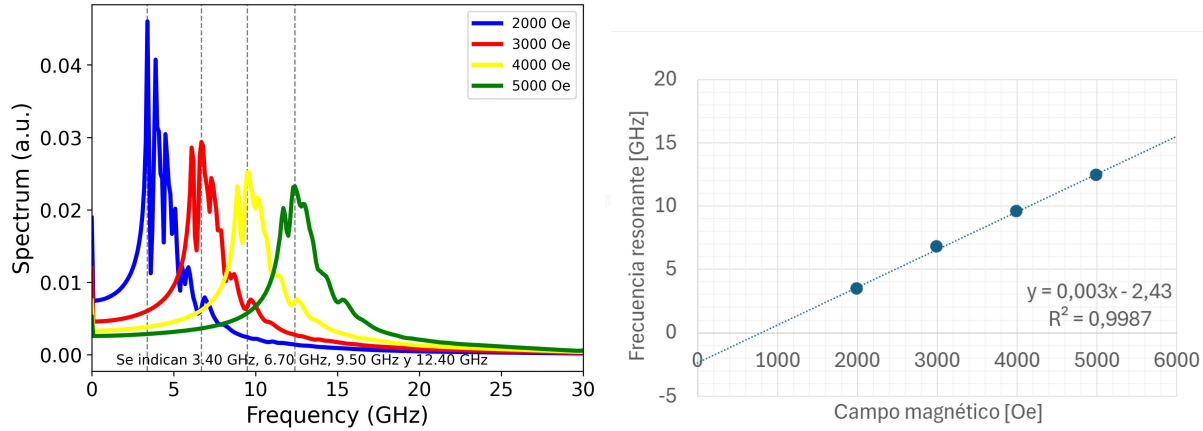


Figura 5.12: Simulación parámetros medidos experimentalmente. incluyendo interacción DMI. Realizada para $[CoFeB(5\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$.

Considerando la frecuencia resonante a campo cero igual a $-2,43$ [GHz] (ver figura 5.12), obtenemos el campo de anisotropía:

$$-2,43 \times 10^9 = \frac{\gamma}{2\pi}(H_{eff})$$

Utilizando el valor de $\gamma/2\pi = 2,985 \times 10^6$ [Hz/Oe] obtenido experimentalmente

$$H_{eff} = \frac{-2,43 \times 10^9}{2,985 \times 10^6} = -839$$

En comparación al valor experimental de -410 ± 30 [Oe].

En la tabla 5.4 se presenta un resumen comparativo de los resultados de la sección correspondiente a distintos espesores t para $[CoFeB(t)/Pd(10\text{\AA})] \times 5$

t_{CoFeB}	H_{effs} [Oe]	H_{effe} [Oe]
2\AA	390	510
3\AA	2534	2575
4\AA	1037	1095
5\AA	-839	-410

Tabla 5.4: Resumen de resultados obtenidos para distintos espesores t en el sistema $[CoFeB(t)/Pd(10\text{\AA})] \times 5$, H_{effe} corresponde al campo de anisotropía efectivo medido experimentalmente, mientras que H_{effs} corresponde al obtenido mediante simulaciones.

5.3 Parámetro de damping

Para poder determinar el valor de α necesitamos estudiar la relación entre el campo magnético utilizado, la frecuencia resonante y el ancho de línea Δf (linewidth). Δf es la diferencia entre el valor de las frecuencias que interceptan el espectro FMR justo en la mitad del máximo valor en el eje y . Podemos calcular esta diferencia de manera automática procesando los datos en Python, primero necesitamos obtener el valor de la frecuencia resonante para cierto campo magnético, esto se hace encontrando el valor máximo del espectro y su correspondiente frecuencia, luego dividimos este valor máximo en dos y graficamos una línea horizontal en este valor, luego se encuentran los interceptos más lejanos entre el espectro FMR y la línea horizontal (en caso de que haya más de dos interceptos), para finalmente restar estos valores y obtener el linewidth Δf , todo esto puede ser visualizado de mejor manera en la figura 5.13. En nuestro caso utilizamos Δf ya que mediante la simulación hacemos un barrido de frecuencias para un campo magnético fijado, en caso de que se utilice una frecuencia fija y se haga un barrido de campo magnético, el ancho de línea corresponde a ΔH , el cual es el mismo concepto con la diferencia de que en el eje x tendremos campo magnético y no frecuencias.

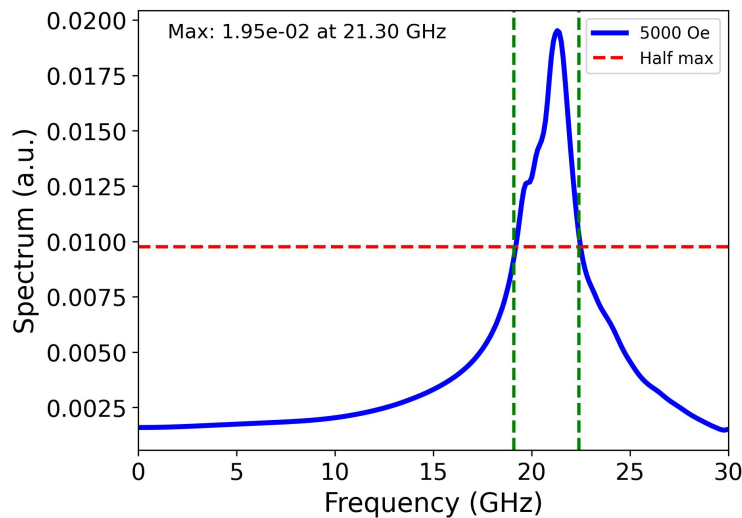


Figura 5.13: Ejemplo de medición de ancho de línea Δf para simulación de $[\text{CoFeB}(3\text{\AA})/\text{Pd}(10\text{\AA})] \times 5$ con un campo magnético de 5000 [Oe]. Las frecuencias correspondientes a los interceptos son 19,1 [GHz] y 22,4 [GHz], obteniendo $\Delta f = 3,3$ [GHz].

Luego de realizar este procedimiento para cada curva de las muestras, podremos realizar el siguiente ajuste lineal, el cual es derivado de la ecuación LLG, Wei et al., 2015

$$\Delta f = \frac{\gamma}{2\pi} \alpha (2H + 4\pi M_{eff}) \quad (5.2)$$

En donde Δf es el linewidth en [Hz], H el correspondiente campo magnético externo DC en [Oe], $\gamma/2\pi$ la relación giromagnética en [Hz/Oe], α el damping y M_{eff} la magnetización efectiva en [G], que relaciona la magnetización de saturación con el campo de anisotropía, $4\pi M_{eff} = 4\pi M_s - H_{eff}$. En un principio, sólo tenemos los valores de Δf y H , por lo que mediante Python podemos optimizar el ajuste para α , $\gamma/2\pi$ y M_{eff} , conociendo previamente el orden de magnitud en el que se encuentran, los cuales esperamos que sean $\alpha = 10^{-2}$, $\gamma/2\pi = 10^6$ y $4\pi M_{eff} = 10^3$, luego la curva es optimizada, entregando los valores ajustados. En nuestro caso dejamos fijo el valor de la relación giromagnética ya que es un valor bastante conocido y no esperamos que cambie considerablemente entre las muestras, por lo que solo ajustamos el valor de la constante de damping y magnetización efectiva.

A continuación se presentarán los ajustes realizados con la ecuación 5.2 para distintos espesores de capa magnética y $n = 5$, relacionando el ancho de línea con el campo magnético externo. En la figura 5.14 se muestran los resultados para $t = 2$, $t = 3$, $t = 4$ y $t = 5$.

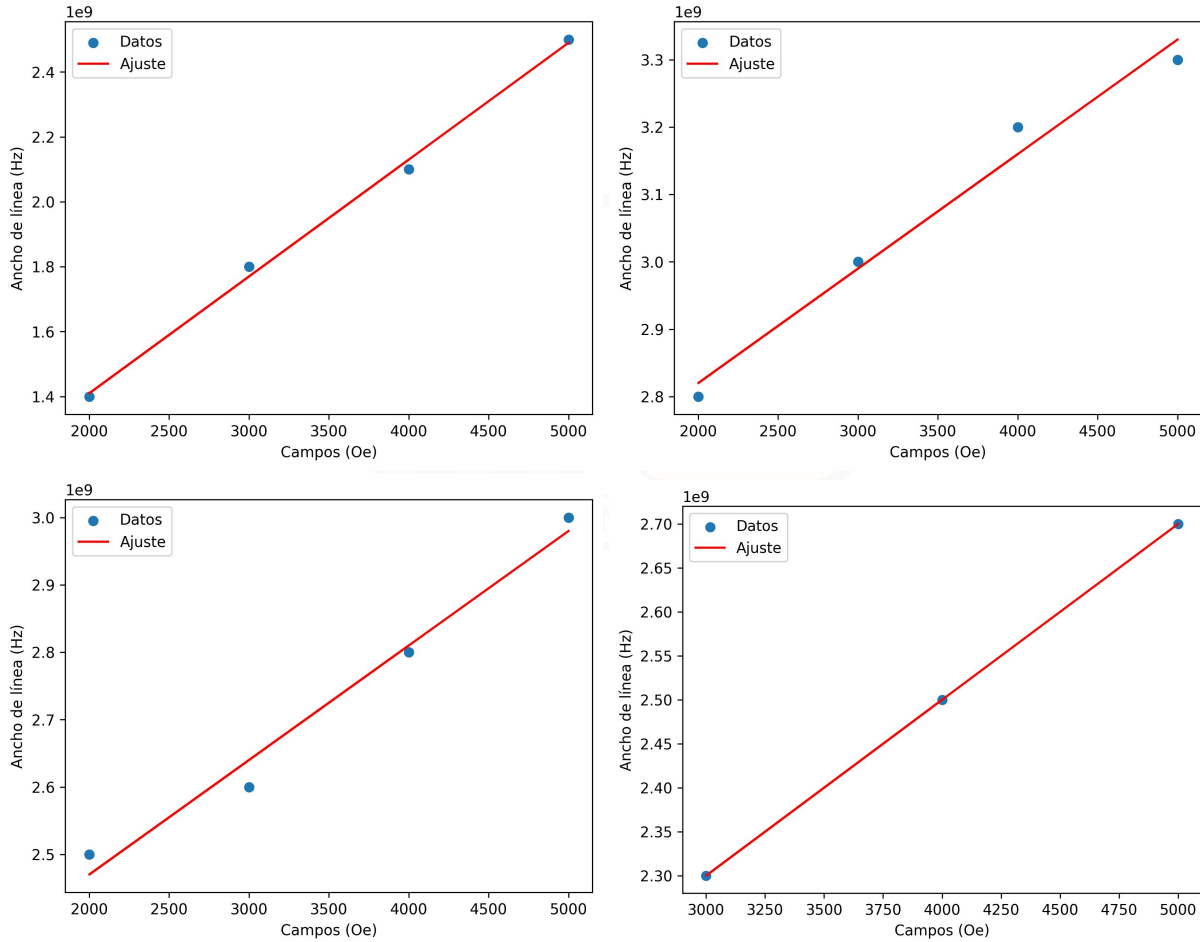


Figura 5.14: Ajuste para determinación de parámetro de damping para $[CoFeB(2\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$ (esquina superior izquierda), $[CoFeB(3\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$ (esquina superior derecha), $[CoFeB(4\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$ (esquina inferior izquierda) y $[CoFeB(5\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$ (esquina inferior derecha).

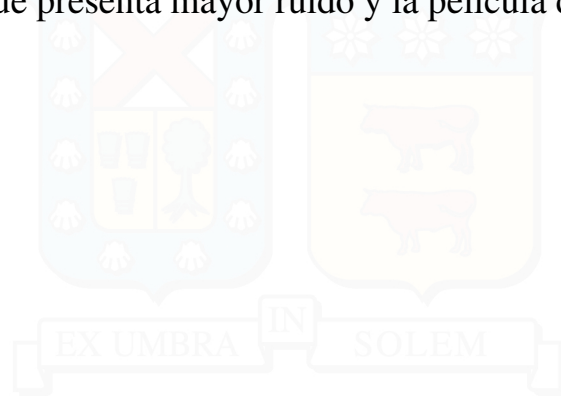
Podemos observar que se logra conseguir una proporcionalidad lineal entre el ancho de línea y el campo magnético aplicado. Además, los anchos de línea son inversamente proporcional al espesor de la capa magnética para espesores entre 3 $[\text{\AA}]$ y 5 $[\text{\AA}]$, siendo el de 2 $[\text{\AA}]$ el que presenta menores anchos de línea, esto posiblemente porque no se observa el efecto de two magnon scattering en los espectros FMR de la figura 5.9. El detalle de los valores de α y M_{eff} obtenidos mediante simulaciones son presentados en la tabla 5.5, mientras que los resultados de damping obtenidos de manera experimental fueron presentados anteriormente en la figura 4.7.

t_{CoFeB}	$\gamma/2\pi[Hz/Oe]$	α	$M_{eff}[G]$
2Å	$2,98 \times 10^6$	0,060	305,04
3Å	$2,91 \times 10^6$	0,029	2321,79
4Å	$3,00 \times 10^6$	0,028	1994,12
5Å	$2,99 \times 10^6$	0,033	1352,82

Tabla 5.5: Parámetros obtenidos para distintos valores de t en $[CoFeB(t)/Pd(10\text{Å})] \times 5$. El valor de $\gamma/2\pi$ fue fijado.

Se concluye que el parámetro de damping α es inversamente proporcional al espesor de la capa magnética, lo cual es observado experimentalmente (ver figura 4.7), con la diferencia de que nosotros perdemos esta relación para la capa con espesor igual a 5 [Å]. Entre las explicaciones experimentales para este fenómeno está el factor de que las películas con $t = 4$ [Å] y $t = 5$ [Å] presentan menos discontinuidades y son más uniformes, lo cual no fue considerado en las simulaciones ya que todas las películas presentan los mismos defectos, por lo que se podrían intentar simular con defectos entre el 1 % y 10 %. Por otro lado, se encuentra experimentalmente que el término de inhomogeneidad ΔH_0 es también inversamente proporcional al espesor de la capa magnética (ver tabla 4.1), lo cual es análogo a nuestra relación inversamente proporcional obtenida para M_{eff} , a excepción de que nosotros perdemos esta relación para la capa con espesor igual a 2 [Å], lo cual podría ser solucionado incluyendo defectos magnéticos con valores entre el 10 % y 20 %, ya que esperamos que esta muestra sea la menos uniforme. Además, aumentar estos defectos podría aumentar el damping, ya que se obtiene una diferencia con las mediciones experimentales de aproximadamente 0,02 para el caso de $t = 2$ [Å]. Se obtuvieron valores de amortiguamiento efectivo cercanos a los medidos experimentalmente, a pesar de que en las simulaciones se consideró el amortiguamiento intrínseco del material. Atribuimos este incremento del amortiguamiento efectivo al fenómeno de two-magnon scattering, el cual se ve potenciado por la presencia de defectos magnéticos. Este fenómeno es especialmente relevante cuando el campo magnético aplicado perpendicularmente no está perfectamente alineado con el eje z , ya que las fluctuaciones locales introducidas por los defectos generan un acoplamiento adicional entre modos magnónicos. En películas ultradelgadas de grosor atómico, se esperaría que la contribución de este efecto sea despreciable, como fue calculado teóricamente en Landeros, Arias y Mills, 2008. Sin embargo, nuestro sistema incluye múltiples bicapas, alcanzando un espesor considerable, lo cual per-

mite que el two-magnon scattering tenga un rol no despreciable en las propiedades dinámicas del sistema, como fue observado para películas con espesores mayores a 4 [nm] en Liu et al., 2011, lo cual también explicaría por qué las películas con mayor espesor en la capa de *CoFeB* presentan un mayor ruido en el espectro FMR, siendo la de 5 [Å] la que presenta mayor ruido y la película de 2 [Å] la que presenta menos.



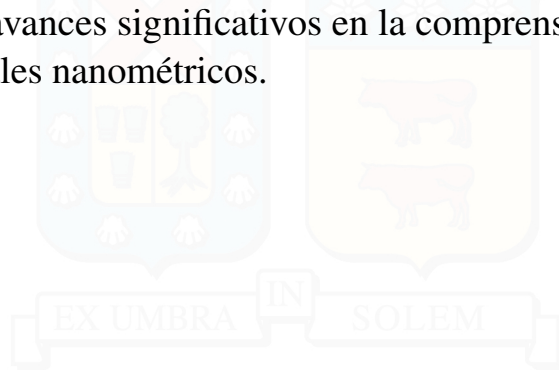
6 | Conclusiones

Se lograron realizar simulaciones micromagnéticas utilizando el Effective Medium Approach y distintos defectos magnéticos distribuidos de forma aleatoria en las muestras. Se estudió, de manera separada, el efecto de aumentar el espesor de la capa magnética y el número de repeticiones de bicapas, observando diferencias significativas con los resultados experimentales. Específicamente, los ciclos de histéresis magnética mostraron discrepancias iniciales, pero estas pudieron ser parcialmente corregidas al introducir la interacción DMI interfacial. Dentro de estos ciclos de histéresis, se lograron obtener coercitividades similares a las observadas experimentalmente, aunque a costa de campos de saturación más altos. Este comportamiento se debe a que la interacción DMI estabiliza los dominios generados, dificultando su saturación completa bajo un campo magnético externo. Además, en el estudio FMR, se obtuvieron valores de campo de anisotropía cercanos a los experimentales. Estos valores se pueden visualizar a través del intercepto en el eje y en el ajuste lineal de la ecuación 3.6, considerando que la relación giromagnética es conocida. También logramos obtener valores para el damping efectivo dentro del orden de magnitud obtenido experimentalmente, utilizando los valores del damping intrínseco que fue derivado experimentalmente. Esto valida que el modelo utilizado en las simulaciones captura adecuadamente las características clave del sistema, incluso en la presencia de complejidades como defectos magnéticos y efectos interfaciales.

Por otro lado, los códigos desarrollados durante este trabajo tienen una estructura flexible, lo que permite adaptarlos fácilmente para estudiar otros tipos de sistemas magnéticos complejos. Entre estos, se incluyen sistemas como antiferromagnetos sintéticos, multicapas del tipo $HM_1/FM/HM_2$ y exchange springs, lo que facilita la exploración de una amplia variedad de configuraciones de manera rápida y automatizada.

Adicionalmente, este trabajo incluyó una amplia revisión del estado del arte y

una descripción detallada de los métodos experimentales empleados por otros grupos para la caracterización de las muestras. Esta revisión proporciona un panorama integral que permite entender los fenómenos magnéticos y dinámicos estudiados, al tiempo que contextualiza los resultados obtenidos en el marco de investigaciones recientes. Esto contribuye a fortalecer la conexión entre simulaciones y experimentos, permitiendo avances significativos en la comprensión de las propiedades magnéticas de materiales nanométricos.



7 | Trabajos futuros

Dentro de las principales interrogantes que deja este trabajo se encuentra la existencia de interacción DMI interfacial en el sistema $[CoFeB/Pd] \times n$ y, en consecuencia, la determinación del valor de la constante D . Un paso crucial sería realizar mediciones experimentales para determinar este valor y compararlo con los obtenidos mediante simulaciones. Sin embargo, es importante señalar que aún existen aspectos a mejorar en las simulaciones. Aunque se incluyó la interacción DMI, los valores de coercitividad obtenidos no coinciden completamente con los experimentales. Además, si se utiliza un valor elevado de D para ajustar la coercitividad, se obtienen campos de saturación significativamente altos.

Otro punto relevante a mejorar es la discrepancia en las dimensiones de las muestras simuladas. En este trabajo se utilizaron dimensiones de $512 \text{ nm} \times 512 \text{ nm}$ en el plano, mientras que las muestras experimentales suelen tener tamaños superiores a $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$, e incluso podrían no ser de geometría cuadrada, ya que un lado puede ser más largo que otro. Esto podría influir en los resultados, particularmente en la representación de fenómenos que dependen de la escala y de las configuraciones de borde.

En las simulaciones de FMR, una discrepancia significativa se observa en el término de M_{eff} , específicamente para la película con $t = 2 \text{ [\AA]}$. De manera similar, para la película de $t = 5 \text{ [\AA]}$ se obtiene un damping mayor de lo esperado. Esto indica que podría ser necesario revisar los modelos o parámetros utilizados en las simulaciones para mejorar la concordancia con los datos experimentales, específicamente la introducción de defectos magnéticos, ya que del punto de vista de las mediciones experimentales, las capas con mayor espesor presentan menores defectos, lo cual no fue considerado en nuestro modelo. Adicionalmente, sería valioso explorar el efecto de la temperatura en las simulaciones, ya que se espera que esta influya tanto en la dinámica de FMR como en los ciclos de histéresis, facilitando la formación de dominios magnéticos y por ende reduciendo la coercitividad.

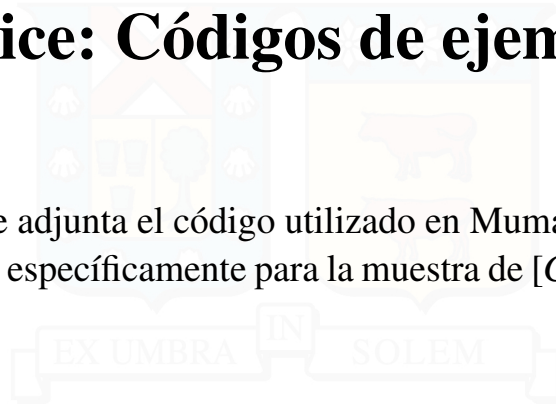
Desde el punto de vista experimental, un desarrollo interesante sería la fabricación de nuevas muestras, en particular, sería útil centrarse en muestras que no han sido estudiadas previamente, tales como $[CoFeB(2\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 10$, $[CoFeB(2\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 15$, $[CoFeB(5\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 10$, $[CoFeB(5\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 15$, e incluso muestras con más de 15 bicapas, para comprobar si efectivamente existe una reducción en el campo de anisotropía debido al aumento en la rugosidad de las capas. También sería interesante estudiar el efecto de aumentar el espesor de la capa de paladio en las propiedades magnéticas del sistema.

Otra técnica experimental que podría enriquecer este estudio es el análisis mediante ciclos FORC (First Order Reversal Curves). Esta técnica permite comprender con mayor detalle los procesos de magnetización y los diferentes mecanismos de reversibilidad de la magnetización en la muestra. Además, los ciclos FORC podrían ser simulados mediante modelos micromagnéticos, lo que proporcionaría una herramienta complementaria para interpretar los resultados experimentales.

Finalmente, este trabajo abre las puertas para realizar simulaciones micromagnéticas en sistemas que presenten skyrmiones y explorar fenómenos asociados a efectos como el torque de espín-orbita (SOT) y el torque de transferencia de espín (STT). Estas simulaciones podrían extenderse a una nueva gama de materiales y configuraciones, aportando información valiosa para el diseño y estudio de sistemas magnéticos avanzados.

8 | Apéndice: Códigos de ejemplo

A continuación se adjunta el código utilizado en Mumax3 tanto para histéresis magnética como FMR, específicamente para la muestra de $[CoFeB(3\text{\AA})/Pd(10\text{\AA})] \times 5$.



8.1 Histéresis

```

#geometría
n:=5
tm:=0.3e-9 #espesor capa magnetica
tr:=1.3e-9 #espesor capa no magnetica
setgridsize(512, 512, 1)
setcellsize(1e-9, 1e-9, n*(tm+tr))
#parámetros de simulación
f:=tm/tr #constante para reescalar parametros
Ha:=2575e-4 #campo de anisotropia
Aex=13e-12*f #rigidez de intercambio
Ms:=5e5*f #magnetizacion de saturacion
Msat=Ms
alpha=0.02 #damping
TableAdd(B_ext)
Bmax :=1000e-4
Bstep :=50e-4
angle :=5*pi/180 #angulo para campo magnetico
Keff:=0.5*Ha*Ms #anisotropia efectiva
Kdemag:=0.5*mu0*Ms*Ms #anisotropia demagnetizante
Ku1=Keff+Kdemag #anisotropia uniaxial a utilizar
anisU=vector(0, 0, 1) #direccion anisotropia uniaxial
D:=13e-4*f #constante de DMI
Dind=D
#inclusion de defectos
grainSize := 40e-9 // m
randomSeed := 6
maxRegion := 255
GrainRoughness(4e-9,2e-9,6.5e-9,123)
ext_makegrains(grainSize, maxRegion, randomSeed)
for i:=0; i<maxRegion; i++){
    Ku1.SetRegion(i, Keff+Kdemag + randNorm() * 0.1 *(Keff+Kdemag))
}
for i:=0; i<maxRegion; i++){
    msat.SetRegion(i, ms + randNorm() * 0.1 *(ms))
}
for i:=0; i<maxRegion; i++){
    aex.SetRegion(i, 13e-12*f + randNorm() * 0.1 *(13e-12*f))
}
for i:=0; i<maxRegion; i++){
    Dind.SetRegion(i, D + randNorm() * 0.1 *(D))
}
#estado inicial de magnetizacion
m=Uniform(0.01,0.01,-0.99)
B_ext = vector(-Bmax*sin(angle),-Bmax*sin(angle), -Bmax*cos(angle))
relax()
#histéresis
for B:=-Bmax; B<=Bmax; B+=Bstep{ #curva de subida
    B_ext = vector(B*sin(angle),B*sin(angle), B*cos(angle))
    minimize()
    tablesave()
}
for B:=Bmax; B>=-Bmax; B-=Bstep{ #curva de bajada
    B_ext = vector(B*sin(angle),B*sin(angle),B*cos(angle))
    minimize()
    tablesave()
}

```

8.2 FMR

```
Bmax :=5000e-4
A := 10e-4
fmax := 30e9
fdiscr := 2.5*fmax
t_step := 1.0/fdiscr
Ti:=1e-8
B_ext = vector(Bmax*sin(angle)+A*sinc(2*pi*fmax*(t-1e-10)),Bmax*sin(angle),Bmax*cos(angle))
m=uniform(0.01,0.01,0.99)
relax()
tableautosave(t_step)
run(Ti)
```

Estas líneas de código debe ser reemplazadas en la sección de histéresis del código para histéresis, lo cual nos guardará los datos de magnetización en el tiempo. El post procesamiento para transformar estos datos en el espectro FMR dependiente de las frecuencias y obtener los anchos de línea es muy extenso para incluir aquí, sobretodo ya que debemos importar y definir diferentes funciones para poder utilizar Mumax3 dentro de Jupyter Notebook en donde utilizaremos Python.

Bibliografía

- Abo, Gavin S. et al. (2013). "Definition of Magnetic Exchange Length". En: *IEEE Transactions on Magnetics* 49.8, págs. 4937-4939. doi: [10.1109/TMAG.2013.2258028](https://doi.org/10.1109/TMAG.2013.2258028).
- Arora, Ashima (2018). "Optical and electric field control of magnetism". En: *ResearchGate*.
- Choi, Gyung-Min (2020). "Exchange stiffness and damping constants of spin waves in CoFeB films". En: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 516, pág. 167335. ISSN: 0304-8853. doi: <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2020.167335>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885320323027>.
- Cullity, B. D. y C. D. Graham (2008). "Introduction to Magnetic Materials, Experimental Methods". En: *John Wiley & Sons, Ltd.*
- Davies, Joseph et al. (dic. de 2004). "Magnetization reversal of CoPt multilayers: Microscopic origin of high-field magnetic irreversibility". En: *Phys. Rev. B* 70. doi: [10.1103/PhysRevB.70.224434](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.70.224434).
- Davydenko, A. V. et al. (ene. de 2019). "Dzyaloshinskii-Moriya interaction in symmetric epitaxial [Co/Pd(111)]_N superlattices with different numbers of Co/Pd bilayers". En: *Phys. Rev. B* 99 (1), pág. 014433. doi: [10.1103/PhysRevB.99.014433](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.014433). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.99.014433>.
- De Clercq, Jonas, Jonathan Leliaert y Bartel Van Waeyenberge (sep. de 2017). "Modelling compensated antiferromagnetic interfaces with MuMax3". En: *Journal of Physics D: Applied Physics* 50.42, pág. 425002. doi: [10.1088/1361-6463/aa8601](https://doi.org/10.1088/1361-6463/aa8601). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6463/aa8601>.
- Del-Valle, Nuria et al. (ene. de 2022). "Defect modeling in skyrmionic ferromagnetic systems". En: *APL Materials* 10.1, pág. 010702. ISSN: 2166-532X. doi: [10.1063/5.0072709](https://doi.org/10.1063/5.0072709). URL: <https://doi.org/10.1063/5.0072709>.
- Dzyaloshinsky, I. (1958). "A thermodynamic theory of "weak" ferromagnetism of antiferromagnetics". En: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 4.4, págs. 241-255. ISSN: 0022-3697. doi: [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(58\)90076-3](https://doi.org/10.1016/0022-3697(58)90076-3). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022369758900763>.
- Farle, Michael (1998). "Ferromagnetic resonance of ultrathin metallic layers". En: *Rep. Prog. Phys.*
- Foner, Simon (1959). "Versatile and sensitive vibrating-sample magnetometer". En: *Review of Scientific Instruments* 30.7, págs. 548-557.
- Franco, A. F. et al. (ago. de 2016). "Variable variance Preisach model for multilayers with perpendicular magnetic anisotropy". En: *Phys. Rev. B* 94 (6), pág. 064431. doi: [10.1103/PhysRevB.94.064431](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.94.064431). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.94.064431>.
- Franco, A. F. et al. (abr. de 2017). "Anisotropy constant and exchange coupling strength of perpendicularly magnetized CoFeB/Pd multilayers and exchange springs". En: *Phys. Rev. B* 95 (14), pág. 144417. doi: [10.1103/PhysRevB.95.144417](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.95.144417). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.95.144417>.
- Harrell, J.W (1999). "Effect of AC gradient field on magnetic measurements with an alternating gradient magnetometer". En: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 205.1, págs. 121-129. ISSN: 0304-8853. doi: [https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(99\)00487-4](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(99)00487-4). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885399004874>.
- Iwata-Harms, Jodi M. et al. (2018). "High-temperature thermal stability driven by magnetization dilution in CoFeB free layers for spin-transfer-torque magnetic random access memory". En: *Scientific Reports* 8.1, pág. 14409. ISSN: 2045-2322. doi: [10.1038/s41598-018-32641-6](https://doi.org/10.1038/s41598-018-32641-6). URL: <https://doi.org/10.1038/s41598-018-32641-6>.
- Joos, Jonas J. et al. (nov. de 2023). "Tutorial: Simulating modern magnetic material systems in mumax3". En: *Journal of Applied Physics* 134.17, pág. 171101. ISSN: 0021-8979. doi: [10.1063/5.0160988](https://doi.org/10.1063/5.0160988). URL: <https://doi.org/10.1063/5.0160988>.

- Jung, Jong Ho et al. (ene. de 2010). “Strong Perpendicular Magnetic Anisotropy in CoFeB/Pd Multilayers”. En: *Applied Physics Express* 3.2, pág. 023001. doi: [10.1143/APEX.3.023001](https://doi.org/10.1143/APEX.3.023001). URL: <https://dx.doi.org/10.1143/APEX.3.023001>.
- Kalarickal, Sangita S. et al. (mayo de 2006). “Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films: Comparison of measurement methods”. En: *Journal of Applied Physics* 99.9, pág. 093909. ISSN: 0021-8979. doi: [10.1063/1.2197087](https://doi.org/10.1063/1.2197087). URL: <https://doi.org/10.1063/1.2197087>.
- Kashid, Vikas et al. (ago. de 2014). “Dzyaloshinskii-Moriya interaction and chiral magnetism in 3d – 5d zigzag chains: Tight-binding model and ab initio calculations”. En: *Phys. Rev. B* 90 (5), pág. 054412. doi: [10.1103/PhysRevB.90.054412](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.90.054412). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.90.054412>.
- Kittel, C. (1966). “Introduction to Solid State Physics”. En: *John Wiley & Sons, Inc.*
- Landeros, P., Rodrigo E. Arias y D. L. Mills (jun. de 2008). “Two magnon scattering in ultrathin ferromagnets: The case where the magnetization is out of plane”. En: *Phys. Rev. B* 77 (21), pág. 214405. doi: [10.1103/PhysRevB.77.214405](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.77.214405). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.77.214405>.
- Lau, J., Robert McMichael y Michael Donahue (feb. de 2009). “Implementation of Two-Dimensional Polycrystalline Grains in Object Oriented Micromagnetic Framework”. En: *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology* 114. doi: [10.6028/jres.114.005](https://doi.org/10.6028/jres.114.005).
- Liu, Xiaoyong et al. (ago. de 2011). “Ferromagnetic resonance and damping properties of CoFeB thin films as free layers in MgO-based magnetic tunnel junctions”. En: *Journal of Applied Physics* 110.3, pág. 033910. ISSN: 0021-8979. doi: [10.1063/1.3615961](https://doi.org/10.1063/1.3615961). URL: <https://doi.org/10.1063/1.3615961>.
- Lo Conte, R. et al. (jun. de 2017). “Ferromagnetic layer thickness dependence of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction and spin-orbit torques in Pt/Co/AlOx”. En: *AIP Advances* 7.6, pág. 065317. ISSN: 2158-3226. doi: [10.1063/1.4990694](https://doi.org/10.1063/1.4990694). URL: <https://doi.org/10.1063/1.4990694>.
- Macià, F. et al. (2012). “Perpendicular magnetic anisotropy in ultrathin Co/Ni multilayer films studied with ferromagnetic resonance and magnetic x-ray microspectroscopy”. En: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 324.22, págs. 3629-3632. ISSN: 0304-8853. doi: <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2012.03.063>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885312004817>.
- Mohseni, S M et al. (sep. de 2016). “Magnetostatically driven domain replication in Ni/Co based perpendicular pseudo-spin-valves”. En: *Journal of Physics D: Applied Physics* 49.41, pág. 415004. doi: [10.1088/0022-3727/49/41/415004](https://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/49/41/415004). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/49/41/415004>.
- Montoya, Eric et al. (2014). “Broadband ferromagnetic resonance system and methods for ultrathin magnetic films”. En: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 356, págs. 12-20. ISSN: 0304-8853. doi: <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2013.12.032>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885313009256>.
- Moriya, Tôru (oct. de 1960). “Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism”. En: *Phys. Rev.* 120 (1), págs. 91-98. doi: [10.1103/PhysRev.120.91](https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.120.91). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.120.91>.
- Neudecker, I. et al. (2006). “Comparison of frequency, field, and time domain ferromagnetic resonance methods”. En: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 307.1, págs. 148-156. ISSN: 0304-8853. doi: <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2006.03.060>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885306007116>.
- Ngo, Duc-The et al. (oct. de 2014). “Perpendicular magnetic anisotropy and the magnetization process in CoFeB/Pd multilayer films”. En: *Journal of Physics D: Applied Physics* 47.44, pág. 445001. doi: [10.1088/0022-3727/47/44/445001](https://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/47/44/445001). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/47/44/445001>.
- Niazi, Asad, Pankaj Poddar y AK Rastogi (2000). “A precision, low-cost vibrating sample magnetometer”. En: *CURRENT SCIENCE-BANGALORE*- 79.1, págs. 99-109.
- Rossmagel, Stephen (2001). “8 - Sputtering and Sputter Deposition”. En: *Handbook of Thin Film Deposition Processes and Techniques (Second Edition)*. Ed. por Krisna Seshan. Second Edition. Norwich, NY: William Andrew Publishing, págs. 319-348. ISBN: 978-0-8155-1442-8. doi: <https://doi.org/10.1016/B978-081551442-8.50013-4>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780815514428500134>.
- Santos, Pedro et al. (2023). “Micromagnetic Simulations of CoFeB/MgO Perpendicular Stacks for Sensor Applications”. En: *IEEE Transactions on Magnetics* 59.11, págs. 1-5. doi: [10.1109/TMAG.2023.3285419](https://doi.org/10.1109/TMAG.2023.3285419).
- Schreffl, T, J Fidler y J N Chapman (sep. de 1996). “Micromagnetic modelling of multilayer media”. En: *Journal of Physics D: Applied Physics* 29.9, pág. 2352. doi: [10.1088/0022-3727/29/9/018](https://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/29/9/018). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/29/9/018>.

- Silva, Ana S (2020). “Ultrafast magnetization dynamics in multilayered films down to few-cycle regime”. PhD Thesis. Salamanca, España: Universidad de Salamanca. URL: <http://hdl.handle.net/10366/145443>.
- Silva, Ana S. et al. (ene. de 2021). “Dynamical behaviour of ultrathin [CoFeB (tCoFeB)/Pd] films with perpendicular magnetic anisotropy”. En: *Scientific Reports* 11.1, pág. 43. ISSN: 2045-2322. DOI: [10.1038/s41598-020-79632-0](https://doi.org/10.1038/s41598-020-79632-0). URL: <https://doi.org/10.1038/s41598-020-79632-0>.
- STUART, R.V. (1983). “CHAPTER IV - SPUTTERING”. En: *Vacuum Technology, Thin Films, and Sputtering*. Ed. por R.V. STUART. San Diego: Academic Press, págs. 91-135. ISBN: 978-0-12-674780-5. DOI: <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-674780-5.50007-X>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B978012674780550007X>.
- Swindells, Charles y D. Atkinson (mayo de 2022). “Interface enhanced precessional damping in spintronic multilayers: A perspective”. En: *Journal of Applied Physics* 131, pág. 170902. DOI: [10.1063/5.0080267](https://doi.org/10.1063/5.0080267).
- Tamaru, Shingo et al. (2021). “Development of a high-sensitivity VNA-FMR spectrometer with field modulation detection and its application to magnetic characterization”. En: *Electronics and Communications in Japan* 104.3, e12320. DOI: <https://doi.org/10.1002/ecj.12320>. URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/ecj.12320>.
- Thiaville, André et al. (dic. de 2012). “Dynamics of Dzyaloshinskii domain walls in ultrathin magnetic films”. En: *Europhysics Letters* 100.5, pág. 57002. DOI: [10.1209/0295-5075/100/57002](https://doi.org/10.1209/0295-5075/100/57002). URL: <https://dx.doi.org/10.1209/0295-5075/100/57002>.
- Voto, Michele, Luis Lopez-Diaz y Luis Torres (abr. de 2016). “Effects of grain size and disorder on domain wall propagation in CoFeB thin films”. En: *Journal of Physics D: Applied Physics* 49.18, pág. 185001. DOI: [10.1088/0022-3727/49/18/185001](https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/18/185001). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/49/18/185001>.
- Wei, Yajun et al. (jul. de 2015). “On the frequency and field linewidth conversion of ferromagnetic resonance spectra”. En: *Journal of Physics D: Applied Physics* 48.33, pág. 335005. DOI: [10.1088/0022-3727/48/33/335005](https://doi.org/10.1088/0022-3727/48/33/335005). URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/48/33/335005>.
- Woo, Seonghoon et al. (mayo de 2016). “Observation of room-temperature magnetic skyrmions and their current-driven dynamics in ultrathin metallic ferromagnets”. En: *Nature Materials* 15.5, págs. 501-506. ISSN: 1476-4660. DOI: [10.1038/nmat4593](https://doi.org/10.1038/nmat4593). URL: <https://doi.org/10.1038/nmat4593>.
- Yang, Hongxin et al. (dic. de 2015). “Anatomy of Dzyaloshinskii-Moriya Interaction at Co/Pt Interfaces”. En: *Phys. Rev. Lett.* 115 (26), pág. 267210. DOI: [10.1103/PhysRevLett.115.267210](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.267210). URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.267210>.