

Control magnetoeléctrico de
dominios de banda y defectos
topológicos en heteroestructuras de
 $NdCo_5/Ni_8Fe_2$

Autora: Victoria Vega Fernández Rodríguez

Tutores: María Vélez Fraga y Aurelio Hierro Rodríguez



Universidad de Oviedo

Trabajo Fin de Máster

Curso 2021/2022

Agradecimientos

A mis tutores, María Vélez y Aurelio Hierro, cuya orientación y consejo han sido han sido fundamentales, así como su dedicación durante todo el año.

Al sincrotrón ALBA, y especialmente a Lucia Aballe, por su colaboración en la realización del experimento de microscopía de transmisión de rayos X.

A María Vélez, Aurelio Hierro, Carlos Quirós, Alicia Estela Herguedas, y Javier Hermosa, por su participación y contribución a la investigación llevada a cabo en el sincrotrón ALBA.

Victoria Vega

Índice general

1. <u>Introducción</u>	1
2. <u>Láminas y multicapas de NdCo/NiFe:</u>	
<u>Fabricación y propiedades magnéticas</u>	9
2.1. Fabricación	9
2.2. Caracterización	12
2.2.1. Efecto Kerr magneto-óptico	13
2.2.2. Microscopía de fuerza magnética	19
2.2.3. Magnetómetro de muestra vibrante	22
2.3. Comparación de propiedades magnéticas	27
3. <u>Fabricación de micropuentes mediante</u>	
<u>litografía óptica</u>	31
3.1. Proceso de litografía	32
3.2. Optimización	34
3.2.1. Velocidad <i>spin coater</i>	35
3.2.2. Tiempo de revelado	37
3.3. Resultados y primera caracterización	39
3.3.1. Medida de la resistencia	42

4. <u>Movimiento de texturas magnéticas con corriente pulsada</u>	44
4.1. Microscopía de transmisión de rayos X	44
4.2. Circuito de medida	47
4.3. Resultados	49
4.3.1. Caracterización preliminar	50
4.3.2. Experimentos con pulsos de corriente	55
5. <u>Conclusiones</u>	62

Capítulo 1

Introducción

El gran desarrollo de la tecnología en las últimas décadas ha provocado un aumento exponencial de la información generada, complicando tanto su almacenamiento como su procesamiento. El crecimiento sigue la tendencia predicha por la ley de Moore, propuesta originalmente por Gordon Moore en 1965,¹ y que actualmente se aplica a la industria de los discos duros y al tamaño de los transistores. Sin embargo, este fenómeno empírico que se ha cumplido durante el último medio siglo comienza a fallar, debido a límites tecnológicos fundamentales como el efecto Joule y el comportamiento mecánico-cuántico de los electrones en la escala atómica.

Las memorias de ordenadores y sistemas de almacenamiento de datos tradicionales están basados en semiconductores y necesitan energía constantemente para retener los datos, es decir, necesitan que circule corriente eléctrica por ellos continuamente, lo que provoca que haya una disipación continua de energía, debida al efecto Joule. El efecto Joule consiste en la pérdida de parte de la energía cinética de los electrones en forma de calor. En cuanto al comportamiento mecánico-cuántico, a medida que el tamaño de los dispositivos se reduce a la escala nanométrica, los fenómenos como el efecto túnel cobran importancia y convierten a los dispositivos en poco fiables. El efecto túnel es perjudicial para el funcionamiento de los transistores, que son la base de las memorias volátiles. Uno de los componentes esenciales de los transistores es la lámina de óxido que separa eléctricamente la puerta, la cual activa y desactiva el transistor, del canal que conduce la corriente. Debido al efecto túnel, si esta lámina se reduce por debajo de 1 nm (tamaño mínimo en la tecnología actual), una parte importante de la corriente fluirá por el canal conductor cuando la puerta esté abierta, es decir, cuando se supone que el transistor

está apagado. Los avances en el campo de la espintrónica han atraído un gran interés, ya que solucionan, al menos en parte, estos problemas, lo que permitiría continuar la tendencia de crecimiento predicha por la ley de Moore. Además, forman parte de las tecnologías incluidas en el "Pacto Verde" de la UE.²

Los dispositivos espintrónicos utilizan tanto la carga de los electrones como su espín para transportar y procesar la información, lo que ha permitido añadir la característica de no volatilidad a los sistemas. Estos dispositivos no requieren un suministro de energía constante para su mantenimiento, permiten que se mantenga la información guardada incluso después de que se haya desactivado su fuente de energía, debido a que la información se encuentra bien determinada en el estado magnético del sistema. Solo se requiere energía para leer y escribir la información, por lo que la disipación de energía es mucho menor, y se soluciona en gran medida el problema del efecto Joule. Las memorias de cambio de fase (PCM) y las magnéticas (MRAM)³ son dos ejemplos de memorias no volátiles que se han propuesto como candidatos para sustituir a las memorias estáticas actuales (SRAM). Sus principales problemas son: el tiempo que requieren para la escritura, que es un orden de magnitud mayor que en las memorias tradicionales; y la disminución en el número de ciclos de escritura que permiten las memorias antes de que la información almacenada se vuelva inestable (durabilidad de escritura). Pero estos problemas desaparecen en una tecnología espintrónica de almacenamiento propuesta en 2002⁴ y cuyo principio de funcionamiento fue demostrado en 2008,⁵ las memorias *racetrack* (RTM) (comparación de los tiempos de lectura/escritura y de la energía requerida en la tabla 1.1).

La característica que diferencia a las RTM del resto de memorias es la composición y el movimiento de la información. En la mayoría de dispositivos RTM propuestos, la información está contenida en paredes de dominio magnéticas, lo que permite un mayor almacenamiento por unidad de área, y se transporta aplicando pulsos de corriente de poca duración.⁶ Las memorias RTM tienen el potencial para permitir el almacenamiento masivo de datos siendo dispositivos de alto rendimiento.⁷ En la tabla 1.1 se comparan algunos de los parámetros más importantes de las memorias mencionadas, permitiendo comprobar que las RTM ofrecen mejoras en varios de los campos (destacados en amarillo) si se comparan con la memorias estáticas actuales (SRAM).

Parámetros	Tipos de memorias				
	SRAM	PCM	MRAM	HDD	RTM
Tamaño de celda (F^2)	120-200	4-12	10-60	0.5	≤ 2
Durabilidad de escritura (ciclos)	$\leq 10^{16}$	10^9	$< 10^{12}$	$\leq 10^{16}$	$\leq 10^{16}$
Tiempo de lectura/escritura (ns)	1-100	5-20	3-20	$2 \cdot 10^6$	3-250
Energía para lectura/escritura	<i>Baja</i>	<i>Alta</i>	<i>Media</i>	<i>Media</i>	<i>Baja</i>
Pérdida de energía	<i>Alta</i>	<i>Baja</i>	<i>Baja</i>	<i>Baja</i>	<i>Baja</i>
Retención de la información	<i>Mientras se aplique voltaje</i>	<i>Años</i>	<i>Años</i>	<i>Años</i>	<i>Años</i>

Tabla 1.1: Resumen de las características principales de distintas memorias, comparando las memorias que se utilizan actualmente (SRAM) con los nuevos modelos propuestos de memorias no volátiles (PCM, MRAM y RTM), así como con las propiedades de los discos duros (HDD). Se resaltan las propiedades en las que las memorias *racetrack* superan a las memorias estáticas (SRAM). Tabla realizada con la información del artículo “*Magnetic racetrack memory: From physics to the cusp of applications within a decade*”.⁸

En las memorias RTM la información está guardada en una pista magnética con multitud de regiones magnéticas que funcionan como bits, es decir, tienen una configuración similar a los discos duros. En muchos materiales magnéticos la imanación está fija en una dirección, pudiendo colocarse en dos orientaciones distintas, por ejemplo apuntando hacia abajo o hacia arriba, dando lugar a distintas regiones magnéticas. Las dos orientaciones sirven como bits y se corresponden con un 1 o con un 0, lo que implica un aumento en la densidad de almacenamiento de hasta tres órdenes de magnitud, con respecto a las memorias SRAM. A diferencia de los discos duros, las RTM no están limitadas a diseños en dos dimensiones y no necesitan que haya un movimiento mecánico para funcionar. Las pistas magnéticas pueden colocarse horizontal o verticalmente sobre un sustrato de silicio, como se muestra en la figura 1.1, permitiendo disposiciones tridimensionales.

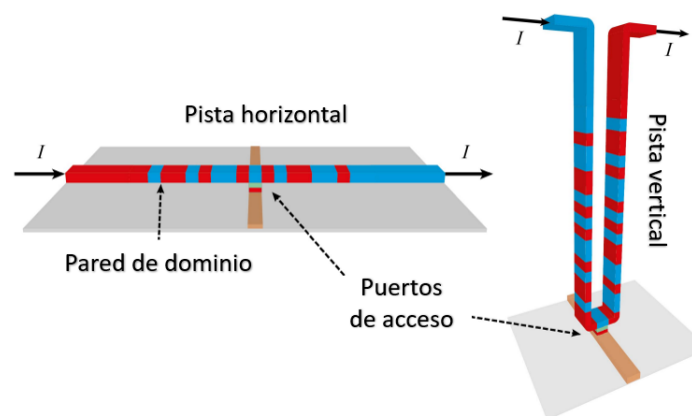


Figura 1.1: Posibles disposiciones de las memorias RTM, señalando los componentes principales de las mismas. Estas memorias pueden funcionar como dispositivos bidimensionales (esquema de la izquierda) o tridimensionales (esquema de la derecha).⁸

En cuanto al movimiento, los bits magnéticos se mueven con corrientes eléctricas en las que los electrones polarizados en espín interactúan con los momentos magnéticos. La información se desplaza de esta manera hasta una unidad de lectura de la información que está fija, llamada puerto de acceso, y que también permite realizar procesos de escritura si se aplica una corriente mayor. La lectura de la información consiste en determinar la orientación de la imanación en cada región, por lo que se utiliza la magnetorresistencia. Debido a esto, el componente principal de los puertos de acceso es una unión túnel magnética (MTJ), ya que permite realizar tanto tareas de lectura como de escritura. Una MTJ está formada por dos capas magnéticas separadas por un aislante, y la imanación en una de las capas magnéticas está fijada en una determinada orientación. La otra capa magnética la forma, en este caso, la región de la pista que se quiere leer, la cual se pondrá en contacto con el aislante. La resistencia de la MTJ se mide haciendo pasar una pequeña corriente de lectura perpendicular a la unión. Se obtendrán dos valores distintos, que se corresponden con un 1 o un 0, dependiendo de la orientación relativa de la imanación en la pista respecto a la imanación fija, es decir, si están colocadas paralela o antiparalelamente. Los bits magnéticos se leen individualmente, por regiones.

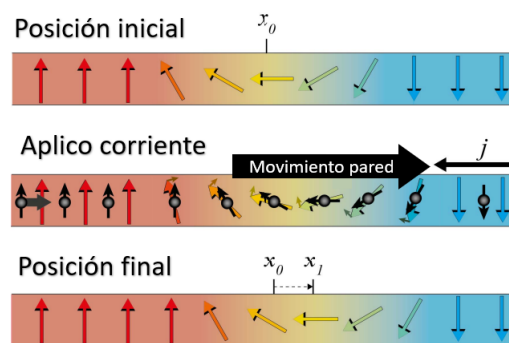


Figura 1.2: Representación del movimiento de las paredes de dominio cuando se aplica una corriente eléctrica. Se observa como al aplicar la corriente se produce una rotación de los momentos provocando que el centro de la pared se desplace en sentido contrario a la corriente, en este caso.⁸

Como ya he mencionado el movimiento de los bits se debe a la interacción con una corriente aplicada, pero concretamente se debe a la interacción de la corriente en las fronteras entre regiones magnéticas con imanación opuesta. Estas fronteras, que tienen una anchura de pocos nanómetros, se denominan paredes de dominio magnéticas, y en ellas la imanación rota gradualmente de una orientación a la contraria. Al introducir una corriente eléctrica los momentos magnéticos giran, de forma que el centro de la pared se desplace a favor o en contra de la corriente aplicada, como se muestra en el esquema de la figura 1.2. El movimiento de los momentos se produce debido a un efecto llamado *spin transfer torque* (STT), en el que

se produce una transferencia de momento angular de espín de los electrones a los momentos magnéticos locales, provocando que se ejerza un par (un torque) en estos últimos que los haga rotar.⁹

La primera demostración experimental del movimiento de las paredes de dominio magnéticas utilizando corriente eléctrica fue en nanohilos de permalloy,¹⁰ y la velocidad de movimiento estaba entorno a los 100 m/s. En los siguientes modelos de memorias RTM se cambiaron los materiales magnéticos utilizados para conseguir que la imanación estuviera orientada perpendicular al plano de la muestra (PMA).¹¹ Con la imanación perpendicular las paredes son más estrechas, consiguiéndose aún un mayor almacenamiento. En ambos casos se observó que era necesaria una energía mínima para conseguir el movimiento de las paredes, la cual está relacionada con la corriente umbral que se debe aplicar para vencer el anclaje extrínseco de las paredes, que se debe a imperfecciones en las muestras y al efecto de los bordes. En la tabla 1.2 se muestra la densidad de corriente umbral obtenida para distintas estructuras.⁸ Los resultados indican que las estructuras que contienen tierras raras presentan un umbral menor.

Composición de la estructura	Densidad de corriente umbral ($\cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$)
Pt/Co	1
Pt/Co/Ni/Co	~ 0.5
[Co/Tb] ₉ /Pt	0.15
Pt/Co ₇₄ Tb ₂₆	0.2

Tabla 1.2: Comparación de la densidad de corriente umbral necesaria para que se produzca el desplazamiento de las paredes de dominio en multicapas con distintas estructuras. Tabla realizada con la información del artículo “*Magnetic racetrack memory: From physics to the cusp of applications within a decade*”.⁸

Debido a que densidades de corriente altas implican el calentamiento de las muestras, lo que complica el uso de las RTM, es importante reducir la densidad de corriente umbral. Uno de los enfoques más directos es la reducción de imperfecciones a nivel atómico en la muestra, pero también se ha propuesto el uso de skyrmiones en lugar de paredes de dominio para un nuevo tipo de RTM.^{12,13} En las RTM basadas en skyrmiones la información binaria, es decir los unos o ceros, están codificados en forma de skyrmiones. Por ejemplo un 1 puede corresponderse con la presencia de un skyrmion y un 0 con la falta del mismo. Los skyrmiones son texturas magnéticas que se pueden describir como objetos topológicos y cuyas propiedades los convierten en estructuras útiles para codificar información. En cuanto a su estructura son perturbaciones puntuales en regiones con imanación uniforme en las que los momentos magnéticos forman un remolino, y tienen una protección topológica que les proporciona estabilidad. Debido a su

estructura los skyrmiones presentan un menor anclaje (debido a asperezas de los bordes) que las paredes de dominio, lo que implica que se necesita una menor densidad de corriente para su movimiento.^{8,14} Por otro lado, su tamaño nanométrico indica que una memoria basada en skyrmiones tendrá una mayor densidad de almacenamiento, en comparación con aquellas basadas en paredes de dominio. Uno de los principales parámetros que caracteriza a los skyrmiones es la carga topológica, la cual también se utiliza para describir el resto de texturas topológicas. La carga topológica (Q) se define en función de los momentos magnéticos (\mathbf{m}) como:¹⁴

$$Q = -\frac{1}{4\pi} \int dx \cdot dy \cdot (\mathbf{m}(r) \cdot (\partial_x \mathbf{m}(r) \times \partial_y \mathbf{m}(r))) \quad (1.1)$$

En 2013 se demostró teóricamente la posibilidad de movimiento de skyrmiones cuando se aplica una corriente eléctrica,¹⁵ y en 2016 se llevaron a cabo las primeras demostraciones experimentales.¹⁶ El movimiento puede deberse al efecto de *spin transfer torque* (STT) o al efecto Hall del espín (SHE), dependiendo de la configuración escogida para introducir la corriente. En el caso del STT la corriente se introduce en la pista magnética de forma paralela al plano de la misma, es decir, el flujo de corriente se desplaza en el plano de la muestra. En cambio, para el efecto SHE la corriente se introduce perpendicular a la pista, en vertical. Centrándonos en el caso en el que la corriente se introduce en el plano de la pista, que es el que aplicaremos para este trabajo, el movimiento de los skyrmiones se puede definir utilizando la ecuación de Thiele en la forma que se muestra en la ecuación (1.2).¹⁴

$$\mathbf{G} \times (\mathbf{v}_d - \mathbf{v}_s) + D(\beta \mathbf{v}_s - \alpha \mathbf{v}_d) + \nabla \mathbf{V}(\mathbf{r}) = 0 \quad (1.2)$$

Donde \mathbf{v}_s es la velocidad de los electrones, que se obtiene a partir de la densidad de corriente, y \mathbf{v}_d es la velocidad de desplazamiento de los skyrmiones. El primer término de la ecuación (1.2) es la denominada fuerza de Magnus, que desplaza los skyrmiones transversalmente a la dirección de la corriente aplicada. Es una fuerza que actúa de manera similar a la fuerza de Lorentz con la carga eléctrica. La fuerza de Magnus depende del vector de acoplamiento giromagnético, el cual se define en función de la carga topológica como $\mathbf{G} = (0,0,4\pi Q)$. El segundo término de esa misma ecuación se corresponde con la fuerza disipativa, que está relacionada con el amortiguamiento intrínseco que presentan los skyrmiones magnéticos cuando se mueven, debido a que son texturas en la imanación. D es el tensor de la fuerza disipativa, α es la constante

de amortiguamiento y β es un coeficiente relacionado con el efecto STT. El último término ($\nabla \mathbf{V}(\mathbf{r})$) representa las fuerzas de repulsión debidas a impurezas y a los bordes de la pista magnética. Uno de los factores clave que presenta esta ecuación es que el movimiento depende de la carga topológica.

Por otro lado, diversas investigaciones han establecido que la velocidad de movimiento de los skyrmiones depende linealmente de la densidad de corriente y que para el caso del STT se llega a una velocidad de 100 m/s cuando la densidad de corriente aplicada es $j = 2 \cdot 10^{11}$ A/m².¹⁵ También se ha podido comprobar experimentalmente que, cuando no se aplica corriente, estas texturas topológicas tienden a separarse de los bordes de la pista. Por ello, para evitar la aniquilación de las estructuras en los bordes y favorecer así la aplicación de este fenómeno en electrónica, es más favorable utilizar pulsos de corriente. Si se utiliza una cadena de pulsos, entre cada pulso no se introduce corriente, permitiendo que los skyrmiones se alejan del borde.¹⁴

Basándose en lo establecido para los skyrmiones se han comenzado a estudiar, en láminas delgadas, las posibles aplicaciones de otras estructuras topológicas como los vórtices, las cuales actuarían como portadores de información. Tanto la creación como el desplazamiento de estos portadores son requisitos básicos para la fabricación de memorias. Por ello, en este trabajo se fabricarán multicapas en las que se favorece la aparición de estructuras topológicas como los pares vórtice-antivórtice, y se comprobará y analizará el movimiento de las mismas cuando se aplican pulsos de corriente eléctrica.

En la primera parte del trabajo, que se corresponde con el capítulo 2, se fabricarán multicapas magnéticas con distintas composiciones y estructuras, y se realizará un estudio de sus propiedades magnéticas. Concretamente se utilizará el efecto Kerr magneto-óptico, la microscopía de fuerza magnética y la magnetometría de muestra vibrante, para obtener información sobre el campo de saturación, las imanaciones de saturación y remanencia, y la configuración de dominios de banda magnéticos que se generan en las muestras. El objetivo es estudiar el comportamiento y estabilidad de estas propiedades magnéticas ante un proceso de recocido, teniendo en cuenta las distintas estructuras. El proceso de calentamiento al que se someten las muestras es el que habría que seguir en caso de realizar un proceso de litografía sobre la multicapa, por ejemplo para establecer contactos eléctricos depositando una capa superior de cobre con un determinado patrón.

Por otro lado, la segunda parte del trabajo está centrada en la realización de un experimento de microscopía de rayos X, para observar el movimiento de texturas magnéticas bajo el efecto de corrientes pulsadas, y se describe en los capítulos 3 y 4. Para esta parte se escoge una determinada estructura para las láminas delgadas, y ahora el depósito de la multicapa se realiza tras haber imprimido un patrón por litografía en sustratos de silicio, que presentan una membrana de nitruro de silicio en el centro. Debido a la fragilidad de la membrana del sustrato, se ha optimizado el proceso de litografía para obtener resultados lo más parecidos posible al patrón deseado. Por último, en el capítulo 4 se utiliza la microscopía de transmisión de rayos X para analizar la configuración magnética de las multicapas creadas. El objetivo no es solo observar la configuración que se obtiene tras el crecimiento, sino que se aplicarán pulsos de corriente a la muestra para observar como varía su configuración magnética y si se producen movimientos de los dominios magnéticos de banda o de defectos topológicos preexistentes. La obtención de medidas de esta última parte se ha realizado en el sincrotrón ALBA de Barcelona, a los que agradezco su colaboración.

Capítulo 2

Láminas y multicapas de NdCo/NiFe: Fabricación y propiedades magnéticas

En este trabajo, para analizar el movimiento de texturas topológicas, se fabricaran multicapas magnéticas. Una gran parte de las memorias *racetrack* mencionadas en la introducción, están basadas multicapas magnéticas. Las multicapas están formadas por láminas delgadas de distintos materiales magnéticos, y en función de la estructura y composición escogidas las propiedades magnéticas de las muestras finales varían notablemente. En este capítulo se describirá el proceso seguido para la fabricación de varias multicapas con distintas estructuras, y se presentará un estudio de sus propiedades magnéticas teniendo en cuenta los espesores y las composiciones escogidas, así como analizando el efecto del calentamiento. Las muestras se someterán a un recocido, siguiendo un proceso similar al que se debe aplicar si se imprime un patrón con litografía óptica sobre la multicapa.

2.1. Fabricación

La técnica de crecimiento utilizada para fabricar las láminas delgadas es el *sputtering* o pulverización catódica, un proceso físico en el cual se produce la evaporación de átomos de un material sólido. Este método se basa en el bombardeo de un gas ionizado contra la superficie del sólido, denominado blanco, lo que permite arrancar átomos del material. Cerca de los blancos se coloca un sustrato de silicio sobre el cual se depositan los átomos dando lugar a láminas delgadas. El proceso se lleva a cabo en el interior de una cámara de alto vacío que alcanza

una presión alrededor de $5 \cdot 10^{-8}$ mbar, pero durante el proceso de crecimiento la presión tendrá un valor estacionario y controlable de alrededor de $3.8 \cdot 10^{-3}$ mbar, debido en nuestro caso a la introducción de gas argón que posteriormente se ionizará.

La cámara de *sputtering* utilizada es la que se encuentra en la Facultad de Ciencias de la Universidad de Oviedo. Consta de tres blancos cuya disposición permite la generación de aleaciones, permitiendo fabricar por ejemplo una capa de $NdCo_5$. Esto se debe a que el sustrato está a la misma distancia de los tres blancos, y todos están orientados hacia él, lo que facilita la generación de una aleación haciendo que se depositen los materiales de cada blanco de forma uniforme sobre el sustrato. Se han fabricado multicapas con dos estructuras, y se ha ido variando el espesor de la capa de la aleación de Nd-Co, como se muestra en el esquema de la figura 2.1.

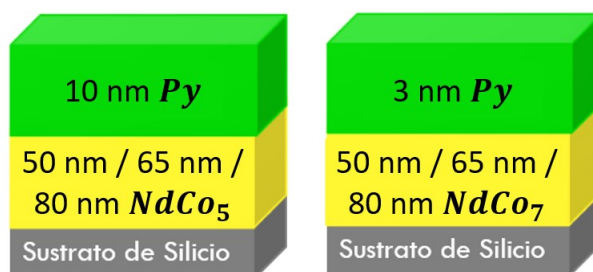


Figura 2.1: Esquema de la estructura de las láminas creadas.

Todas las muestras se han crecido sobre un sustrato de silicio, y presentan una primera capa de una aleación de neodimio y cobalto, y una capa superior de permalloy. El permalloy es una aleación magnética compuesta por níquel y hierro, siendo su fórmula $Ni_{80}Fe_{20}$. Este material tiene una alta permeabilidad magnética, baja coercitividad y baja magnetorresistencia anisótropa. Se utiliza esta configuración porque en un trabajo anterior realizado por el grupo de investigación de Nanociencia de la Universidad de Oviedo, titulado “*Deterministic propagation of vortex-antivortex pairs in magnetic trilayers*”,¹⁷ se han encontrado estructuras topológicamente protegidas como pares vórtice-antivórtice en bicapas de $NdCo_5/Ni_8Fe_2$. El $NdCo_5$ es una aleación amorfa con una anisotropía perpendicular débil, y que presenta una estructura característica de dominios magnéticos de bandas paralelos entre sí, en los que la imanación está orientada hacia arriba y hacia abajo alternativamente. Al crecer la capa de permalloy encima, esta estructura de dominios se “imprime” en esta capa superior. El permalloy es un material con muy baja anisotropía, por lo que es el factor de forma de la lámina el que, en este caso, tiende a colocar la imanación paralela al plano, favoreciendo así la generación de dominios de cierre. Este efecto depende en gran medida del espesor de la capa de permalloy, viéndose más

acentuado cuanto mayor espesor tiene la capa. En la figura 2.1 se indican los dos espesores escogidos de Ni_8Fe_2 . En el caso de 10 nm de espesor sí se produce un cambio en la estructura de dominios y hay una tendencia a que la imanación se coloque paralela al plano, mientras que en el caso con 3 nm de espesor el permalloy actúa como una sonda, no genera cambios en la estructura magnética. No se ha utilizado únicamente la aleación de $NdCo_5$ de la que he hablado anteriormente, sino que también se han realizado multicapas con $NdCo_7$, que es una aleación menos polar, es decir, que presenta menor anisotropía fuera del plano. De esta forma se podrá comprobar que cambiando la composición de las aleaciones se pueden controlar las propiedades magnéticas.¹⁸

Durante la fabricación se mantiene un valor de presión constante dentro de la campana, pero para obtener las distintas aleaciones de Nd-Co y controlar los espesores de las capas, se debe calibrar la potencia que se suministra a cada blanco y el ritmo de depósito.

El ritmo de depósito es el grosor de la lámina de material que se deposita sobre el sustrato por unidad de tiempo, y es proporcional a la potencia utilizada. Su calibración se realiza con la ayuda de una balanza de cuarzo. Para el blanco de permalloy se ha trabajado con una única potencia, $P = 0.1$ kW, obteniendo un ritmo de depósito de $\tau_{Py} = 1.03$ Å/s. En cambio para los blancos de neodimio y cobalto se han medido los ritmos de depósito para varias potencias, de forma que podamos obtener la proporción de átomos de neodimio y cobalto que nos interesa. Concretamente, se han utilizado potencias entre 0.02 y 0.04 kW para el neodimio, y 0.1 y 0.2 kW para el cobalto. El número de átomos de cada material (x_i con $i = A, B$) depende de la densidad del mismo (ρ_A o ρ_B), de su masa atómica y del ritmo de depósito. Conociendo las masas atómicas del neodimio ($M_{Nd}^{at} = 144,2$ u) y del cobalto ($M_{Co}^{at} = 58,9$ u), y a partir de la relación (2.1), se escoge la pareja de ritmos de depósito, y equivalentemente la pareja de potencias, más adecuada. Se ha tomado el neodimio como el material A y el cobalto como el B, por lo que el factor α será $\frac{1}{5}$ en el caso del $NdCo_5$, y $\frac{1}{7}$ para el $NdCo_7$.

$$\frac{x_A}{x_B} = \frac{\tau_A}{\tau_B} \cdot \left[\frac{\rho_A}{\rho_B} \cdot \frac{M_B^{at}}{M_A^{at}} \right] = \alpha_{A/B} \quad (2.1)$$

La pareja de potencias que proporciona un valor más cercano a $\frac{1}{5}$, y que por tanto serán los valores aplicados a cada blanco para generar la aleación, son $P_{Co} = 0.12$ kW y $P_{Nd} = 0.03$ kW. Mientras que para la aleación $NdCo_7$ los valores más adecuados son $P_{Co} = 0.17$ kW y $P_{Nd} = 0.03$ kW. Para poder controlar el espesor de esta capa, se debe obtener el ritmo de

depósito medio (τ_m) de la aleación, el cual depende de la densidad media (ρ_m) que tendrá la capa, como se indica en la expresión (2.2). La densidad media se obtiene a partir del número de átomos de cada material como se muestra en la expresión (2.3).

$$\tau_m = \frac{\rho_A \cdot \tau_A + \rho_B \cdot \tau_B}{\rho_m} \quad (2.2)$$

$$\rho_m = x_A \cdot \rho_A + x_B \cdot \rho_B \quad (2.3)$$

Los valores obtenidos son $\tau_m^{NdCo5} = 2.5 \text{ \AA/s}$ y $\tau_m^{NdCo7} = 3.1 \text{ \AA/s}$.

Una vez fabricadas la mitad de las muestras se han sometido a un proceso de calentamiento similar al que deberían recibir si se va a imprimir un patrón con litografía óptica sobre ellas, lo que veremos más en detalle en el próximo capítulo. Las muestras se calientan a 180° C durante 4 minutos y 10 segundos, y posteriormente se ven sometidas a una temperatura de 115° durante 1 minuto. De esta forma podremos analizar como varían las propiedades magnéticas, como el campo de saturación o la anisotropía, cuando se aplica una temperatura. Como se mostraba en la figura 2.1, la capa central de las muestras presenta distintos espesores, lo que nos permitirá realizar un estudio de las propiedades magnéticas en función de la temperatura, el espesor y la composición.

2.2. Caracterización

El objetivo de esta primera parte del trabajo es analizar las propiedades magnéticas, por lo que se han utilizado tres técnicas que nos permiten obtener distintas características de las muestras. Lo primero ha sido utilizar el efecto Kerr magneto-óptico (MOKE), que nos permite obtener los ciclos de histéresis. Este método proporciona información sobre el campo magnético y la imanación, pero no permite cuantificar esta última. Por ello, se ha medido también el ciclo de histéresis de las muestras utilizando un magnetómetro de muestra vibrante (VSM). Con el magnetómetro se puede caracterizar de forma precisa la imanación de las muestras, y también obtener valores más exactos del campo magnético, de saturación o coercitivo, en los ejes fácil y difícil, ya que primero se establece exactamente la posición de los ejes y a continuación se miden los ciclos. Por último, se ha utilizado un microscopio de fuerza magnética (MFM), que permite comprobar la existencia de dominios de banda, observar si hay bifurcaciones, y estudiar la dependencia del periodo de las bandas con el espesor.

2.2.1. Efecto Kerr magneto-óptico

El efecto Kerr magneto-óptico describe los cambios en la luz reflejada desde una superficie con imanación. Una onda óptica polarizada sufre un cambio en su estado de polarización o en su reflectividad al producirse su reflexión con un material que presenta una determinada imanación, siendo este fenómeno el denominado efecto Kerr magneto-óptico. Tiene el mismo origen físico que el efecto Faraday, según el cual el plano de polarización de la luz cambia en función de la intensidad del campo magnético existente en la dirección de propagación de la onda. Se trata de un efecto de primer orden y que depende de forma impar con el campo magnético externo. Es una técnica muy utilizada en la investigación de láminas delgadas magnéticas debido a su sensibilidad, su simplicidad experimental y su funcionamiento como sonda local. Como se indica en el esquema de la figura 2.2, hay tres configuraciones posibles para este efecto, en función de la orientación relativa de la imanación interna del material y el plano de incidencia de la onda, que son: polar, longitudinal y transversal.

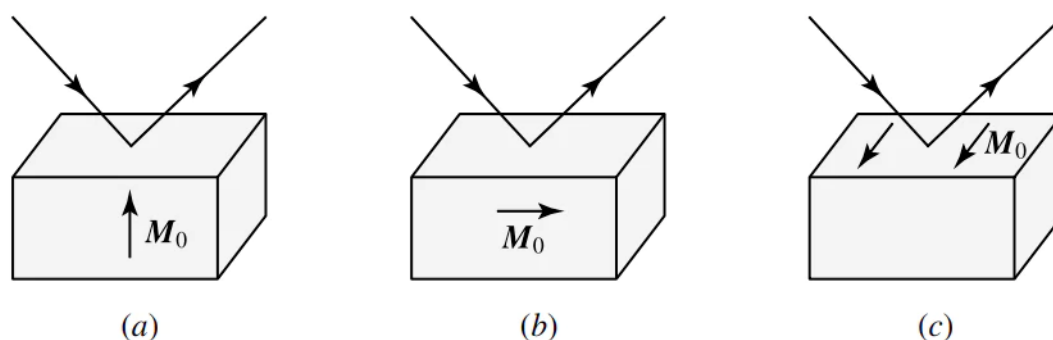


Figura 2.2: Posibles configuraciones del efecto Kerr magneto-óptico dependiendo de la orientación de la imanación respecto al plano de incidencia de la radiación: (a) Efecto Kerr polar; (b) Efecto Kerr longitudinal; (c) Efecto Kerr transversal.¹⁹

Para este trabajo se ha utilizado el efecto Kerr transversal donde la imanación que se mide es aquella que es perpendicular al plano de incidencia. Es decir, en este caso es el cambio de los estados de la imanación en el plano el que induce un cambio en la reflectividad del material, lo que permite medir a primer orden un cambio en la intensidad de luz reflejada de la muestra. En general la luz penetra en los metales un máximo de 20 nm, por lo que al tener capas superiores de permalloy de 3 nm o 10 nm, estaremos midiendo los efectos tanto de la capa de permalloy, como de parte de la capa de *NdCo*. Las características de la capa central de *NdCo* serán más visibles cuando se trabaje con las capas de 3 nm de permalloy.

Se han obtenido los ciclos de histéresis para cada una de las muestras fabricadas, realizando medidas tanto para la configuración de eje fácil, en la que el campo magnético externo aplicado es paralelo al eje de fácil imanación de la muestra, como para la de eje difícil, en la que el campo es perpendicular. Para pasar de una a otra configuración solamente hay que girar la muestra 90° . El eje de fácil imanación se ha establecido durante el crecimiento, ya que depende de la colocación del sustrato en el *sputtering*. Para este trabajo se ha escogido que el eje fácil sea paralelo a uno de los lados de la muestra. Debido a que la colocación en el *sputtering* no es exacta puede llegar a haber una diferencia de hasta 10° entre lo que se espera que sea el eje fácil y la orientación real del mismo, por lo que las medidas de MOKE no se corresponden exactamente con las configuraciones de eje fácil y difícil. La diferencia se observará al comparar los resultados con las medidas del magnetómetro de muestra vibrante (apartado 2.3). Para cada una de las medidas se tiene un valor de reflectividad distinto, siendo la reflectividad el cociente entre la radiación reflejada y la incidente por una superficie. Debido a que este método no proporciona un valor cuantitativo de la imanación, se deben dividir los datos de señal magnética entre la reflectividad para poder comparar los distintos casos. En las figuras 2.3a y 2.3b se muestra un ejemplo de los resultados obtenidos con este método.

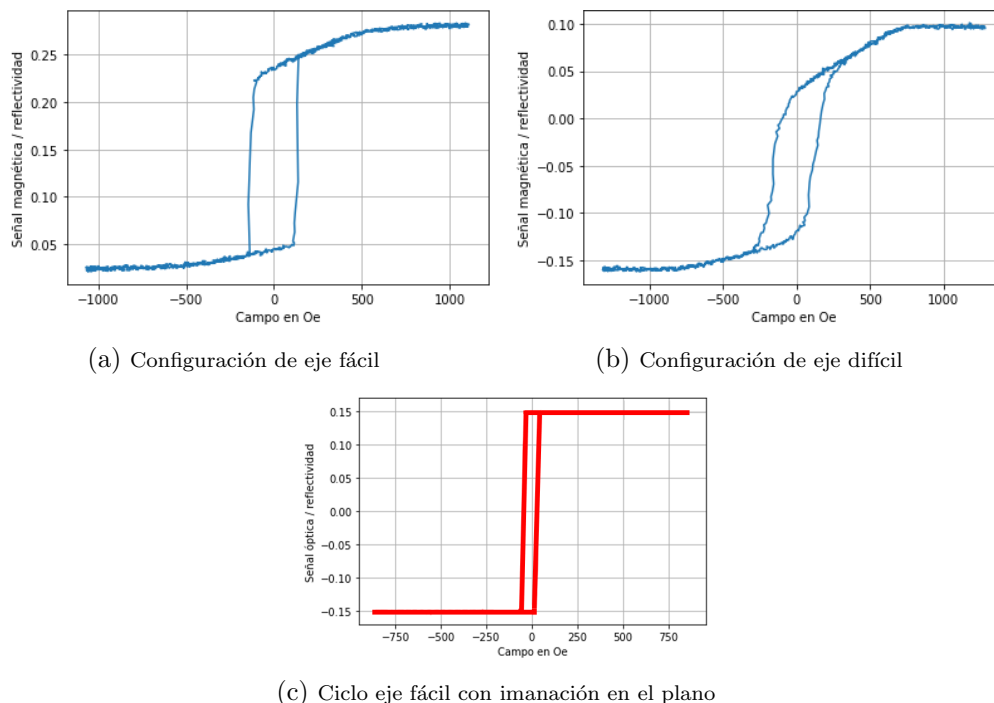


Figura 2.3: Ciclos de histéresis obtenidos directamente tras medir las muestras con 10 nm de Py y 50 nm de $NdCo_5$. Se han obtenido utilizando el efecto Kerr magneto-óptico. Las medidas se realizan para las configuraciones de eje fácil (2.3a) y de eje difícil (2.3b). En la figura 2.3c se muestra un ejemplo de un ciclo de histéresis para una muestra con anisotropía uniaxial en el plano.

Comparando los resultados con el ciclo de histéresis esperado para una muestra cuya imanación se encuentra contenida en el plano (figura 2.3c), se comprueba que las muestras tienen anisotropía magnética perpendicular (PMA), y por tanto presentaran dominios a bandas.^{20,21} La figura 2.3c se corresponde con un una muestra con anisotropía uniáxica y cuyo eje de fácil imanación está contenido en el plano de la muestra. Es una medida realizada en la configuración de eje fácil, por lo que debe compararse con la figura 2.3a. Las diferencias entre los ciclos se deben a la anisotropía magnética perpendicular que presentan nuestras muestras, que provoca cambios en la orientación de la imanación y con ellos variaciones en la luz reflejada que se mide con el MOKE. Además, los ciclos medidos para las configuraciones de eje fácil y de eje difícil son similares, lo que indica que una parte importante de la imanación está fuera del plano, es decir, que hay dominios de banda.

Por otro lado, como se puede observar en la figura 2.3, los resultados obtenidos no son simétricos respecto al eje Y, y presentan deformaciones características de las medidas magneto-ópticas. Estas deformaciones se deben a la dependencia par con el campo de la señal óptica. Aunque a primer orden los efectos magneto-ópticos son funciones impares del campo magnético externo, en realidad la dependencia de la señal magneto-óptica (MO) se puede escribir como una suma de una función que depende de forma impar con el campo (f) y otra que depende de forma par (g). Esto se debe a que hay efectos de ordenes más altos que afectan a la señal, especialmente en muestras con anisotropía fuera del plano:²²

$$MO = f(H) + g(H^2) \quad (2.4)$$

Si el ciclo es simétrico respecto al eje X, se puede eliminar la contribución de la parte par. Debido a que la señal introducida de campo magnético es una señal triangular, se puede diferenciar entre la señal óptica medida durante la rampa de subida (MO_{\uparrow}) y la medida durante la rampa de bajada (MO_{\downarrow}). La diferencia entre la subida y la bajada es un cambio de signo en el campo magnético que solo afectará a la parte impar ($f(H)$). A partir de las expresiones de MO_{\uparrow} y MO_{\downarrow} (ecuación (2.5)), se obtienen las funciones par e impar en función de la señal medida, como se muestra en la ecuación (2.6). Restando la contribución $g(H^2)$ a los datos de la señal magneto-óptica medidos, se reconstruye el ciclo de histéresis sin deformaciones.²²

$$MO_{\uparrow} = f(H) + g(H^2) \quad ; \quad MO_{\downarrow} = -f(H) + g(H^2) \quad (2.5)$$

$$f(H) = \frac{MO_{\uparrow} - MO_{\downarrow}}{2} \quad ; \quad g(H^2) = \frac{MO_{\uparrow} + MO_{\downarrow}}{2} \quad (2.6)$$

En la figura 2.4 se comparan los ciclos antes (naranja) y después (azul) de realizar esta corrección. Aplicar esta corrección es de gran importancia, ya que las deformaciones que presenta el ciclo inducen errores en los valores de los parámetros característicos del ciclo, como son el campo de saturación, el campo coercitivo y la imanación de remanencia.

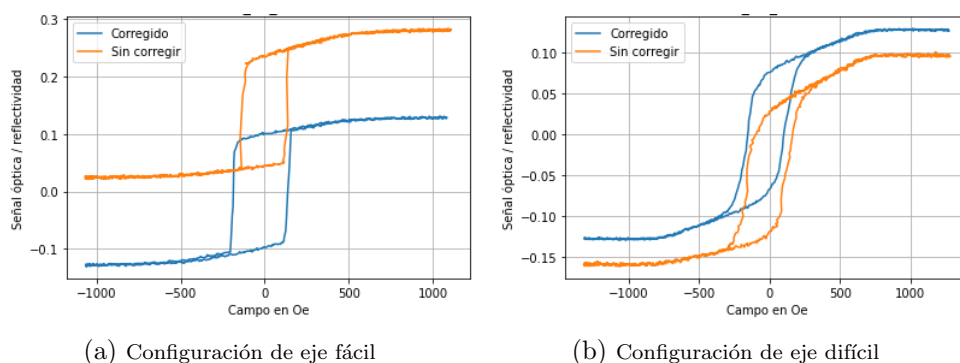


Figura 2.4: Comparación entre ciclos de histéresis corregidos (azul) y sin corregir (naranja) de las muestras con 10 nm de Py y 50 nm de $NdCo_5$. De nuevo se muestran los resultados para las configuraciones de eje fácil (2.4a) y de eje difícil (2.4b).

Una vez corregidos todos los ciclos, se han comenzado a comparar las muestras calentadas y no calentadas. En las figuras 2.5, 2.6 y 2.7 se muestran algunas de las comparaciones realizadas. En la figura 2.5 se presentan los resultados obtenidos para una muestra con 50 nm de espesor de la capa de $NdCo_5$. Inicialmente los ciclos presentan la forma típica de los sistemas con dominios de banda, en cambio tras calentar la muestra se obtiene un ciclo muy similar al de la figura 2.3c, para la configuración de eje fácil. Esto indica que el calentamiento provoca que la imanación se vaya al plano. Para la configuración de eje difícil (figura 2.5b) también se obtiene el resultado esperado para sistemas con imanación en el plano, por lo que podemos concluir que la temperatura ha afectado a la configuración de la imanación, generando un sistema con anisotropía en el plano.

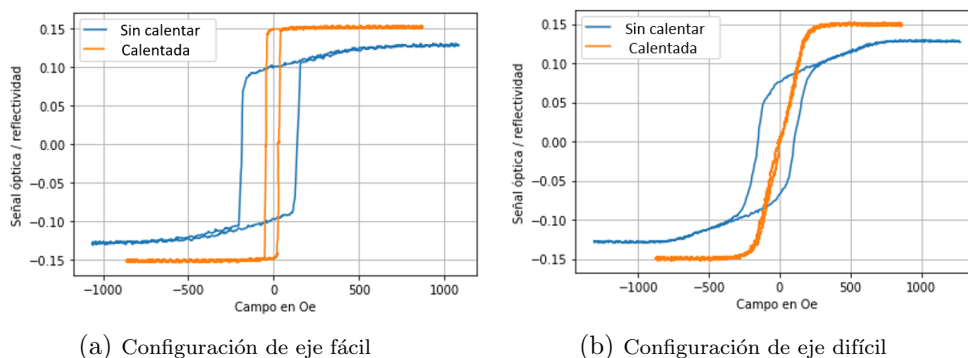


Figura 2.5: Comparación entre ciclos de histéresis de las muestras con 10 nm de Py y 50 nm de $NdCo_5$ antes (azul) y después del calentamiento (naranja). Se muestran los resultados para las configuraciones de eje fácil (2.5a) y de eje difícil (2.5b).

Sin embargo en la figura 2.6, se observa como al calentar la muestra no se va toda la imanación al plano. En esta figura se muestran los resultados para una muestra con 80 nm de espesor de la capa de $NdCo_5$. En el apartado de resultados (sección 2.3) analizaremos cuantitativamente los valores de campo de saturación e imanación de remanencia, pero aquí ya se puede ver claramente como el calentamiento ha provocado una disminución del campo de saturación, y un aumento de la imanación de remanencia. Esto se debe a que parte de la imanación que inicialmente estaba fuera del plano ha pasado a estar en el plano, y al aplicar un campo magnético externo paralelo al plano, se alcanza antes la saturación, es decir, se alcanza la saturación para valores más pequeños del campo aplicado. Por otro lado, debido a la configuración transversal del efecto Kerr utilizada para realizar estas medidas, se están analizando cambios de la imanación en el plano. Como la muestra calentada ha perdido parte de su anisotropía magnética perpendicular, al no aplicar campo externo la señal magneto-óptica medida es mayor, ya que la componente de la imanación contenida en el plano es mayor, en comparación con el caso inicial sin calentar. Es decir, cuando nos encontramos en el estado de remanencia, hay más imanación en el plano en la muestra calentada.

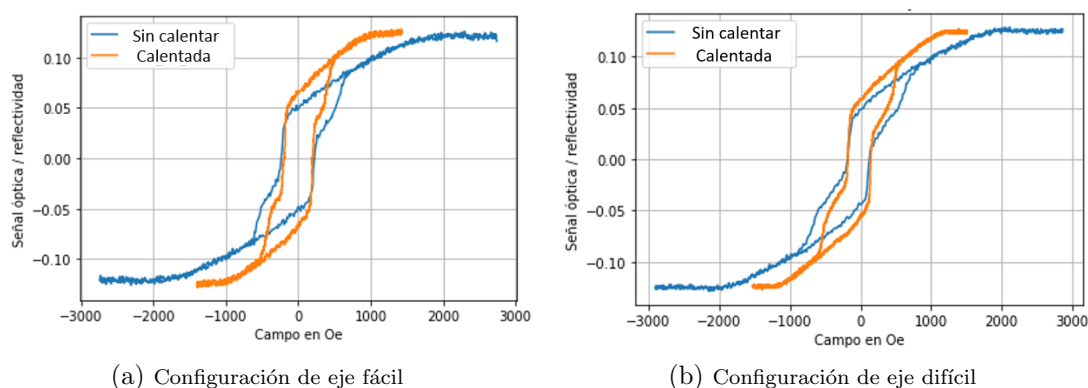


Figura 2.6: Comparación entre ciclos de histéresis de las muestras con 10 nm de Py y 80 nm de $NdCo_5$ antes (azul) y después del calentamiento (naranja).

La única diferencia entre el sistema de la figura 2.5 y el de la figura 2.6, es el espesor de la capa central de $NdCo_5$. La variación de la imanación debida al proceso de recocido depende también del espesor de la muestra, concretamente del espesor de la capa que presenta anisotropía magnética perpendicular.

Por último, en la figura 2.7 se muestran los resultados obtenidos para dos estructuras cuya capa central es de $NdCo_7$. El efecto del proceso de recocido coincide con el visto para las multicapas de $NdCo_5$, ya que en la figura 2.7b se observa como al calentar la muestra se pasa de un sistema con imanación perpendicular al plano a un sistema con imanación en el plano.

Para la multicapa que ya presentaba imanación en el plano inicialmente, no hay prácticamente cambios (figura 2.7a).

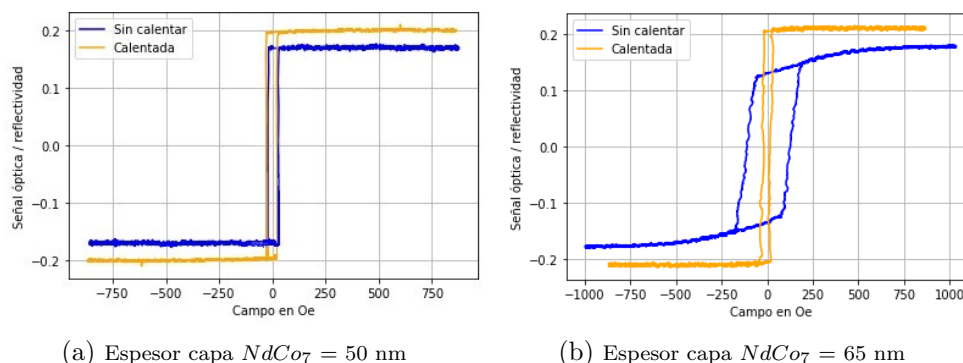


Figura 2.7: Comparación entre ciclos de histéresis en configuración de eje fácil de las muestras con 3 nm de Py y 50 nm de $NdCo_7$ (2.7a) o 65 nm de $NdCo_7$ (2.7b) antes (azul) y después del calentamiento (naranja).

En estas estructuras con $NdCo_7$ se puede observar más claramente la dependencia de las propiedades magnéticas con el espesor en láminas delgadas. Antes de calentar las muestras, para la multicapa con un espesor central de 50 nm (ciclo azul de la figura 2.7a) se obtiene el ciclo característico de sistemas con anisotropía en el plano, es decir, no se han generado dominios a bandas en esta estructura. En cambio, para la multicapa con un espesor de 65 nm (ciclo azul de la figura 2.7b) sí se obtiene el ciclo esperado, que se corresponde con la presencia de imanación perpendicular al plano. Esto se debe a que las multicapas fabricadas presentan anisotropía magnética perpendicular débil, por lo que la componente perpendicular de la imanación se manifiesta solamente por encima de un espesor crítico.²⁰ En otras palabras, el espesor crítico es por encima del cual es más favorable que la imanación presente una componente perpendicular al plano. A partir de este espesor la imanación pasa a configurar un sistema de bandas con imanación constante, en el que la componente en el plano es siempre la misma, mientras que la componente perpendicular invierte su sentido alternativamente. Las multicapas con un espesor menor que el espesor crítico (figura 2.7a), presentan una anisotropía uniaxial dentro del plano con ciclos de histéresis cuadrados, mientras que las estructuras más gruesas (2.7b) siguen un proceso de inversión de la imanación en dos pasos, típico de sistemas que presentan una estructura de dominios a bandas.^{23,24}

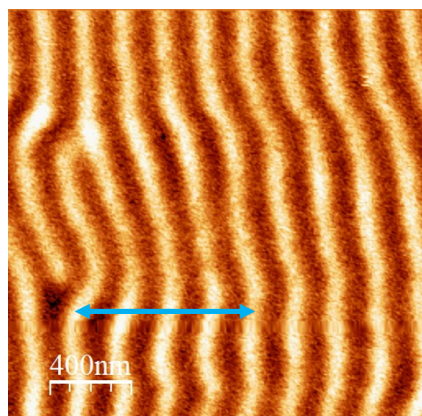
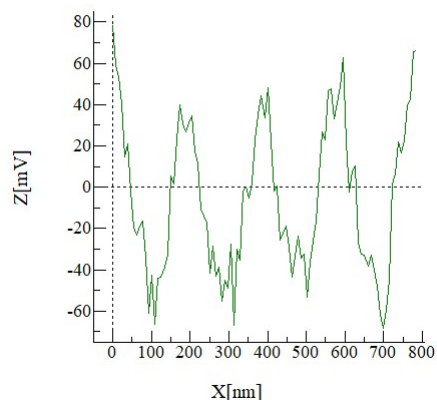
El espesor crítico del $NdCo_7$ es mayor que el del $NdCo_5$, y está entre 50 y 65 nm. Para el $NdCo_5$ este espesor está por debajo de los 50 nm.

2.2.2. Microscopía de fuerza magnética

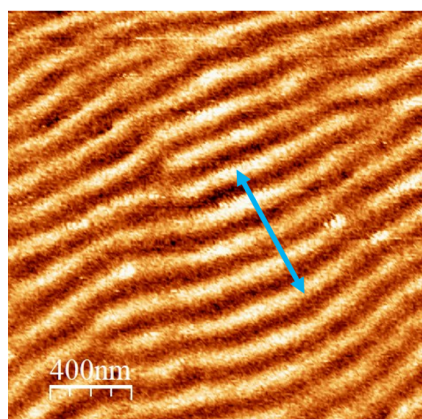
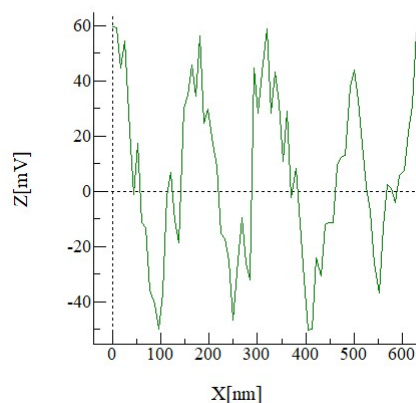
Para observar los dominios magnéticos de las láminas delgadas fabricadas se ha empleado la técnica de microscopía de fuerza magnética (MFM). Esta técnica es una variación de la microscopía de fuerza atómica (AFM), y permite escanear y analizar una muestra magnética a través de interacciones con una punta imanada. En el MFM nunca se alcanza el contacto entre la punta y la muestra ya que se dañaría la punta, por lo que su funcionamiento es equivalente al modo dinámico del AFM, el cual tiene una mayor sensibilidad en la medida de fuerzas débiles.²⁵ Las interacciones magnéticas punta-muestra se detectan colocando la punta a la distancia adecuada (*retrace* de 25 nm), y se utilizan para reconstruir la estructura magnética de la superficie de la muestra. En muestras ferromagnéticas, como las que se han fabricado, la intensidad de la interacción con la punta del microscopio MFM es alta, por lo que se obtiene una imagen de MFM de gran contraste en la que se pone al descubierto el orden magnético de la muestra.

Para comprender mejor el MFM, es importante destacar que esta técnica permite estudiar el campo de fugas que generan los polos magnéticos. El campo de fugas atrae o repele a la punta magnética, permitiendo definir las zonas en las que existen polos magnéticos. Estos polos pueden ser debidos a imanación fuera del plano, pero también a paredes de Néel, en las cuales se generan polos aunque la imanación este contenida en el plano.

Utilizando el MFM se ha observado la estructura magnética de cada una de las muestras fabricadas, comprobando que todas ellas presentan dominios de bandas antes de ser calentadas, excepto las que tienen una capa central de 50 nm de $NdCo_7$. Se ha seguido el mismo procedimiento con las muestras calentadas, obteniéndose imágenes como las que se muestran en las figuras 2.8a y 2.8c. A continuación se ha medido el periodo de las bandas, en los casos en los que existe esta estructura de dominios. Para ello se traza un perfil y se obtiene una gráfica de la distribución de la intensidad en función de la posición (figuras 2.8b y 2.8d). Dividiendo la distancia entre el número de máximos, se obtiene el periodo de las bandas. Debido a que se conoce el espesor de la capa de NdCo, se puede representar el periodo de las bandas en función del espesor de la capa central (figura 2.9).

(a) 50 nm $NdCo_5$ sin calentar

(b) Perfil de la imagen 2.8a

(c) 50 nm $NdCo_5$ calentada

(d) Perfil de la imagen 2.8c

Figura 2.8: Imágenes de los dominios de bandas presentes en las muestras con 50 nm de $NdCo_5$ obtenidas con el microscopio de fuerza magnética. Se comparan dos muestras crecidas simultáneamente pero una de las cuales se ha calentado (figuras 2.8c y 2.8d). Las figuras 2.8b y 2.8d muestran los perfiles obtenidos y a partir de los cuales se calcula el periodo de las bandas.

Con esta técnica se ha podido comprobar que la anisotropía perpendicular que presentan las aleaciones de $NdCo_5$ y $NdCo_7$ da lugar a una estructura de dominios que favorece el contraste en la imagen obtenida por MFM, al colocarse la imanación fuera del plano generando polos magnéticos. Para poder asociar cada uno de los colores (oscuro y claro), es decir, el patrón de contraste, con un estado de imanación perpendicular *up* o *down* de un dominio, es necesario conocer el estado de imanación de la punta. El estado de imanación es *a priori* desconocido, aunque se aproxima su orientación magnética a un único momento magnético que determinará si las interacciones son repulsivas o atractivas. Es decir, no se puede establecer que color indica imanación *up* y cual *down*, pero sí que la diferencia de los colores se debe a este giro de 180° de la imanación.

Aunque en el apartado 2.2.1 se había establecido que las muestras con 50 nm de $NdCo_5$ pasaban a tener imanación en el plano al ser calentadas, ya que su ciclo era cuadrado, la imagen obtenida por MFM de estas muestras (figura 2.8c) indica que si existen bandas. Por otro lado, en las imágenes obtenidas también se observa un aumento de la señal en las bifurcaciones, lo que indica una variación del campo de fugas perpendicular. Esto implica que se producen cambios en la imanación asociada a las bifurcaciones de la red de bandas.

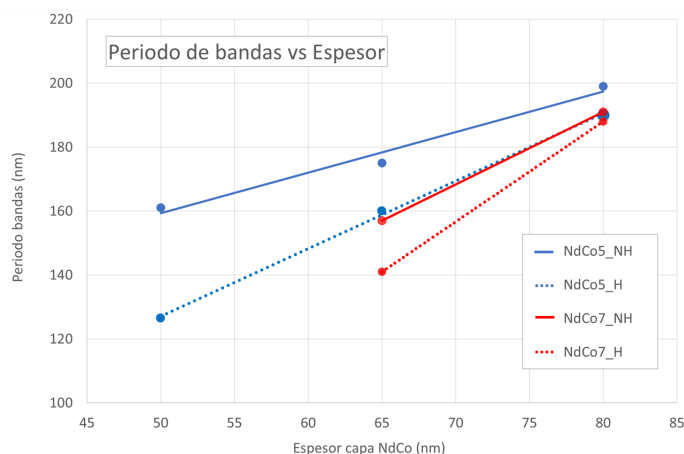


Figura 2.9: Dependencia del periodo de las bandas en función del espesor de la capa de NdCo, ya sea $NdCo_5$ (azul) o $NdCo_7$ (rojo). Se comparan los valores obtenidos antes (líneas continuas) y después (líneas discontinuas) de calentar las muestras, observando que al calentarlas el periodo disminuye. Las líneas de tendencia son únicamente una guía para el ojo.

Por último, a partir de la gráfica de la figura 2.9, se concluye que un aumento en el espesor de la capa central, la cual introduce la anisotropía perpendicular, supone un aumento en el periodo de las bandas. Además, se observa que las diferencias en la composición también afectan a la anisotropía de las muestras y con ello al periodo de las bandas. Las muestras con $NdCo_7$ tiene bandas con menor periodo, ya que tienen menor anisotropía perpendicular. Este hecho está directamente relacionado con la diferencia entre el espesor crítico para las muestras con $NdCo_5$ y aquellas con $NdCo_7$. Las muestras con $NdCo_5$ tienen un espesor crítico menor, por lo que un aumento en la concentración de cobalto indica una disminución de la anisotropía perpendicular, que a su vez produce una disminución del periodo en los dominios magnéticos a bandas, y un aumento del espesor crítico. También se ha podido comprobar que al calentar las muestras se reduce el periodo, es decir, hay menos imanación fuera del plano. Los datos correspondientes a las muestras con 50 nm de $NdCo_7$ no están presentes en la figura 2.9 porque estas multicapas tienen toda la imanación en el plano, no presentan dominios de bandas.

2.2.3. Magnetómetro de muestra vibrante

Lo siguiente ha sido utilizar el magnetómetro de muestra vibrante (VSM) que mide las propiedades magnéticas basándose en la ley de Faraday. Fue inventado en 1955 y su funcionamiento consiste en colocar una muestra en el seno de un campo magnético uniforme, y si la muestra es magnética su imanación se alinearán con el campo. El momento dipolar que se genera en la muestra crea un campo magnético que depende del tiempo, ya que la muestra se está moviendo hacia arriba y hacia abajo (a lo largo del eje z) con ayuda de un piezoeléctrico que controla el movimiento del portamuestras. Este campo magnético no constante, induce un campo eléctrico en las bobinas receptoras del VSM (figura 2.10) debido a la ley de Faraday. La corriente inducida es directamente proporcional a la imanación de la muestra, de forma que variando el valor del campo uniforme aplicado se obtienen distintos valores de corriente con los que se puede reconstruir un ciclo de histéresis. En nuestro caso todas las medidas se han realizado a temperatura ambiente, aunque este sistema permite obtener medidas a altas y bajas temperaturas.

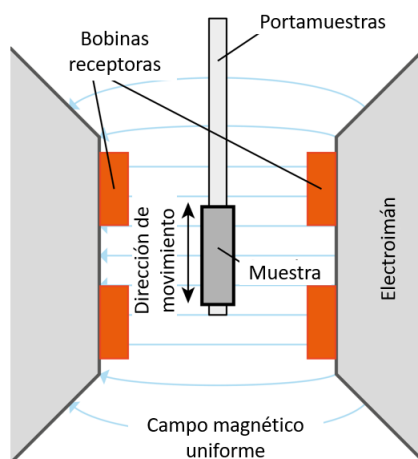


Figura 2.10: Esquema de las partes principales de un VSM.

Con el VSM también se puede medir la curva de remanencia angular (ARM), medida que indica la distribución angular de la anisotropía contenida en el plano.²⁶ Esta curva permite establecer exactamente la orientación del eje fácil y del eje difícil, por lo que antes de obtener los ciclos de histéresis se ha medido para cada muestra una curva ARM. En la figura 2.11 se muestra un ejemplo de una de las curvas de remanencia angular medidas. Es importante tener en cuenta que el campo aplicado en estos casos es paralelo al plano de la muestra, ya que más adelante analizaremos los resultados obtenidos cuando se aplica el campo magnético en perpendicular.

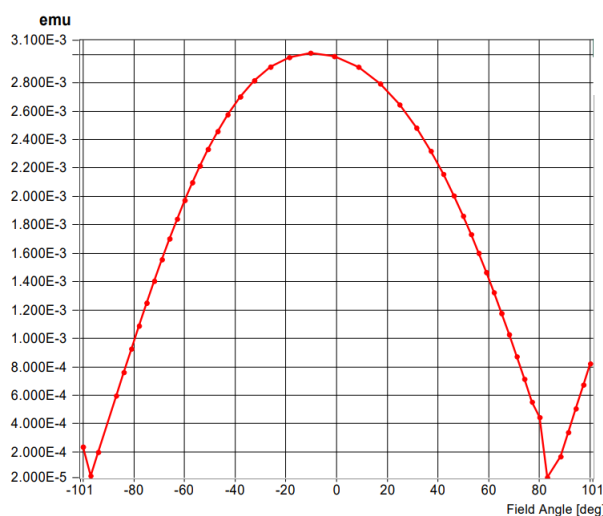


Figura 2.11: Curva de remanencia angular obtenida para la muestra con 50 nm de $NdCo_5$.

Para obtener la curva ARM se comienza orientando la muestra de forma que el campo aplicado sea paralelo a la dirección en la que se cree que se encuentra uno de los ejes de anisotropía, ya sea el fácil o el difícil. A continuación, se aplica el campo magnético hasta alcanzar la saturación, y una vez alcanzada se comienza a retirar lentamente el campo hasta llegar al estado de remanencia. En ese momento se mide la imanación. Posteriormente se gira la muestra y se comienza de nuevo el proceso. El ángulo de giro de la muestra no es constante, ya que a medida que los valores de imanación se acercan a un extremo, los pasos dados por el portamuestras giratorio disminuyen, mejorando así la precisión con la que se obtienen las posiciones del máximo y el mínimo. Al medir la imanación de remanencia en función del ángulo se obtienen dos extremos, un máximo y un mínimo, que se corresponden con las orientaciones del eje fácil y difícil, respectivamente. Cuando el eje de fácil imanación se coloca paralelo al campo, la orientación de la imanación al alcanzar la remanencia será la misma que cuando se ha saturado el sistema. Debido a esto la imanación de remanencia tendrá un valor muy similar a la imanación de saturación, y este será su valor máximo. Partiendo de esta configuración, al ir cambiando la orientación de la muestra respecto al campo, la imanación de remanencia disminuye hasta alcanzar un mínimo. El mínimo se corresponde con la configuración en la que el campo aplicado es paralelo al eje difícil, ya que en este caso al retirar el campo la imanación rota para colocarse en la dirección del eje fácil, por lo que no habrá prácticamente imanación en la dirección del eje difícil.

Por otro lado, en las curvas de remanencia angular obtenidas (figura 2.11) la diferencia de orientación entre el eje fácil y el eje difícil debería ser de 90° , ya que nuestras muestras

tienen anisotropía uniáxica. Además, debido a la colocación seleccionada para el crecimiento por *sputtering*, las orientaciones de los ejes deberían coincidir con 0° y 90° . Como se muestra en la figura 2.11, hay una diferencia de unos 10° con lo esperado, pero se mantiene la diferencia de 90° entre el eje fácil y el difícil.

Los sustratos utilizados para crecer las multicapas son de silicio, que es un material diamagnético. Debido a esto, hay una pequeña contribución del silicio a la imanación medida en los ciclos de histéresis cuando se utiliza la técnica de VSM. Esta contribución es lineal, y es notable a medida que aumenta el campo magnético. En la figura 2.12 se muestran dos de los ciclos obtenidos, señalando la zona en la que se hace presente la contribución diamagnética del silicio. Para la obtención de los ciclos de histéresis en configuración de eje difícil y de eje fácil, se aplica el campo magnético paralelo a la muestra.

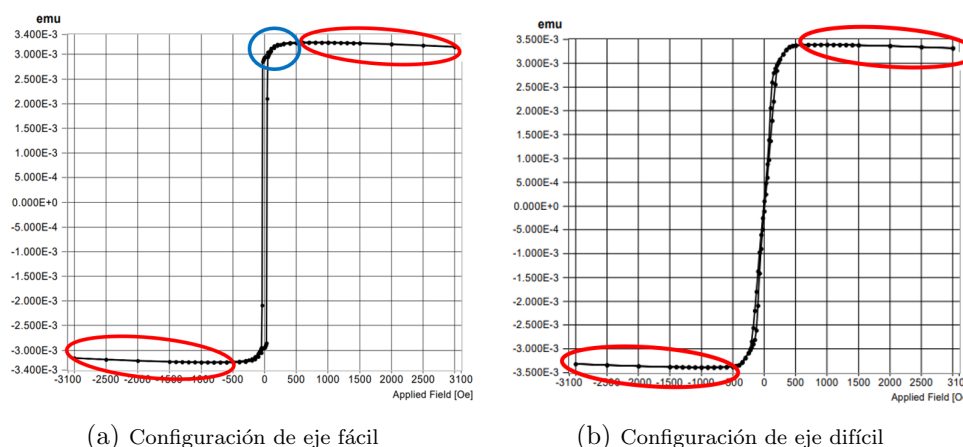


Figura 2.12: Ciclos de histéresis medidos con VSM para la muestra con 50 nm de $NdCo_5$ tras el calentamiento. En rojo se señalan las zonas en las que hay una contribución del silicio. La zona señalada en azul en la figura 2.12a indica la presencia de dominios de banda.

En la figura anterior se muestran los ciclos de histéresis de las muestras con 50 nm de $NdCo_5$ que han sido calentadas, y se puede observar que estos ciclos sí indican la presencia de dominios de banda (zona señalada en azul en la figura 2.12a). El VSM permite corroborar en los ciclos de histéresis la presencia de dominios magnéticos de banda que ya se había observado con MFM, para estas muestras. Utilizando el efecto Kerr, estas muestras parecían tener ciclos cuadrados característicos de imanación en el plano. Esta diferencia se debe a la mayor precisión que proporciona el magnetómetro de muestra vibrante.

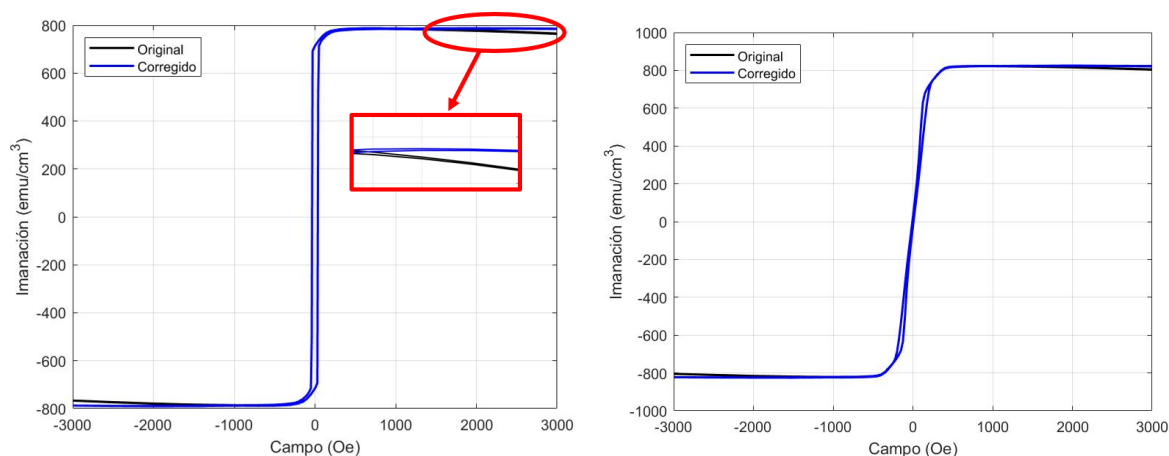
Todas las medidas realizadas con el magnetómetro de muestra vibrante se expresan en el sistema cegesimal de unidades (cgs), concretamente el campo magnético se medirá en Oe y la imanación en emu . La imanación debe expresarse por unidad de volumen, es decir, en emu/cm^3 ,

por lo que se deben dividir los valores iniciales entre el volumen de cada muestra. El espesor se conoce, ya que se ha seleccionado para el crecimiento por *sputtering*, por lo que solo hay que medir el área de las muestras. Por ejemplo, para la muestra con 50 nm de $NdCo_5$ y 10 nm de Py cuyos datos iniciales son los de la figura 2.12, se tiene que:

$$t = 60 \text{ nm} ; a = 7.94 \text{ mm} ; b = 8.52 \text{ mm} \Rightarrow V = 4.06 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3$$

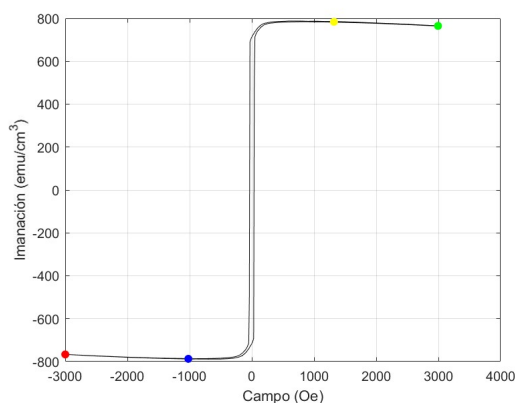
$$M_s^{inicial} = 3.22 \cdot 10^{-3} \text{ emu} \rightarrow M_s^{corregida} = \frac{M_s^{inicial}}{V} = 7.88 \cdot 10^2 \text{ emu/cm}^3$$

Siendo t el espesor y a y b los lados de la muestra. Dividiendo los datos iniciales de imanación por los valores correspondientes de volumen en cada caso, se obtienen ciclos como los de la figura 2.13.



(a) Configuración de eje fácil

(b) Configuración de eje difícil



(c) Puntos seleccionados. Configuración de eje fácil

Figura 2.13: Comparación ciclos de histéresis con (azul) y sin corrección (negro) de la contribución diamagnética, medidos con VSM para la muestra con 50 nm de $NdCo_5$ tras el calentamiento. Se indican también los puntos escogidos para definir la recta que representa la contribución diamagnética del silicio en el caso del eje fácil (2.13c).

Para retirar la contribución diamagnética del silicio se han escogido dos puntos (ver figura 2.13c) y se ha calculado la recta correspondiente. Una vez hecho esto, se restan los valores de la recta a los datos y se obtiene un ciclo de histéresis corregido (ciclos azules en la figura 2.13), en el que las únicas contribuciones a la imanación provienen del ferromagnetismo de la muestra.

Una de las ventajas de este sistema respecto al efecto Kerr transversal disponible en nuestro laboratorio, es que permite medir ciclos de histéresis cuando se aplica un campo perpendicular a la superficie de la muestra, obteniendo así información cuantitativa de la componente imanación perpendicular al plano. El proceso de corrección de los datos es el mismo que en los casos anteriores, pero ahora la contribución diamagnética del silicio es más notable. Esta contribución es más notable porque el efecto diamagnético es proporcional al campo aplicado, y para conseguir la saturación de la imanación cuando se aplica el campo perpendicular a la superficie se deben aplicar campos de hasta 2 T, cuando anteriormente se llegaba solo hasta 0.3 T. Por otro lado, los valores de imanación obtenidos en este caso son más bajos, ya que las muestras tienen gran parte de su imanación en el plano. De ahí también la necesidad de un mayor campo de saturación. Las multicapas fabricadas presentan una anisotropía fuera del plano débil, pero que es suficiente para la generación de bandas. En la figura 2.14 se muestran los ciclos de histéresis obtenidos para la multicapa con 50 nm de $NdCo_5$, antes y después del calentamiento, donde podemos comprobar de nuevo que la mayor parte de la imanación se ha ido al plano al calentar la muestra

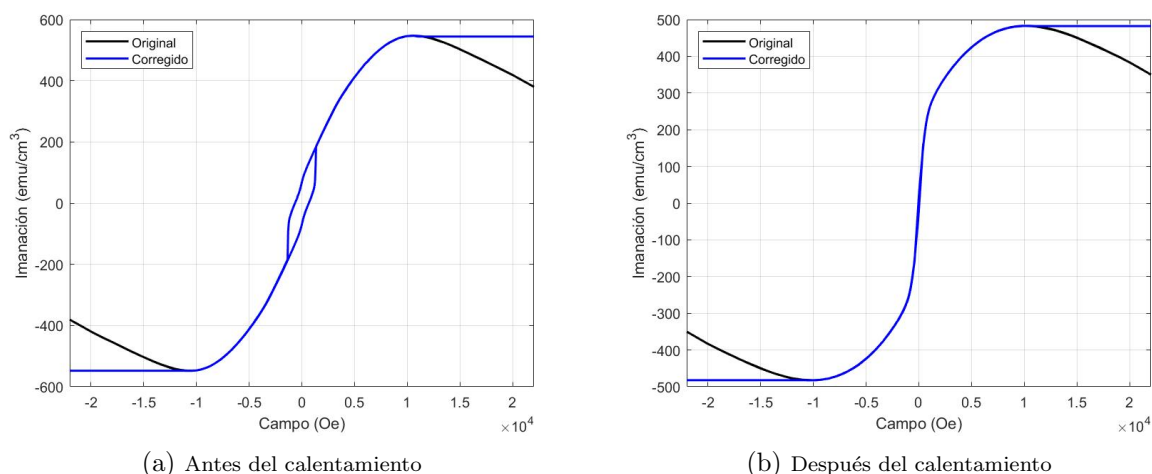


Figura 2.14: Comparación ciclos de histéresis con (azul) y sin corrección (negro) de la contribución diamagnética, medidos con VSM para la muestra con 50 nm de $NdCo_5$ cuando el campo magnético aplicado es perpendicular a la superficie de la muestra.

2.3. Comparación de propiedades magnéticas

Los sistemas de caracterización de muestras magnéticas mencionados, permiten obtener las propiedades magnéticas de los materiales. Concretamente, nos basaremos en los datos del magnetómetro de muestra vibrante para describir el campo de saturación, la imanación de remanencia y la constante de anisotropía en función del espesor y de la temperatura. Cabe destacar que las dependencias obtenidas con los datos del MOKE son idénticas.

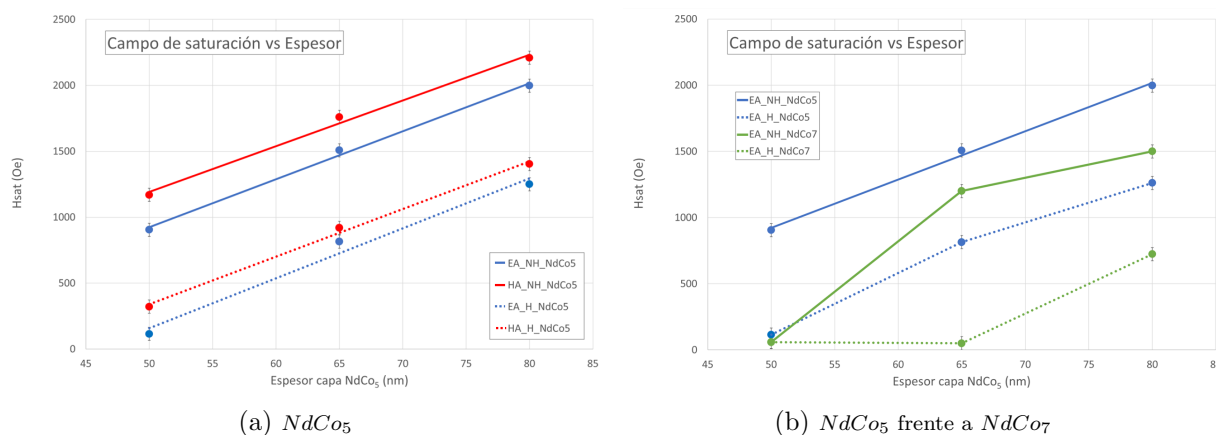


Figura 2.15: Dependencia del campo de saturación con el espesor y con la temperatura. En la figura 2.15a se representa el H_{sat} en función del espesor para las muestras con una capa de $NdCo_5$, tanto las que han sufrido un calentamiento (líneas discontinuas) como las que no (líneas continuas), diferenciando entre las configuraciones de eje fácil (azul) y eje difícil (rojo). En la figura 2.15b se comparan los resultados obtenidos para el eje fácil en las multicapas con $NdCo_5$ y aquellas con $NdCo_7$. Las líneas que unen los datos en el caso del $NdCo_7$ son únicamente una guía para el ojo.

En la figura 2.15 se representa el campo de saturación en función del espesor. Comparando los resultados obtenidos para las muestras con una capa central de $NdCo_5$ (figura 2.15a), se observa como a medida que aumenta el espesor aumenta el campo de saturación. Al aumentar el espesor de la capa central, que es la que presenta anisotropía fuera del plano, hay más imanación orientada perpendicular al plano, por lo que se necesita un mayor campo aplicado para saturar la imanación en una dirección paralela al plano. Se comprueba también que el campo de saturación en la configuración de eje difícil es mayor que el del eje fácil, tanto antes como después del calentamiento, como era de esperar. Por último, se observa una clara disminución del valor necesario para alcanzar la saturación cuando se aplica una temperatura, es decir, cuando se calienta la muestra. El resultado coincide con la disminución de la imanación perpendicular que se ha previsto en los apartados anteriores. Por otro lado, la dependencia con el espesor se mantiene prácticamente constante tras calentar las muestras, ya que no hay ningún caso en el que la imanación esté completamente contenida en el plano para el $NdCo_5$, en todas las muestras antes y después de calentar hay dominios de bandas.

La figura 2.15b compara la configuración de eje fácil del $NdCo_5$ con la del $NdCo_7$, antes y después de calentar. Los valores del campo de saturación de las muestras con 50 nm de $NdCo_7$ son muy bajos, ya que la imanación está contenida en el plano. Lo mismo ocurre con las muestras calentadas de 65 nm de $NdCo_7$ y la de 50 nm de $NdCo_5$, cuyo su valor se acerca bastante al de los ciclos cuadrados ya que la mayoría de la imanación está en el plano. La comparación de las aleaciones indica que el campo de saturación del $NdCo_7$ es menor, confirmando que su anisotropía fuera del plano es más débil. Un aumento en la concentración de cobalto indica una disminución de la anisotropía perpendicular.

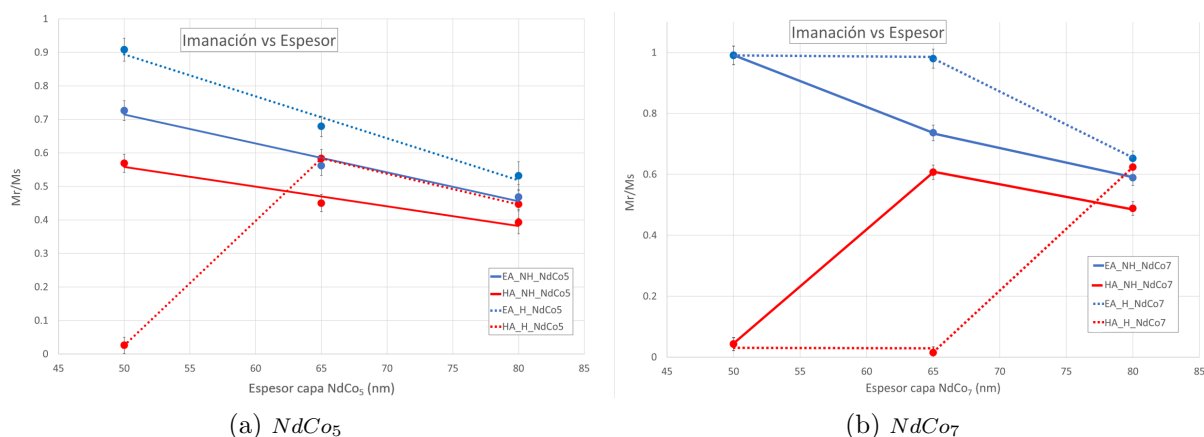


Figura 2.16: Cociente entre la imanación de remanencia y la imanación de saturación en función del espesor, para las muestras calentadas (líneas discontinuas) y no calentadas (líneas continuas) de las multicapas con $NdCo_5$ (2.16a) y $NdCo_7$ (2.16b). Las líneas que unen los datos son únicamente una guía para el ojo.

En la figura 2.16, se representa la dependencia con el espesor de la imanación de remanencia dividida por la imanación de saturación, tanto para las multicapas con $NdCo_5$ (figura 2.16a) como con $NdCo_7$ (figura 2.16b). La dependencia es la misma que si se representa solo la imanación de remanencia, ya que la imanación de saturación es constante si se mantiene la composición de las multicapas. En los casos en los que hay imanación perpendicular al plano, se concluye que la imanación de remanencia es inversamente proporcional al espesor, disminuye a medida que aumenta el espesor. La imanación de remanencia es mayor en las configuraciones de eje fácil, lo que era de esperar. Se ha aplicado un campo en la dirección del eje fácil y se ha saturado la muestra, por lo que al retirar el campo y medir la imanación esta rotará para orientarse paralela al eje de fácil imanación, que en este caso coincide con la orientación inicial. Toda la imanación contenida en el plano está orientada en la dirección del eje fácil, y se está midiendo en esa dirección, por lo que la imanación de remanencia es máxima. Su valor máximo se acerca al valor de la imanación de saturación a medida que se disminuye el espesor, ya que se tiene menos imanación fuera del plano. En cuanto al calentamiento, la imanación de

remanencia aumenta. Esto se debe a que una parte de la imanación se va al plano debido a los cambios en las tensiones en la intercara entre el $NdCo$ y el permalloy. Por otro lado, en los casos en los que la imanación está en el plano se tiene un valor cercano a 1 del cociente $\frac{M_r}{M_s}$ en las configuraciones de eje fácil, es decir, la imanación de remanencia es prácticamente igual a la imanación de saturación. Para las configuraciones de eje difícil, el valor de este cociente es prácticamente cero, es decir, no hay imanación de remanencia. Esto coincide con lo observado en ciclos de histéresis cuando hay anisotropía en el plano, donde la imanación de remanencia en el eje difícil es cero, porque al no aplicar campo toda la imanación se coloca paralela al eje fácil.

Asumiendo que la imanación rota de manera coherente, se puede estimar la constante de anisotropía efectiva a partir de los valores del campo y la imanación de saturación, cuando el campo aplicado es paralelo al plano de la muestra (ecuación 2.7).²³

$$H_{sat} = \frac{2 \cdot K_{eff}}{M_s} \rightarrow K_{eff} = \frac{H_{sat} \cdot M_s}{2} \quad (2.7)$$

En la figura 2.17 se representan los valores obtenidos para el $NdCo_5$ (2.17a) y para el $NdCo_7$ (2.17b). La anisotropía efectiva va aumentando a medida que se aumenta el espesor, tanto en las muestras calentadas como en las originales. Para el $NdCo_7$ se observa como en los casos en los que se tiene imanación en el plano, la constante de anisotropía se mantiene igual al aumentar el espesor.

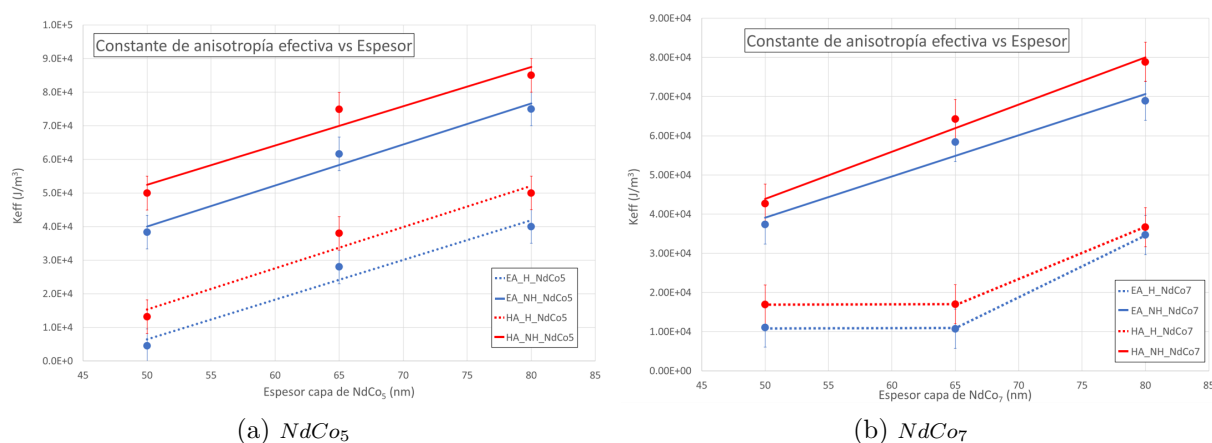


Figura 2.17: Constante de anisotropía efectiva en función del espesor para las muestras calentadas (líneas discontinuas) y no calentadas (líneas continuas) de las muestras con $NdCo_5$ (2.17a) y $NdCo_7$ (2.17b). Las líneas que unen los datos son únicamente una guía para el ojo.

En la figura anterior, se observa una dependencia lineal y directamente proporcional de la anisotropía con el espesor porque se está considerando la anisotropía efectiva. Esta anisotropía tiene en cuenta el factor de forma de la lámina, es decir, tiene en cuenta la anisotropía relacionada con el término de energía desimanadora. La energía desimanadora relaciona la imanación del material con la forma macroscópica del mismo, y debe su nombre a las cargas superficiales de las láminas delgadas, las cuales generan un campo magnético en el interior del material que se opone a la orientación inicial de la imanación.²⁷

Capítulo 3

Fabricación de micropuentes mediante litografía óptica

Uno de los objetivos principales de este trabajo es observar el movimiento de defectos topológicos cuando se aplica una corriente. Para ello se deben fabricar multicapas magnéticas que presenten una sección muy pequeña, de forma que la densidad de corriente en este área sea muy alta y puedan tener lugar los efectos de *spin transfer torque* (STT), que en principio son los responsables de estos movimientos. La sección viene dada por el espesor de la multicapa, que es del orden de 100 nm, y una de las direcciones de la superficie de la muestra. Debido a esto, se debe establecer un patrón del orden de $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$ sobre la superficie de la muestra, y será aquí donde se realicen las medidas. Se escoge este tamaño ya que para materiales como el permalloy el STT comienza a tener efecto con densidades de corriente del orden de $10^{12}\ \text{A}/\text{m}^2$.¹⁰ El proceso que permite crear patrones micrométricos sobre sustratos es la litografía. Hay muchos tipos de litografía, como la litografía por haz de electrones, la litografía láser, la litografía de rayos X o la litografía óptica.²⁸

En este capítulo nos centraremos en la litografía óptica, que utiliza una fuente de luz ultravioleta y una máscara para transferir patrones a distintos tipos de sustratos.

3.1. Proceso de litografía

La litografía óptica se utiliza principalmente para la fabricación de dispositivos semiconductores o circuitos integrados, siendo la nanoelectrónica el campo en el que más se aplica, ya que permite proyectar un patrón de hasta unos 35 nm.

El proceso consiste en transferir un patrón desde una máscara a la superficie de un sustrato, con la ayuda de una fuente de luz ultravioleta, pero consta de varios pasos. El proceso de litografiado comienza con la preparación del sustrato que generalmente es una oblea de silicio, es decir, cortando y limpiando el silicio con acetona e isopropanol, en ese orden. A continuación se aplica una resina fotosensible sobre la muestra, la cual cambiará sus propiedades al exponerse a luz ultravioleta (paso 1 figura 3.1a). Para que la resina se distribuya uniformemente sobre el sustrato, se coloca la muestra sobre un dispositivo de recubrimiento giratorio, más conocido por su nombre en inglés, *spin coater*. Tanto la velocidad como el tiempo de giro en el *spin coater* afectan a la disposición de la resina sobre la muestra, sobre todo al espesor de la misma. Cada resina viene calibrada con una serie de tablas y gráficas que nos permiten establecer los valores de tiempo y velocidad en función del espesor de resina que se quiera tener. Para fijar la resina sobre el sustrato de silicio, se coloca la muestra sobre un calentador, un *hot plate* o se introduce en un horno. La temperatura y el tiempo que pasa la muestra sometida a una temperatura depende del tipo de resina y del espesor de la misma, pero también del sustrato o muestra sobre el que se realice la litografía, ya que las altas temperaturas pueden cambiar la propiedades de algunos materiales como hemos visto en el capítulo anterior.

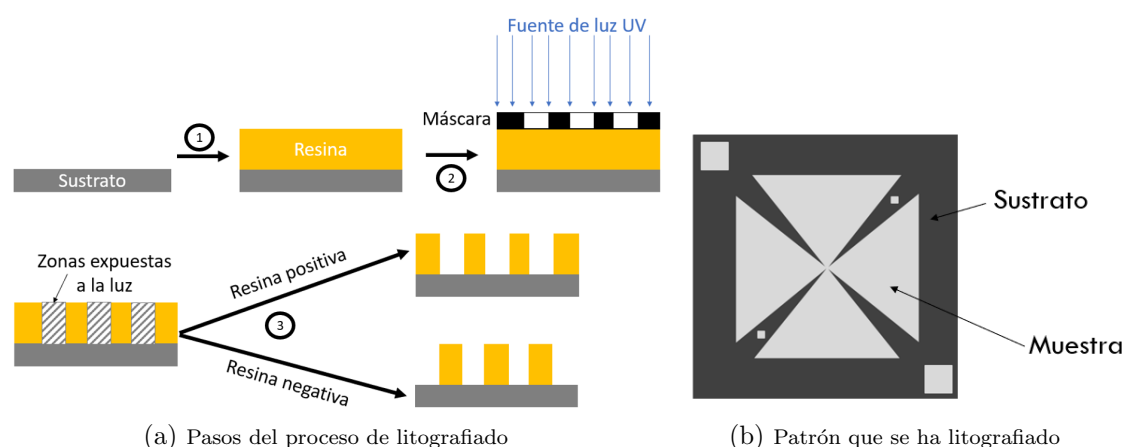


Figura 3.1: Esquema con los pasos del proceso (figura 3.1a) y del patrón (figura 3.1b) de litografiado utilizado para la creación de nuestras estructuras.

El siguiente paso es introducir la muestra en el dispositivo que realizará la litografía óptica. Se utiliza una máscara con áreas opacas y transparentes, en la que se encuentra el patrón que se quiere establecer en la muestra. La máscara se coloca entre la muestra y la fuente de luz, de forma que se exponen a la luz solo unas zonas de la resina (paso 2 figura 3.1a). Tras alinear la máscara y la muestra correctamente se procede a la exposición a la luz, que puede ser desde unos pocos segundos hasta cerca de un minuto, y que en este caso será de 18 segundos.

Finalmente se introduce la muestra en un revelador que ataca las zonas que han sido expuestas a la luz o las que no, dependiendo del tipo de resina (paso 3 figura 3.1a). Para este trabajo se ha utilizado una resina positiva, de forma que el revelador ataca las zonas expuestas a la luz y queda grabado sobre la muestra el patrón dado por las zonas transparentes de la máscara. El tiempo que se expone la muestra a la luz y el tiempo de revelado son de gran importancia, y dependen de nuevo del tipo de resina y su espesor, ya que la resina reacciona al ataque químico del revelador y deja el patrón marcado sobre el sustrato. Estos tiempos afectan al perfil del patrón dibujado, de forma que si se expone la muestra durante demasiado tiempo o no se deja el suficiente en el revelador, se produce un *undercut*. Si en cambio se expone durante poco tiempo o se deja demasiado en el revelador, ocurre lo contrario. En la figura 3.1b se muestra un ejemplo del patrón que se ha litografiado en nuestras muestras, siendo las zonas grises las transparentes a la luz.

En este caso el dispositivo utilizado se basa en la litografía óptica de contacto, en la que la máscara entra en contacto con la capa de resina de la muestra. Una de las principales desventajas de este método es que se daña la máscara debido al contacto, pero a cambio se tiene una buena resolución que permite fabricar patrones de hasta $0.5 \mu\text{m}$. La necesidad de que haya contacto entre la máscara y la muestra, disminuye la uniformidad y la resolución posible a lo largo de la máscara. Una forma de mejorar este problema es utilizar máscaras finas y flexibles que permitan un mejor contacto sobre todo el sustrato. En nuestro caso esto no es un problema ya que se utilizan sustratos muy pequeños (alrededor de $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$) en comparación con el tamaño de la máscara. Otro tipo de litografía óptica es la litografía de proximidad, en la que la máscara no está en contacto con la muestra, pero tampoco está muy lejos de la misma. Hay una pequeña separación entre máscara y muestra que suele ser de $20 \mu\text{m}$ o $50 \mu\text{m}$. Las máscaras utilizadas en este método tienen mayor vida útil, pero la resolución que se obtiene es peor que en el método de contacto. Esto se debe a la difracción de la luz que se produce al pasar la misma por las rendijas que conforman el patrón a litografiar. La resolución puede

mejorarse disminuyendo el espacio entre la máscara y la muestra o utilizando una iluminación con menor longitud de onda. También existe una técnica de litografía por proyección en la que la máscara está muy lejos de la muestra y se utilizan dispositivos ópticos de proyección para establecer el patrón en la muestra. El sistema cuenta con una lente de objetivo que recoge la luz difractada de la máscara y la proyecta sobre el sustrato. Esta técnica es la de mayor resolución, pero también la más costosa. La resolución en este caso, depende de la longitud de onda y la coherencia de la luz incidente con la apertura numérica de la lente, de forma que para cada apertura numérica se tiene una determinada resolución. En la figura 3.2 se muestra un esquema de cada uno de los tres métodos mencionados.

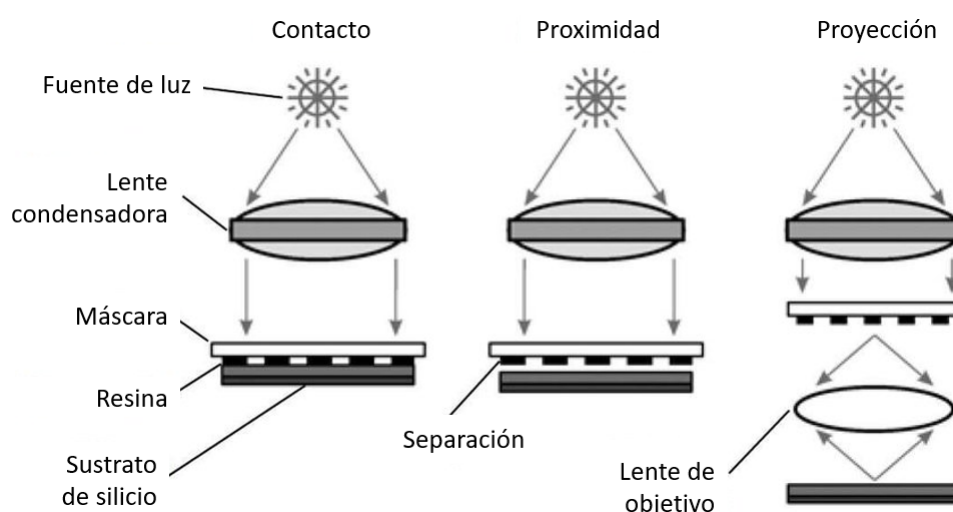


Figura 3.2: Representación de los distintos tipos de litografía óptica en función de la separación entre la máscara y el sustrato.

3.2. Optimización

El resultado de una litografía depende de una gran cantidad de parámetros, algunos de los cuales se pueden ajustar en función de lo que se quiera obtener. Los principales parámetros que se deben establecer son la velocidad de giro y el tiempo del *spin coater*, la temperatura y el tiempo que se mantiene la muestra en el *hot plate*, el tiempo de exposición a la luz ultravioleta, y el tiempo de revelado. Todos ellos dependen, entre otras cosas, de la resina utilizada. Concretamente, para este trabajo se han utilizado dos resinas diferentes. Se aplica primero una capa de la resina LOR-3B y se calienta la muestra para fijarla. A continuación, se deposita una segunda capa de una resina positiva, la S-1813, y una vez fijada se procede con la exposición. La razón por la que se utilizan estas dos resinas es porque el proceso en el que

se retira la resina para que quede establecido el patrón, se lleva a cabo mejor si se tiene esta doble capa. La doble capa favorece la aparición de un *undercut*, de forma que el depósito de la lámina delgada será discontinuo, como se muestra en el esquema por pasos de la figura 3.3.

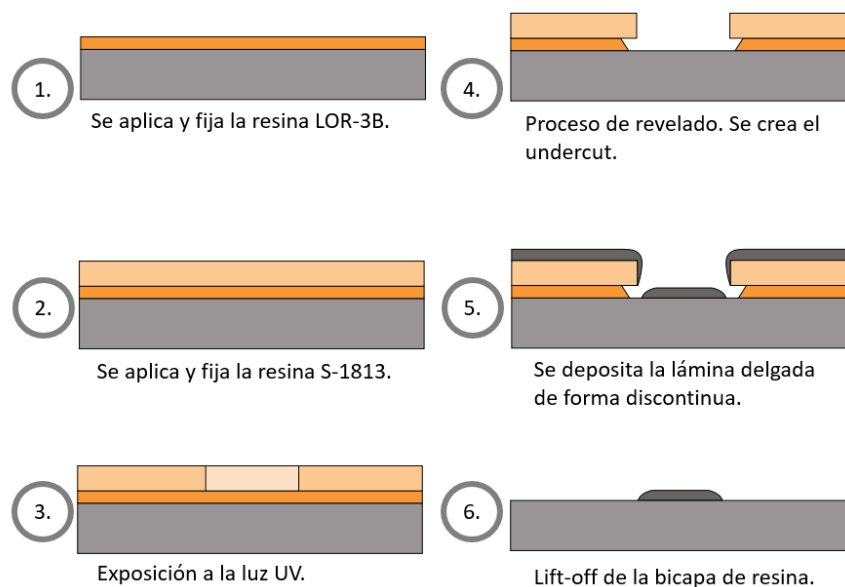


Figura 3.3: Esquema por pasos de la aplicación y funcionamiento de la litografía óptica si se utilizan dos resinas. En los pasos 5 y 6 se muestran los resultados que se obtienen cuando se deposita una lámina delgada sobre la muestra y se retira la resina, siendo este último paso el conocido como *lift-off*.²⁹

El tiempo de exposición a la luz ultravioleta son 18 segundos. Este valor se ha mantenido constante y no ha sido necesario calibrarlo, ya que ya se había realizado anteriormente. En cuanto al tiempo y la temperatura del *hot plate*, se han utilizado los valores tabulados en la ficha técnica de la resina LOR-3B.²⁹ Para la capa de resina inicial, la de LOR-3B, se calentará la muestra a 180°C durante 4'10". Una vez depositada la capa de S-1813, se mantendrá la muestra en el *hot plate* a 115°C durante 1 minuto.

3.2.1. Velocidad *spin coater*

Una vez aplicada la resina, para que se extienda por la superficie del sustrato de manera uniforme, se coloca la muestra en el *spin coater*. La velocidad de giro de este dispositivo afecta al espesor final de la capa de resina. Para cada tipo de resina se proporcionan en la ficha técnica una serie de gráficas en las que se muestra la dependencia del espesor con la velocidad. En la figura 3.4a se representa el espesor de la capa de resina en función de la velocidad de giro, para las distintas resinas de tipo LOR-B. Para mantener un espesor alrededor de 500 nm en la primera capa de resina, se han analizado cuatro velocidades de giro: 2000 rpm, 3000 rpm,

4000 rpm y 5000 rpm. Como se puede comprobar en la figura 3.4a la resina del tipo LOR-3B mantiene un espesor alrededor de 500 nm para todas las velocidades de giro analizadas, pero el espesor exacto se conocerá una vez se haya escogido la velocidad que se quiere utilizar en función de la homogeneidad y el *undercut* observado en cada caso, como veremos a continuación.

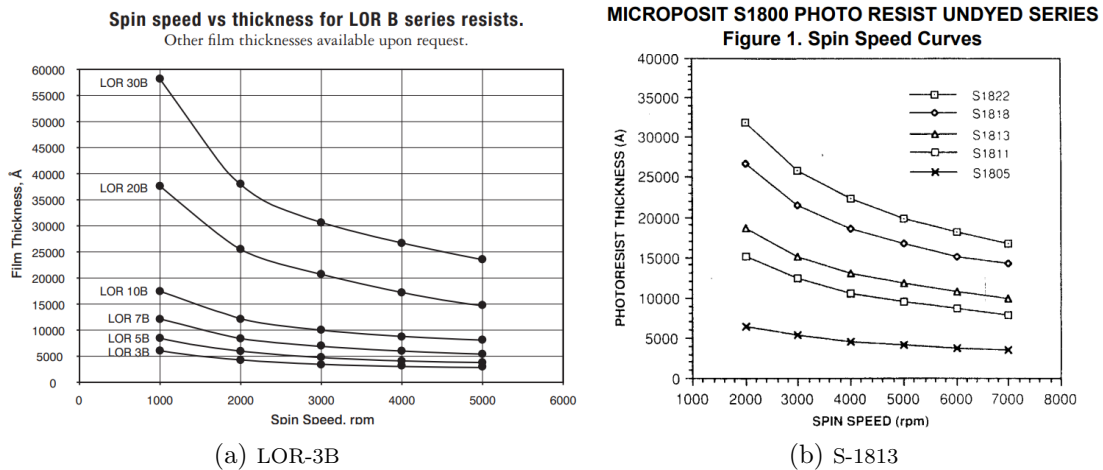


Figura 3.4: Espesor de la capa de resina frente a la velocidad de giro del *spin coater* para las distintas resinas del tipo LOR-B (3.4a) y para las del tipo S-18 (3.4b).^{29,30}

Para todos los casos se mantiene un tiempo de giro de 30 segundos. La homogeneidad de la capa de resina es crucial para obtener una buena litografía y para que al realizar el *lift-off* se mantenga el patrón escogido. Debido a que los sustratos utilizados son pequeños, es complicado conseguir una distribución uniforme. Por ello se han analizado distintas velocidades de giro, para poder escoger la que proporciona mayor homogeneidad y un *undercut* razonable. En la figura 3.5 se muestran los resultados obtenidos para velocidades de 2000 rpm (figura 3.5a) y 5000 rpm (figura 3.5b).

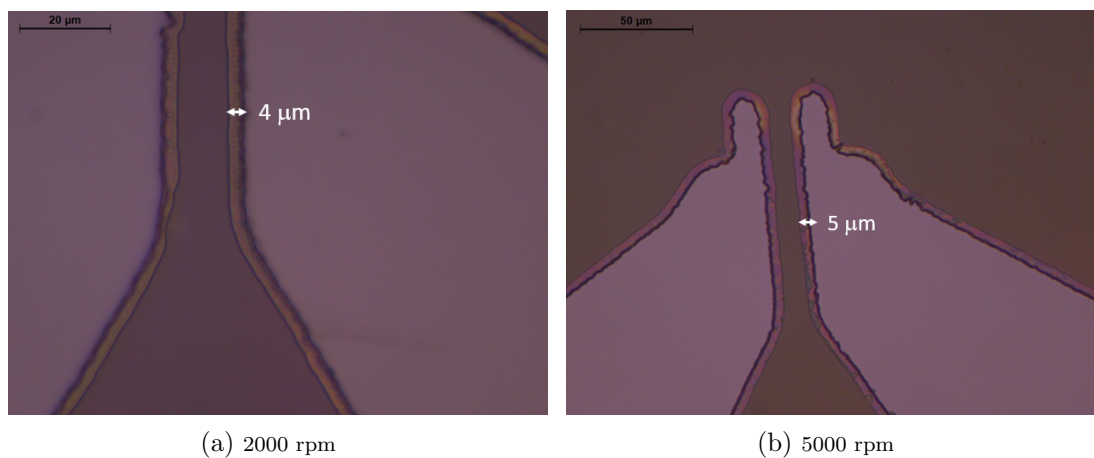


Figura 3.5: Medida del undercut en dos muestras cuando se cambia únicamente la velocidad de giro del *spin coater*, de 2000 rpm (3.5a) a 5000 rpm (3.5b).

El *undercut* que se obtiene es similar en todos los casos, aunque aumenta con la velocidad. Esto se debe a que, al aumentar la velocidad, el espesor de la capa de resina disminuye. Al mantener constantes los parámetros del resto de pasos, menor espesor conlleva mayor ataque del revelador, generándose un mayor *undercut*. Por otro lado, se ha obtenido mayor homogeneidad cuanto menor es la velocidad, ya que al ser sustratos pequeños se generan acumulaciones de resina en las esquinas que aumentan su tamaño al aumentar la velocidad de giro. Por todo ello, se ha concluido que los parámetros adecuados del *spin coater* son 2000 rpm durante 30".

En cuanto a las características utilizadas para la segunda capa de resina, se han mantenido constantes. La muestra se coloca en el *spin coater* durante 1 minuto a una velocidad de 5000 rpm. Basándose en la dependencia del espesor con la velocidad dada en la ficha técnica (figura 3.4b), estas características se corresponden con un espesor de la capa de resina de 1200 nm.

3.2.2. Tiempo de revelado

El último parámetro que se ha calibrado es el tiempo de revelado. Para este trabajo se utilizará el revelador MF-319, que es el que se recomienda en las fichas técnicas para ambos tipos de resina. El tiempo de revelado es crucial para la definición del *undercut* y del patrón en general, ya que es el proceso en el que se retira la resina que se ha expuesto a la luz ultravioleta. Se ha estudiado el *undercut* producido utilizando 4 tiempos de revelado: 45, 48, 50 y 52 segundos. Como ya se ha indicado anteriormente, para mejorar el proceso de *lift-off* y que se retire con más facilidad la capa de resina y de material que no se desea, el *undercut* debe ser lo suficientemente grande. Se ha comprobado que, al aumentar el tiempo de revelado, aumenta notablemente el *undercut*. En la figura 3.6 se muestran los resultados obtenidos para 3 casos distintos.

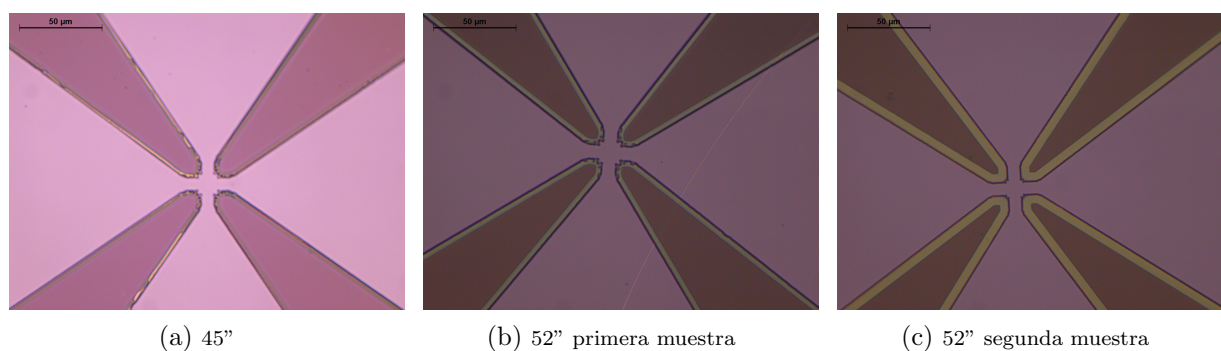


Figura 3.6: Imágenes de la variación en el *undercut* cuando se cambia el tiempo de revelado, y comparación entre una muestra introducida con el revelador nuevo (3.6b) y otra con él ya usado para el primer revelado (3.6c).

Cuanto menor es el tiempo de revelado, hay una mayor cantidad de resina que se queda en los bordes y se genera un menor *undercut*. Además, se ha comprobado que la primera muestra que se introduce en el revelador proporciona un peor resultado, en comparación con la segunda muestra que se introduce en el revelador ya utilizado. Las primeras muestras tienen menor *undercut* y más cantidad de resina en los bordes. La dependencia con el tiempo de revelado y la variación entre que el revelador sea nuevo o no, se observa más claramente en la representación de la figura 3.7. El tamaño del *undercut* aumenta notablemente al alcanzar los 52 segundos de revelado, sobretodo si se tiene en cuenta la muestra que se introduce en el revelador usado. Para tiempos más cortos, la diferencia entre la primera y la segunda muestra es menor, así como la diferencia entre un tiempo y otro.

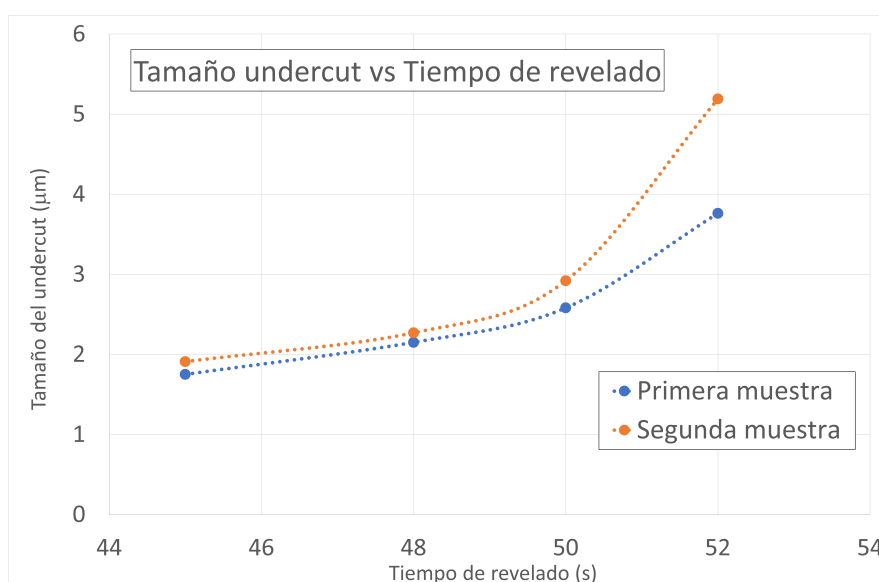


Figura 3.7: Representación del tamaño del *undercut* medido en μm en función del tiempo de revelado medido en segundos. Las líneas de tendencia son únicamente una guía para el ojo.

Debido a todo esto, se ha establecido que el tiempo óptimo de revelado son 52 segundos, y que la muestra debe introducirse cuando el revelador ya ha sido utilizado una vez. No se continua aumentando el tiempo de revelado porque el *undercut* obtenido ya es suficientemente grande, y un mayor tamaño podría producir la rotura del patrón deseado.

3.3. Resultados y primera caracterización

Una vez se han establecido las condiciones adecuadas para la litografía, se han obtenido los resultados que se muestran en la figura 3.8. La imagen 3.8a es de una muestra con sustrato de silicio, como el que se ha utilizado anteriormente. En cambio, la imagen 3.8b es el resultado de realizar la litografía sobre una membrana. En este último caso el sustrato es una parte de una oblea de silicio de 5 mm x 5 mm, pero en el centro del mismo hay un agujero cubierto con una membrana de nitruro de silicio de $250\ \mu\text{m}$ x $250\ \mu\text{m}$ y cuyo espesor es de 200 nm (la zona amarilla de la imagen 3.8). El objetivo final es fabricar muestras con esta membrana, para permitir el paso de los rayos X a través de ella y poder realizar medidas del magnetismo de la lámina delgada que se deposita sobre ella, utilizando microscopía por transmisión de rayos X.

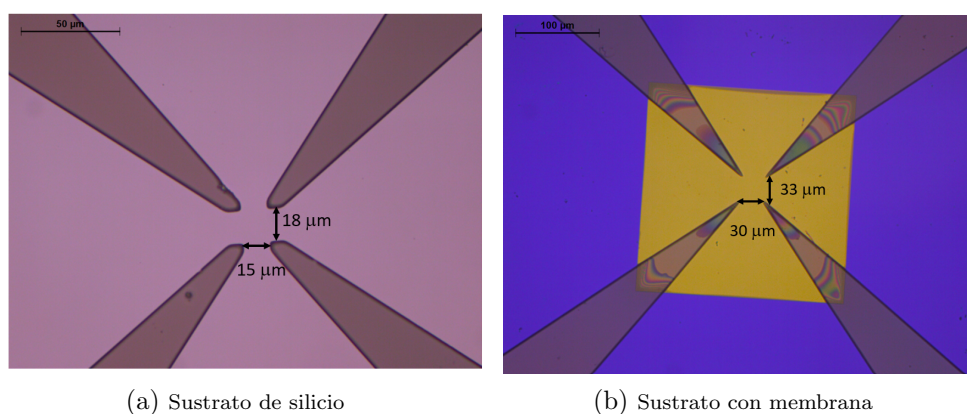


Figura 3.8: Dos ejemplos de los resultados obtenidos una vez se han optimizado los parámetros de la litografía. La imagen 3.8a muestra el resultado cuando se utiliza un sustrato de silicio, mientras que en la imagen 3.8b se ha utilizado un sustrato con una membrana.

El resultado que se muestra en la membrana de la figura 3.8b no coincide exactamente con el patrón escogido, ya que se observa un ensanchamiento de la zona central. Debido a un problema con la fuente de luz UV del dispositivo de litografía, se ha utilizado otro sistema de exposición que es mucho menos preciso. La principal diferencia en cuanto a la precisión se debe a que el sistema de iluminación original colima el haz de luz con un espejo parabólico, de forma que los rayos son paralelos entre sí. Para obtener resultados coherentes se han recalibrado algunos de los parámetros, de forma que el tiempo de exposición con este sistema es de 45 segundos, y para el revelado se requieren únicamente 10 segundos.

El siguiente paso para la fabricación de las muestras es depositar una lámina delgada utilizando sputtering (paso 4 de la figura 3.10). El objetivo es que haya una multicapa solo en las zonas de la muestra cuya resina se había visto expuesta a la luz, es decir, en las zonas en

las que la máscara que era transparente a la luz. Tras el revelado estas zonas estarán libres de resina, por lo que se puede depositar la multicapa sobre el sustrato de silicio. La estructura de la lámina a depositar es al que se indica en la figura 3.9.

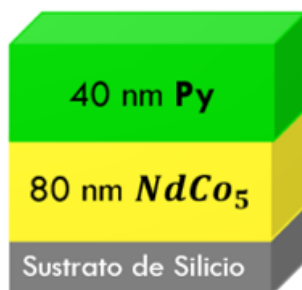
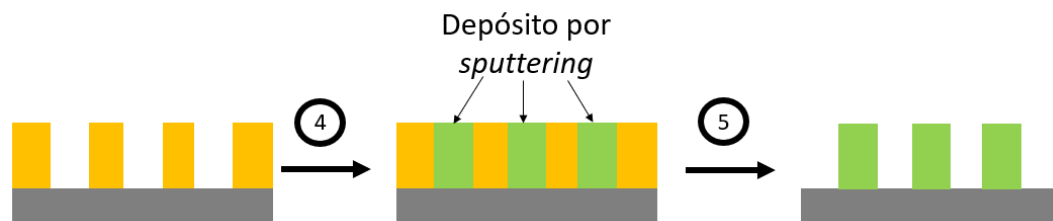


Figura 3.9: Esquema de la estructura de la multicapa depositada sobre el patrón litografiado en los sustratos con silicio y con una membrana.

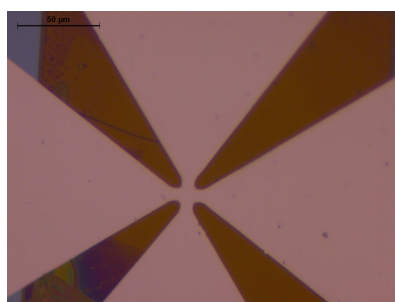
Se ha escogido un espesor de 80 nm para la capa de $NdCo_5$ debido a la dependencia de la anisotropía efectiva con el espesor, que provoca un aumento de la imanación fuera del plano al aumentar el espesor, como se ha visto en el capítulo anterior. Esta imanación fuera del plano provoca la generación de dominios de banda. La capa superior es de 40 nm de Py, de forma que la imanación tienda a colocarse paralela al plano en la superficie, generando dominios de cierre y pares vórtice-antivórtice. El espesor es de 40 nm ya que cuanto más permalloy haya mayor periodo tendrán las bandas de la configuración de dominios a bandas, facilitando su observación.

Una vez depositada la multicapa se retira la resina sobrante, llevándose también las partes de material que se encuentran encima de esta resina (paso 5 de la figura 3.10). Así, quedará solo una lámina delgada que tiene el patrón que se había escogido para litografiar. Este proceso se conoce por su nombre en inglés, *lift-off*, y se lleva a cabo con DMSO. DMSO son las siglas con las que se conoce al dimetilsulfóxido, un líquido orgánico incoloro que se puede utilizar como disolvente orgánico industrial o como criopreservante. En nuestro caso, este producto se utiliza para retirar los restos de los dos tipos de resina utilizados. En las muestras cuyo sustrato es solo silicio, el *lift-off* no presenta ningún problema, ya que se pueden introducir las muestras en ultrasonidos para ayudar a retirar la resina. En cambio las muestras con una membrana en su centro no se pueden introducir en ultrasonidos, ya que esta se rompe. Aquí cobra gran importancia el *undercut* generado por la bicapa de resina y que se muestra en el paso 5 de la figura 3.3. Debido a esta doble capa la lámina delgada se deposita de forma discontinua, lo que

facilita que se rompa y se separe cuando se retira la resina sobrante. La figura 3.10b es una imagen del resultado obtenido en una de las muestras tras haber realizado el proceso de *lift-off*.



(a) Sputtering (paso 4) y *lift-off* (paso 5)



(b) Resultado

Figura 3.10: La figura 3.10a es un esquema de los últimos pasos necesarios para fabricar las muestras tras utilizar litografía. Mientras que la figura 3.10b es el resultado obtenido para una de las muestras.

El objetivo de este trabajo es el control magnetoeléctrico de defectos topológicos, por lo que es necesario aplicar corriente a las muestras fabricadas. Para introducir la corriente se deben colocar contactos sobre la muestra, concretamente habrá cuatro contactos, uno en cada sección del patrón litografiado como se indica en la figura 3.11.

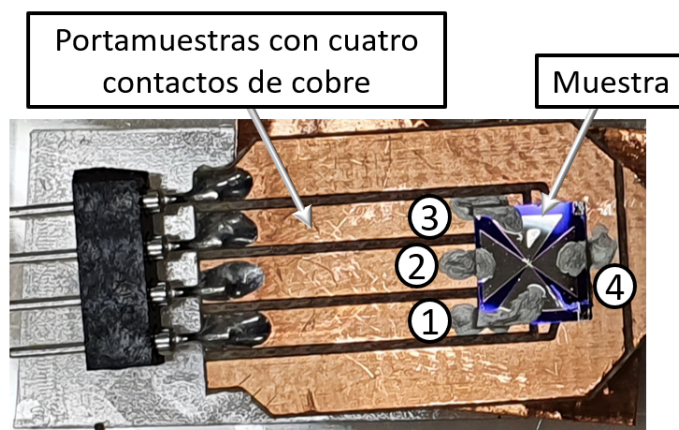


Figura 3.11: Colocación y contactos de una de las muestras sobre su portamuestras de cobre. De la parte final del portamuestras salen 4 pines por lo que se introducirá la corriente.

Debido a la fragilidad de la membrana y el tamaño milimétrico de la muestra, que es de 5 mm x 5 mm, los contactos no se pueden soldar directamente. Se han utilizado dos métodos para establecer los contactos: primero utilizando un sistema de *Wire-Bonding*; y posteriormente con pintura de plata. El *Wire-Bonder* es un dispositivo de microsoldadura que se utiliza principalmente para hacer interconexiones en circuitos. Es una de las técnicas más efectivas debido a su gran flexibilidad y poco coste. El dispositivo permite realizar contactos aplicando o no temperatura, siendo este último nuestro caso. Se ha utilizado un hilo de aluminio con 25 μm de diámetro. Con la ayuda de una aguja se realizan los contactos apretando y aplicando ultrasonidos durante 100 ms con una frecuencia fija. Dependiendo del material que se utilice para contactar, y de la composición de la muestra, se puede ajustar tanto la fuerza con la que ejerce presión la punta, como la duración y la potencia de los ultrasonidos. Es importante tener en cuenta que el sistema es direccional, y que se deben establecer los dos contactos de un hilo seguidos. Se ha escogido un hilo de aluminio porque permite realizar los contactos, tanto sobre la multicapa como sobre el portamuestras de cobre, sin utilizar temperatura, la cual afectaría al magnetismo de la muestra. Tras realizar los contactos se ha medido la resistencia de los mismos con el método de dos puntas, obteniendo que con portamuestras de cobre la resistencia es de 120Ω . Esta resistencia de contacto es bastante alta, por lo que se han realizado los contactos utilizando pintura de plata (figura 3.11). La pintura de plata permite reducir las resistencias de contacto hasta valores entre 35Ω y 50Ω , que son comparables a la resistencia de la multicapa y casi 3 veces menores que en los contactos realizados con *Wire-bonder*.

3.3.1. Medida de la resistencia

Una vez se ha fabricado la multicapa con el patrón deseado, y tras establecer los contactos, se ha medido su resistencia utilizando el método de cuatro puntas. Como se muestra en la figura 4.8a, se ha medido una curva de voltaje en función de la intensidad cuando esta toma valores en escala logarítmica entre $1\mu\text{A}$ y 10mA . La resistencia de la muestra se corresponde con la pendiente de la recta, siendo $R = 46.7\Omega$.

Los datos obtenidos siguen la tendencia lineal esperada, menos cuando se aplica una corriente muy baja, de $1\mu\text{A}$. Para este valor de la corriente el voltaje obtenido se sale completamente del comportamiento lineal. Cuando no se aplica ninguna corriente el valor de voltaje que mide por defecto el sistema es de 0.19mV , lo que proporciona el error sistemático del dispositivo. Al

aplicar una corriente de $1 \mu\text{A}$ el voltaje medio medido es de 0.21 mV , es decir, está muy cerca de la resolución del sistema, por lo que no se puede considerar un dato fiable.

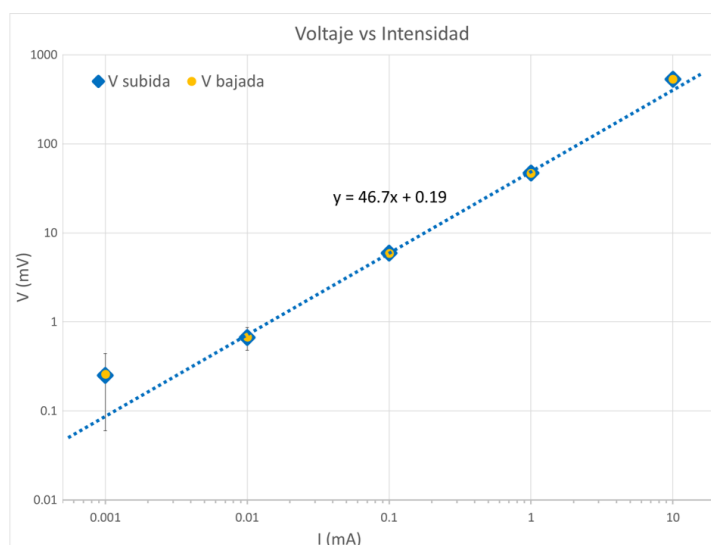


Figura 3.12: Representación del voltaje en función de la corriente continua aplicada. Se han tomado medidas a medida que se aumenta (azul) y se disminuye (amarillo) la corriente, obteniendo los mismos resultados.

Por otro lado, esta medida en la que se aplica corriente continua permite analizar a partir de que valor se calienta la muestra, pudiendo llegar a dañarse el patrón de litografía creado. Con 10 mA se comienzan a observar los efectos del calentamiento, ya que aumenta la resistencia hasta 52Ω separándose de la tendencia lineal. Para estudiar el movimiento de los defectos topológicos en nuestras muestras se utilizará una fuente de corriente pulsada, por lo que los efectos de calentamiento observados se reducirán significativamente. Se utilizan pulsos de corriente porque permiten que aumente la densidad de corriente notablemente (que es el objetivo ya que se quiere alcanzar el rango que permita observar el SST) sin sobrecalentar la muestra, es decir, protegiendo el dispositivo.

Capítulo 4

Movimiento de texturas magnéticas con corriente pulsada

En este capítulo se presentarán los resultados obtenidos gracias a la colaboración con el sincrotrón ALBA de Barcelona. Utilizando la microscopía de transmisión de rayos X se estudia la configuración de la imanación en las muestras fabricadas, y gracias al diseño del microscopio, se puede establecer un circuito eléctrico que permita la introducción de pulsos de corriente en la muestra a la vez que se obtienen imágenes de la configuración de la imanación. Es decir, se realizan medidas *in-situ* de los cambios producidos en las muestras, fabricadas tal y como se indica en la sección anterior, debidos al paso de corriente.

4.1. Microscopía de transmisión de rayos X

El sincrotrón es un tipo de acelerador de partículas que proporciona haces de rayos X intensos y sintonizables. La radiación sincrotrón se genera cuando partículas cargadas, en concreto electrones, se mueven a velocidades muy altas. Por ello, en estas instalaciones los electrones se aceleran hasta alcanzar velocidades cercanas a la velocidad de la luz. La principal diferencia con los aceleradores lineales, es que en un sincrotrón las partículas se mantienen circulando en un anillo, es decir, en una órbita cerrada. Tangencialmente a la trayectoria de estas partículas, se generan y emiten rayos X con un amplio espectro de energías, que permiten observar con gran nivel de detalle todo tipo de materiales sometidos a distintas condiciones de presión o temperatura, por ejemplo. Debido a esto, se colocan las líneas de luz o *beamlines* tangenciales al

anillo de almacenamiento principal. Las *beamlines* son extensiones que recogen los rayos X, y en cuyos extremos se encuentran las estaciones experimentales donde se realizan los experimentos y se analizan los datos. Para la realización de este trabajo se ha contado con la colaboración del sincrotrón ALBA de Barcelona, que nos ha permitido utilizar la línea BL09-MISTRAL. Esta línea se caracteriza por el uso de la microscopía de transmisión de rayos X (TXM) para la obtención de datos. TXM es una técnica de imagen con rayos X de alta resolución que presenta un campo de visión completo. La principal ventaja de utilizar rayos X como elementos de sondeo, en vez de electrones o luz infrarroja, es que los rayos X tienen un gran poder de penetración y permiten observar las estructuras internas de materiales tridimensionales.³¹ Otra ventaja es la gran sensibilidad al elemento que se quiere estudiar, lo cual en un sistema multicapa permite obtener imágenes independientes de las distintas capas, sintonizando la energía al borde de absorción del elemento de interés. En la figura 4.1 se muestra un esquema con los componentes principales y la disposición de estos microscopios.

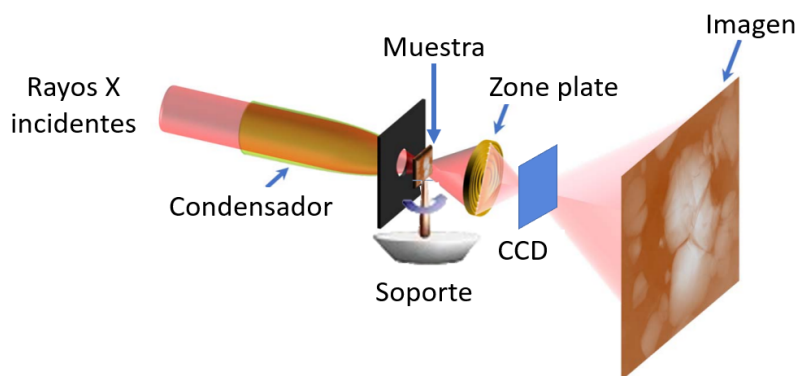


Figura 4.1: Esquema de la disposición de los principales componentes de un sistema de microscopía de transmisión de rayos X.³¹

En la primera parte del sistema se utiliza un monocromador para conseguir obtener un haz monocromático. A continuación, este haz es lanzado y pre-focalizado empleando una serie de espejos. El siguiente componente de la línea es un condensador, cuya posición se muestra en la figura 4.1, y que enfoca el haz sobre la muestra. La muestra está colocada en un soporte giratorio que permite el alineamiento y la realización de rotaciones alrededor de un eje perpendicular al haz de rayos X. A continuación hay colocada una *zone plate*, un dispositivo que funciona como una lente de objetivo permitiendo enfocar la imagen, y cuya principal diferencia con las lentes tradicionales es que se basa en la difracción y no en la reflexión o refracción. Dependiendo de la composición y del espesor de la muestra se absorbe una cantidad distinta de rayos X, y los fotones de los rayos X no absorbidos se transmiten o se dispersan de la muestra llegando a la

zone plate. La microscopía de transmisión mide los rayos X transmitidos al pasar por la muestra, los cuales son enfocados por la *zone plate* y forman una imagen en el plano de la imagen. La intensidad, energía y direcciones de los rayos X transmitidos proporcionan la información sobre la muestra. En el plano de la imagen se encuentra un centelleador acoplado a una lente que transforma los rayos X en luz visible. Por último, se utiliza un detector CCD (dispositivo de carga acoplada) para medir la luz visible y formar la imagen final del microscopio, que es una proyección de la muestra. Es importante destacar que el microscopio utilizado para realizar las medidas es un microscopio de alto vacío. Se trabaja en vacío porque se utilizarán rayos X blandos, y el vacío permite disminuir la atenuación natural que sufren los rayos X al atravesar el aire.

Como los rayos X tienen longitudes de onda en el rango de los Angstrom, los microscopios TXM tienen resoluciones espaciales muy altas, de hasta decenas de nanómetros. Tanto el campo de visión como la resolución dependen de las propiedades de iluminación del condensador, de la *zone plate*, y de la óptica de la luz visible y su correspondiente detector. Por ello, el rango de visión es del orden de decenas de micrómetros, mientras que la resolución será de entre 10 y 100 nm. En nuestro caso, el campo de visión es de $14 \mu\text{m} \times 14 \mu\text{m}$ y la resolución es de 30 nm.

En la microscopía de transmisión de rayos X, para obtener imágenes y en nuestro caso poder observar los dominios magnéticos de banda, se debe escoger la energía a la que se realizan las medidas, es decir, la energía del haz de rayos X incidente en la muestra. Esta energía debe coincidir con un borde de absorción, que es el valor de energía en el que se produce un aumento agudo en el coeficiente de absorción de rayos X que caracteriza a un elemento. En otras palabras, es la energía a la que se produce una discontinuidad en el espectro de absorción de un elemento. Las discontinuidades ocurren cuando la energía de los fotones del haz de rayos X coincide con una transición electrónica, que puede ser del tipo K , L_{\perp} , L_{\parallel} o L_{III} que se corresponden con la creación de un hueco en los orbitales $1s$, $2s$, $2p_{1/2}$ y $2p_{3/2}$, por ejemplo. Las energías en las que se producen bordes de absorción dependen del tipo de material que forma la muestra. Para este trabajo, nos interesa estudiar el movimiento de los defectos topológicos y los dominios de banda en la capa superior de la muestra que es una lámina de 40 nm de permalloy. El permalloy es una aleación de níquel y hierro, por lo que se podría trabajar en los bordes de absorción de cada uno de estos materiales. Se ha escogido trabajar en el borde del hierro, concretamente en el borde de absorción correspondiente a la transición L_{III} , es decir, la transición relacionada con el orbital $2p_{3/2}$. La energía para la que se debe dar este borde de absorción está alrededor

de los 705 eV.³² Se escoge el hierro porque presenta un mayor contraste que el níquel, pero también porque en la óptica de la *beamline* hay componentes que tienen níquel, lo que reduce drásticamente la cantidad de fotones disponibles en esas energías. La figura 4.2 muestra el espectro de absorción del Fe, señalando el borde correspondiente a la transición L_{III} .

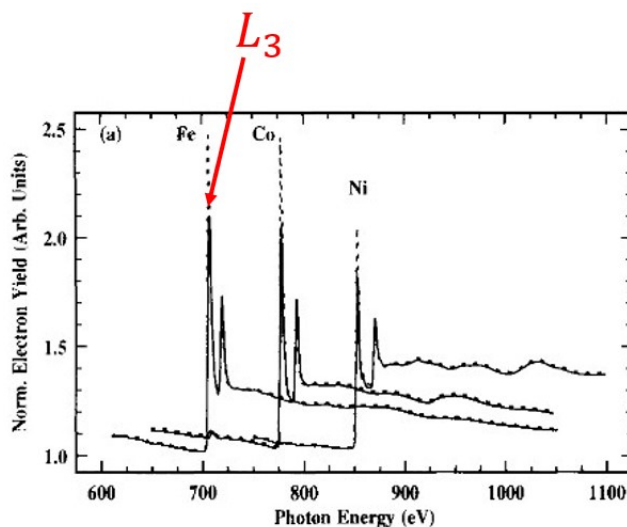


Figura 4.2: Espectro de absorción de rayos X a lo largo del borde L del hierro, del cobalto y del níquel. Se indica la posición del pico correspondiente a la transición L_{III} del hierro.³³

4.2. Circuito de medida

Para la realización de este trabajo se introducirán pulsos de corriente por los contactos realizados en los cuatro extremos de la cruz litografiada en nuestras muestras. Los pulsos se introducirán en vertical o en horizontal, es decir, por los contactos 1 y 3 o por los contactos 2 y 4, según la definición realizada en el esquema de la figura 4.3. El objetivo es comprobar si hay movimiento de defectos topológicos o de la configuración de dominios a bandas cuando se pasa un único pulso, y establecer el rango de corriente a partir del cual se produce el movimiento. Debido a esto, es de gran importancia controlar el número y las características de los pulsos introducidos. Los pulsos introducidos tienen una duración de pocas decenas de nanosegundos, es decir, se trabaja a alta frecuencia. Junto con el generador de pulsos se conectará en serie un osciloscopio que permita leer la señal introducida a la muestra por parte del generador de pulsos, pero que también muestre la señal de salida. El canal 1 del osciloscopio se utilizará para leer la señal introducida, midiendo en paralelo la caída de tensión de la salida del generador. Por otro lado, el canal 2 se usará como terminador para medir en serie la señal que ha atravesado la muestra, por lo que se debe establecer una resistencia de 50Ω en el canal 2. Al emplear un

canal del osciloscopio como terminador, se evitarán los rebotes típicos de las señales de corriente que ocurren cuando se trabaja a alta frecuencia. En la figura 4.3 se muestra un esquema del circuito eléctrico utilizado para realizar las medidas, poniendo como ejemplo el caso en el que los pulsos de corriente se introducen por la horizontal, ya que esta es la configuración que se ha utilizado en este trabajo.

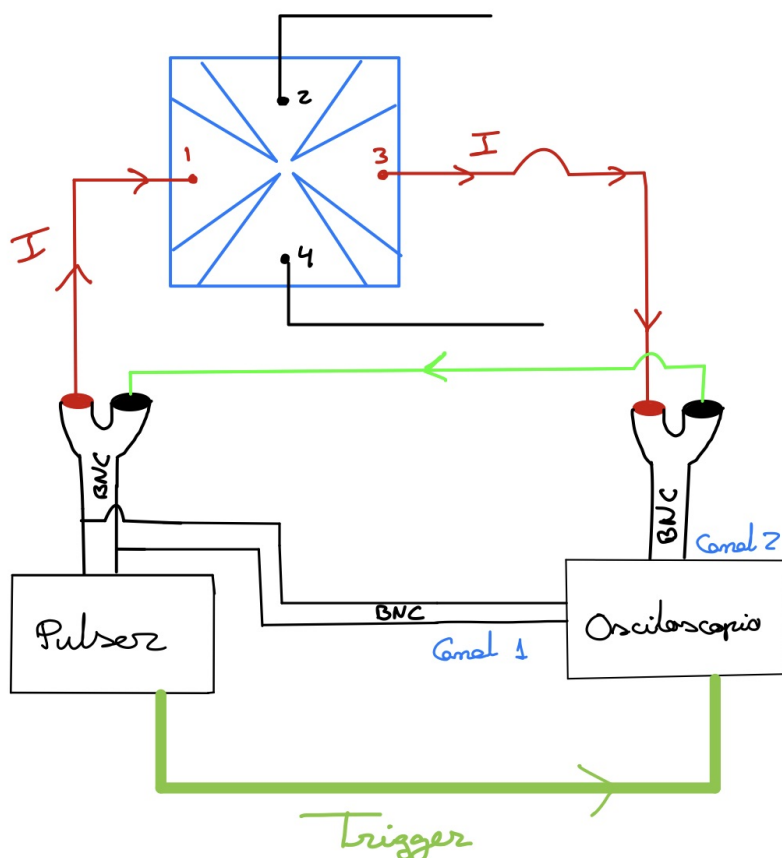


Figura 4.3: Esquema del circuito utilizado para introducir pulsos de anchura en el rango de los nanosegundos y amplitudes entre 5 V y 90 V. Se caracteriza por la colocación del osciloscopio en serie con la muestra.

Como generador de pulsos se ha utilizado una fuente de voltaje que permite introducir señales con amplitud entre 5 V y 90 V, y con anchuras de hasta 900 de picosegundos. En este trabajo se ha empleado una anchura de pulso constante, de 20 ns, y se ha ido modificando su amplitud. El sistema permite introducir trenes de pulsos, aunque se utilizará únicamente la configuración en la que se emite un pulso cada vez. Debido a que la señal del pulso es muy rápida, se ha conectado un *trigger* externo del generador de pulsos al osciloscopio, asegurando así que este último proporciona la información de la última señal enviada. La salida del generador de pulsos, es decir, por donde va la señal, se conecta al contacto número 1 de la muestra y al canal 1 del osciloscopio, estableciendo una resistencia de 1 M Ω en la entrada de este canal 1 para

evitar que parte de la señal se transfiera al osciloscopio sin pasar por la muestra. El contacto número 3 recoge la señal de salida y se conecta al canal 2 del osciloscopio. Es importante destacar que los contactos verticales no se deben cortocircuitar para evitar proporcionar un camino alternativo a la corriente.

Debido a la fragilidad de las muestras, se debe controlar el paso de corriente introduciendo pulsos de uno en uno y con poca anchura. Se debe evitar el paso de picos de corriente debidos al encendido de los dispositivos, así como la introducción de corrientes de gran amplitud, si se utiliza por ejemplo una escala equivocada para medir la resistencia con un multímetro. Por todo ello, se han realizado con ayuda del *WireBonder* cortocircuitos en el portamuestras, conectando las pistas de cobre entre sí. Una vez se coloca la muestra en el microscopio y se conectan los cables se deben retirar los cortocircuitos, antes de cerrar y hacer vacío en el microscopio. Pero para poder retirar los cortocircuitos del portamuestras con seguridad, se deben establecer cortocircuitos externos entre los contactos 1 y 3, y 2 y 4, por fuera de la campana del microscopio. Los cortocircuitos externos se mantienen durante todo el proceso de conexión, encendido, y apagado del generador de pulsos y del osciloscopio, y se retiran únicamente antes de aplicar un pulso.

4.3. Resultados

En este apartado se presentarán los resultados obtenidos para una de las muestras cuando se mantiene constante la dirección y el sentido de la corriente. En la figura 4.4a se presenta una imagen de la muestra a estudiar, obtenida tras el proceso de litografía y *sputtering*, y en la que se puede observar la colocación del cuadrado central sobre la membrana. La membrana es la zona amarilla, la multicapa magnética son las zonas rosas que tienen la forma del patrón establecido, y las zonas en azul representan el sustrato de silicio, es decir, las zonas de las que se ha retirado la resina en el proceso de *lift-off*. Para comprobar que la estructura central no sufre daños al conectarse la muestra al circuito, y tras introducirla en el microscopio, el dispositivo cuenta con una cámara interna que permite observar la muestra antes de enfocar los rayos X con la *zone plate*. En la figura 4.4b se presenta la imagen obtenida en este caso, donde se puede comprobar que la estructura no se ha dañado, y también se puede medir con precisión el tamaño del cuadrado central.

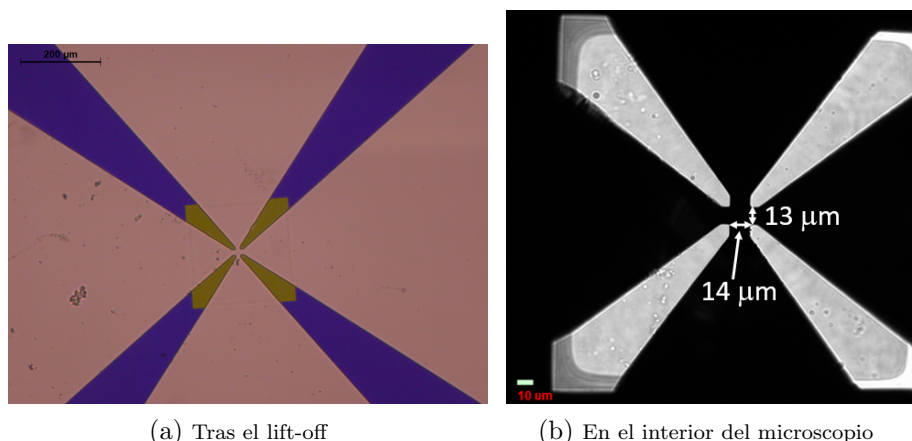


Figura 4.4: Imágenes de la estructura central de la muestra a estudiar obtenidas tras realizar el *lift-off* (figura 4.4a) y una vez se ha colocado la muestra en el interior del microscopio en el sincrotrón (figura 4.4b). Esta segunda imagen se toma utilizando luz visible.

4.3.1. Caracterización preliminar

Una vez colocada la muestra a estudiar se ha medido la resistencia entre cada una de las parejas de contactos, lo que nos permitirá posteriormente establecer la corriente que atraviesa la zona central de la muestra. La zona central es el cuadrado de $13 \mu\text{m} \times 14 \mu\text{m}$ que se señala en la imagen 4.4b. Para realizar estas medidas se aplica el método de dos puntas midiendo los valores de voltaje entre cada una de las parejas de contactos. Se utiliza una fuente de corriente que permite fijar el valor introducido, siendo en este caso una corriente muy baja, de $10 \mu\text{A}$, para evitar dañar la muestra. Los resultados obtenidos se indican en la tabla 4.1, habiendo ya calculado la resistencia para cada caso. Se debe recordar que mientras se conecta y enciende este dispositivo, se debe establecer el cortocircuito antes mencionado.

Contactos	Intensidad (μA)	Voltaje (mV)	Resistencia (Ω)
1 y 3	10	0.36	34.5
	-10	-0.33	
2 y 4	10	0.50	49
	-10	-0.48	
1 y 2	10	0.45	46.5
	-10	-0.48	
1 y 4	10	0.47	45
	-10	-0.43	
2 y 3	10	0.47	48.5
	-10	-0.50	
3 y 4	10	0.47	44.5
	-10	-0.42	

Tabla 4.1: Valores de resistencia entre cada pareja de contactos medidos utilizando el método de dos puntas.

Los pulsos de corriente aplicados tienen amplitudes entre 5 V y 70 V, y una anchura constante de 20 ns. Para asegurarse de que estas son las características de los pulsos introducidos a la muestra se utiliza el osciloscopio, leyendo en el canal 1 la señal de salida del generador de pulsos, y en el canal 2 la señal de salida de la muestra. En la figura 4.5 se muestran dos de los pulsos aplicados, y se comprueba que la anchura de la señal de entrada es de 20 ns.

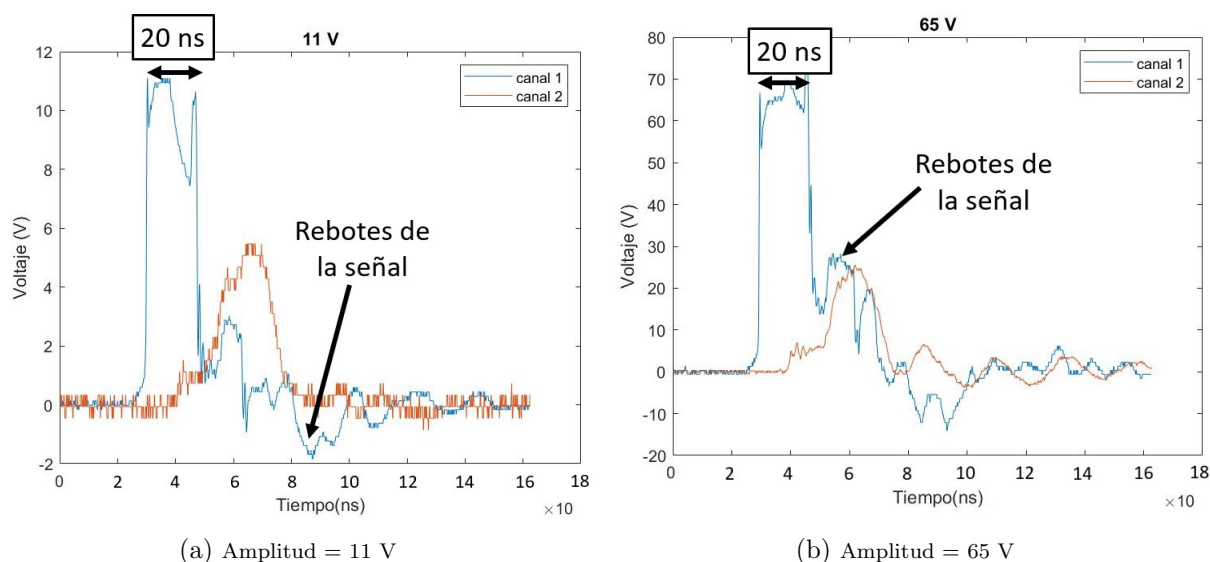


Figura 4.5: Representación obtenida con un osciloscopio de la señal de entrada, es decir, del pulso que se introduce a la muestra (canal 1), y de la señal que se recoge una vez la corriente a atravesado la muestra (canal 2). Se muestran los resultados para dos valores de amplitud del pulso de entrada: 11 V (figura 4.5a) Y 65 V (figura 4.5b).

La amplitud de la señal de salida (líneas naranjas en la figura 4.5) debe ser mucho menor que la de la señal de entrada, ya que hay una caída de voltaje debido a la resistencia de la muestra. La resistencia que se debe tener en cuenta es la correspondiente a la pareja de contactos que se esté utilizando, siendo en este caso los contactos 1 y 3, es decir, hay una resistencia de alrededor de 35 Ω . Por último, a partir de los pulsos representados en la figura 4.5 se observa que la señal de entrada no es un pulso perfecto, sino que hay señales secundarias que generan “rebotes” en el voltaje tras introducir el pulso. Estos “rebotes” aumentan a medida que se incrementa la amplitud del pulso de entrada, ya que para un pulso de 11 V (figura 4.5a) los rebotes son de menos de 2 V y no se perciben en la señal de salida. En cambio, para una amplitud del pulso de 65 V (figura 4.5b) los picos secundarios de voltaje alcanzan los 20 V y podrían afectar a la muestra.

Una vez introducida la muestra, se selecciona la energía de los rayos X en función del borde de absorción escogido, y a continuación se obtiene una imagen como la de la figura 4.7c, que ha sido tomada en el cuadrado central. Las muestras se han preparado magnéticamente con un proceso de dos pasos: primero se rebasa el campo cero, y a continuación se invierte el campo externo aplicado, de tal forma que se induce el inicio del proceso de inversión de la imanación en el plano. Las muestras fabricadas presentan una estructura de dominios de banda magnéticos, como se ha mostrado anteriormente, y la preparación magnética provoca la generación de defectos en ese patrón de dominios. Los defectos pueden ser bifurcaciones de las bandas, o texturas topológicas, como pares vórtice-antivórtice.

En la figura 4.7c se observa claramente la presencia de dominios magnéticos de banda paralelos, que se orientan en la dirección del eje X y que tienen un periodo de 200 nm. Debido a la dirección de incidencia de los rayos X y la colocación del portamuestras, a lo largo de la imagen se observan 4 colores distintos: blanco, negro, gris claro y gris oscuro. Las diferencias en el contraste se deben al dicroísmo circular magnético de rayos X (XMCD), que provoca que la absorción de los rayos X dependa del producto escalar de la imanación con el vector de onda de los rayos. El coeficiente de absorción de un dominio magnético (μ_i^i) depende de:³⁴

$$L^{-1}(1 + d \cdot \mathbf{b}(\theta) \cdot \mathbf{m}^i(\phi)) \quad (4.1)$$

donde L es la distancia de atenuación de los rayos X, que depende de los átomos que se analizan y de la energía seleccionada; d es la magnitud que representa el dicroísmo en la absorción; y $\mathbf{b}(\theta)$ y $\mathbf{m}^i(\phi)$ son vectores unitarios que definen las direcciones del haz de rayos X y de la imanación, respectivamente.

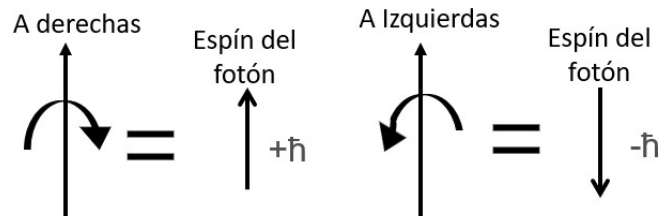


Figura 4.6: Esquema de la relación entre la polarización del haz de rayos X y el espín de sus fotones.³³

El efecto XMCD permite identificar la orientación de la imanación en función del espín de los fotones del haz de rayos X, es decir, en función de la polarización. Su origen está relacionado con la transferencia de momento angular de los fotones. Suponiendo que la imanación tiene un

sentido fijo, por ejemplo el eje Z negativo, si el vector de onda de los rayos X es paralelo al sentido positivo del eje Z, el espín de los fotones apuntará hacia arriba (up) y tomará el valor $+\hbar$ en el caso de la polarización circular a derechas, y lo contrario ocurrirá para la polarización circular a izquierdas. La figura 4.6 muestra un esquema de esta relación entre la polarización y el espín de los fotones.

El momento angular de los fotones ($+\hbar$ o $-\hbar$) se transfiere a los electrones. Concretamente, en el caso del borde de absorción $L_{|||}$, la luz circularmente polarizada a derechas interactuará y transferirá su momento a los electrones con espín up . La intensidad del dicroísmo, es decir, el color del contraste se define como la diferencia entre un espectro obtenido con una polarización u otra, cuando la imanación está fija. Pero, este efecto es equivalente a fijar la polarización de los rayos X y variar la dirección de la imanación, que es lo que nos interesa en este caso. El dicroísmo se maximiza cuando el vector de onda de los rayos X es paralelo a la imanación, y se hace cero cuando son perpendiculares.³³ Por ello, el sistema solo es sensible a las componentes de la imanación que viven en el plano normal al eje de rotación. Debido a esto, y teniendo en cuenta la colocación del portamuestras y del haz de rayos X, el contraste que se observa en la imagen depende solo de las componentes de la imanación a lo largo de los ejes X y Z, es decir, de M_x y M_z , y los 4 colores se corresponden con distintas orientaciones de las componentes de la imanación. El blanco y el negro indican el mismo signo en ambas componentes de la imanación, por ejemplo, el blanco se corresponde con M_x y M_z positivas, mientras que en el negro ambas componentes son negativas. Siguiendo esta elección, el gris claro tendrá la componente M_x negativa y M_z positiva, y el gris oscuro al contrario ($M_x > 0$ y $M_z < 0$). En la figura 4.7a se muestra un esquema de la dirección de las componentes en cada caso.¹⁷

Las bifurcaciones anteriormente mencionadas, presentan una banda de otro color en el centro, mientras que los cambios abruptos del contraste que se observan en el medio de una banda indican la presencia de texturas topológicas, generalmente pares vórtice-antivórtice. Por ejemplo en el zoom realizado a una de las dislocaciones, y que se muestra adjunto a la figura 4.7c, se observa una bifurcación de una banda gris oscura y cuya banda central es blanca, pero el contraste en la banda superior de la bifurcación se vuelve más oscuro pasando a ser una banda negra en el punto 1, así como el de la banda central que pasa a ser gris clara en el punto 2, lo que indica que se ha producido una inversión de la imanación en el eje X. Debajo de la imagen con el resultado experimental, se muestra un esquema del sentido de la componente x de la imanación (M_x) en esta dislocación, pudiéndose observar la inversión en los puntos

1 y 2. Las zonas en las que se producen las inversiones de la imanación se corresponden con defectos topológicos, concretamente con pares vórtice-antivórtice.¹⁷ La figura 4.7b muestra una simulación micromagnética de un par vórtice-antivórtice en la superficie del permalloy, y en ella se puede observar cómo en estos defectos se produce una inversión de la imanación similar a la de la dislocación de la figura 4.7c.¹⁷ En la zona escogida para el análisis se identifican varias inversiones de la imanación, por lo que hay distintas zonas en las que podremos observar el movimientos de los defectos al aplicar pulsos de corriente.

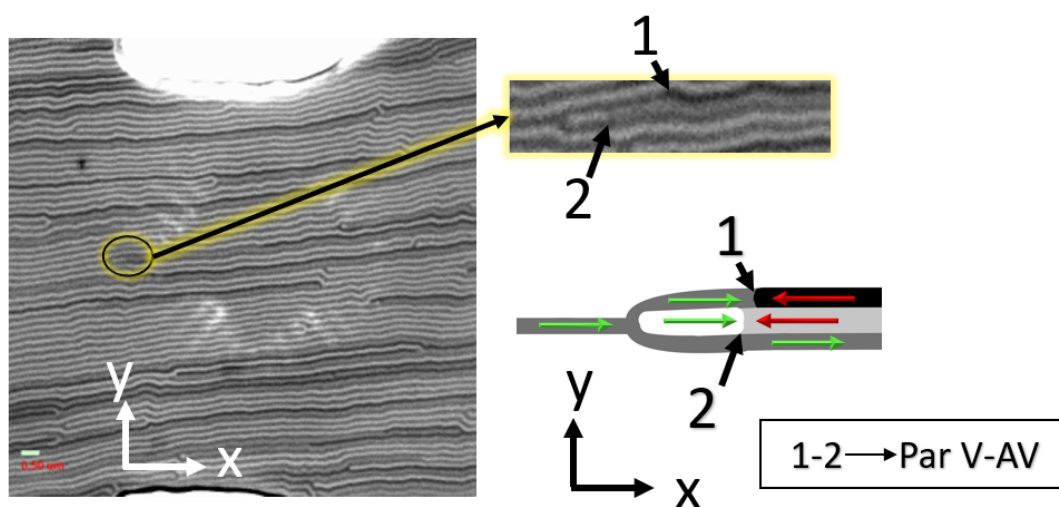
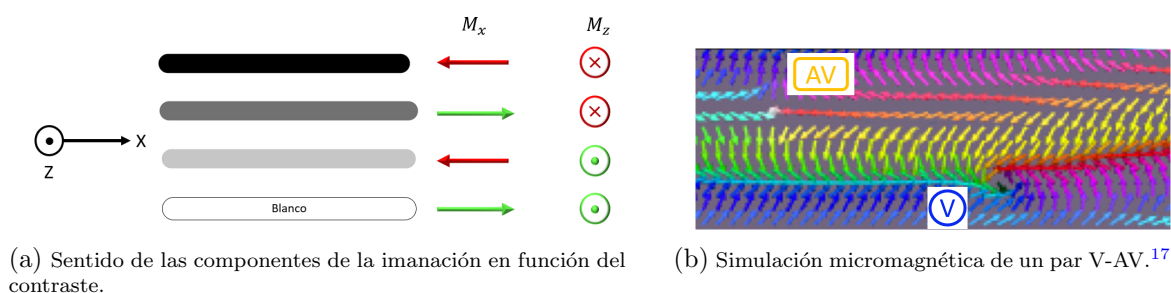


Figura 4.7: En la figura 4.7a se muestra un esquema del sentido de cada componente de la imanación en función del color del contraste que haya en las imágenes obtenidas por TXM. La figura 4.7b es una simulación micromagnética donde se muestra la dirección de la imanación alrededor de un par vórtice-antivórtice.¹⁷ Por último, la figura 4.7c muestra la primera imagen obtenida por TXM de la zona central de nuestra muestra, permitiendo observar la configuración de dominios de banda y las bifurcaciones existentes. Además, se ha realizado un zoom a una de las bifurcaciones para ver más claramente los cambios de contraste que hay cerca de ella y se ha representado el sentido de M_x en esta bifurcación, relacionando los cambios de contraste con el par vórtice-antivórtice.

4.3.2. Experimentos con pulsos de corriente

Utilizando la imagen del estado inicial (figura 4.7c) como referencia, se empiezan a aplicar pulsos de corriente. Para todos los casos se mantiene una anchura de pulso de 20 ns, ya que se ha comprobado más adelante que con esta anchura hay movimiento, y parece ser más determinante la amplitud que la anchura a la hora de generar desplazamientos. Además, también se mantiene constante la dirección y el sentido de los pulsos de corriente aplicados, que será paralela a la horizontal y de derecha a izquierda de las imágenes, es decir, se introduce la corriente del contacto 3 al 1, según la definición de la imagen 4.3. La corriente se ha aplicado en la dirección de los dominios magnéticos de banda. Se han ido aplicando pulsos individuales desde 5V hasta 70 V y con pasos de 2 V o 3 V, dependiendo de si se observaban o no movimientos.

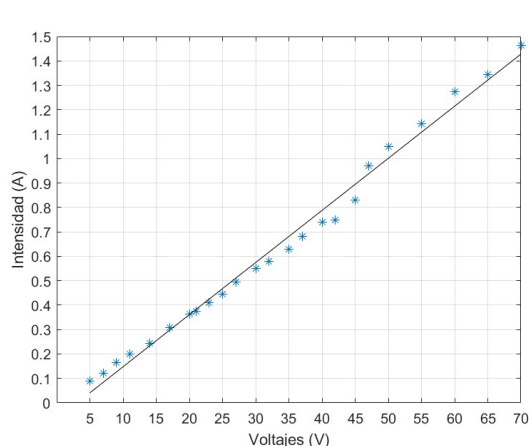
Basándose en los pulsos de entrada y salida medidos con el osciloscopio, y conociendo la resistencia de la muestra, se obtiene la corriente que atraviesa la zona de interés de nuestra muestra. Para cada pareja de pulsos se ha escogido el valor máximo del voltaje de entrada (V_1) (despreciando los picos existentes), que es la amplitud seleccionada en el generador de pulsos, y el valor máximo del voltaje de salida (V_2) (canal 2), y se ha calculado la diferencia. Esta diferencia es el voltaje que atraviesa la muestra ($V_{muestra}$), por lo que aplicando la ley de Ohm, si se divide entre la resistencia de la muestra ($R_{muestra}$) se obtiene la corriente que la atraviesa ($I_{muestra}$), como se expresa en la ecuación (4.2).

$$V_{muestra} = V_1 - V_2 = I_{muestra} \cdot R_{muestra} ; I_{muestra} = \frac{V_1 - V_2}{R_{muestra}} \text{ con } R_{muestra} = 34.5\Omega \quad (4.2)$$

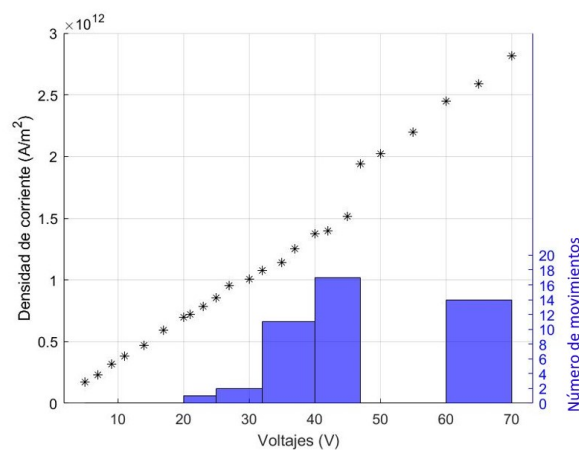
Una vez calculada la intensidad, se obtiene la densidad de corriente que atraviesa el cuadrado central donde se estudia el movimiento, ya que se conoce el tamaño de la zona central que tiene un espesor (e) de 40 nm y una longitud (l) de 13 μm (ecuación (4.3)). Para el espesor se tiene únicamente en cuenta la capa de permalloy ya que la mayor parte de la corriente circula por esta capa superior. Esto se debe a que la resistividad del permalloy es mucho menor que la del NdCo. La resistividad del permalloy se encuentra en torno a 30 $\mu\Omega \cdot \text{cm}$, mientras que la del NdCo₅ es del orden de 100 $\mu\Omega \cdot \text{cm}$, según los resultados obtenidos en un estudio experimental con multicapas con estructuras similares a las de este trabajo.²⁷

$$j_{muestra} = \frac{I_{muestra}}{A} \text{ con } A = l \cdot e = 5.2 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2 \quad (4.3)$$

Realizando estos cálculos para cada pareja de pulsos, se puede representar la corriente y la densidad de corriente en función de la amplitud de entrada aplicada, obteniéndose las gráficas de la figura 4.8.



(a) Intensidad frente al voltaje.



(b) Densidad de corriente frente al voltaje e histograma de movimientos.

Figura 4.8: En estas gráficas se aplica la ley de Ohm para obtener una representación de la intensidad en amperios (A) frente al voltaje aplicado en voltios (V) (figura 4.8a). Se representa la línea de tendencia de los datos obtenidos para comprobar que para intensidades altas no hay un desvío de lo esperado debido a posibles calentamientos. En la figura 4.8b se representa la densidad de corriente en A/m^2 frente al voltaje aplicado en voltios, así como un histograma con el número de movimientos observados en cada intervalo de voltaje.

La figura 4.8a muestra que hay una dependencia lineal entre la intensidad y el voltaje, cumpliéndose la ley de Ohm, pero lo que es más importante es que para valores altos del voltaje, la intensidad no se desvía de la tendencia esperada. Esto significa que no hay efectos de calentamiento, o por lo menos no son apreciables, como los que se han observado cuando se aplica una corriente continua de 10 mA. Es decir, utilizando pulsos de corriente se pueden alcanzar intensidades varios ordenes de magnitud mayores sin que se varíe la resistencia por efectos de calentamiento. En la figura 4.8b, junto con la dependencia de la densidad de corriente frente al voltaje, se muestra un histograma con el número de movimientos observados para cada intervalo de voltaje. Cada intervalo del histograma, es decir, cada barra, se corresponde con tres valores del voltaje aplicado. Con el histograma se puede establecer a partir de que valor del voltaje, y de la densidad de corriente, comienza a haber movimiento. Aunque se observa algún desplazamiento entre 20 V y 30 V, la mayoría ocurren cuando la amplitud del pulso de entrada supera los 30 V. Esta amplitud de entrada se corresponde con una densidad de corriente alrededor de $1 \cdot 10^{12} A/m^2$, que en principio es el valor de densidad de corriente necesario para que se produzcan efectos de *spin transfer torque* en multicapas con materiales similares, como se ha indicado en la introducción.

Las figuras de la 4.9 a la 4.14 presentan algunos de los movimientos de defectos observados al ir aumentando la amplitud de los pulsos de corriente aplicados. En todos los casos se está observando el desplazamiento de estructuras similares a las presentadas en el zoom de la figura 4.7c, es decir, zonas con un cambio de contraste abrupto en el medio de una banda de la configuración de dominios, o en el núcleo de una bifurcación. Por lo que se está observando el movimiento de defectos topológicos al aplicar corriente. Junto con cada imagen se indica la densidad de corriente correspondiente al pulso aplicado, así como la velocidad de movimiento de cada uno de los defectos que se desplazan.

La figura 4.9 muestra el primer desplazamiento observado, que ocurre tras aplicar un pulso de 30 V de amplitud inicial. La imagen 4.9a es el estado inicial, mientras que la imagen 4.9b es la configuración de imanación obtenida tras aplicar el pulso. Se señalan dos zonas con colores distintos (rojo y azul) ya que se observan dos estructuras distintas, dos configuraciones distintas de los colores del contraste. En la zona roja se tiene una bifurcación gris oscura con una banda central que es de color blanco al principio y se vuelve rápidamente gris clara a medida que nos movemos en la dirección positiva del eje X (hacia la derecha). En cambio en la zona azul se tiene el caso contrario, una banda gris clara que pasa a ser blanca si la observamos de izquierda a derecha. Es importante destacar que cada una de estas estructuras se mueve en sentidos opuestos al aplicar el pulso de corriente, la rodeada en rojo se desplaza en el sentido positivo del eje X, es decir, en el sentido opuesto a la corriente aplicada, mientras que la rodeada en azul se mueve en el sentido de la corriente.

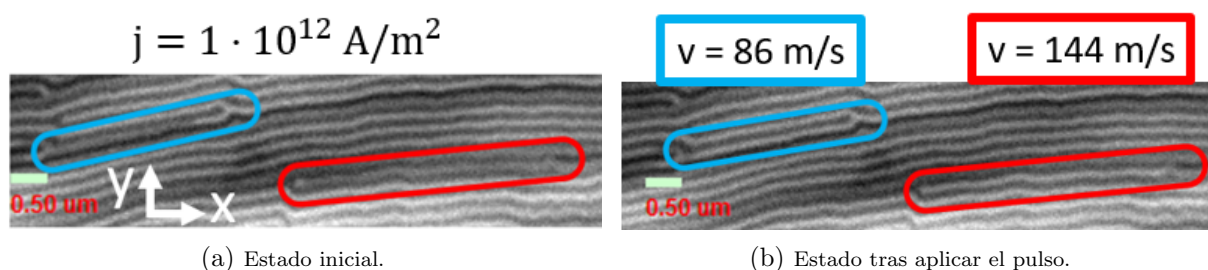


Figura 4.9: Imágenes de la configuración de la imanación obtenidas por TXM antes (figura 4.9a) y después (figura 4.9b) de aplicar un pulso de corriente de 30 V de amplitud. Se señala el desplazamiento de dos defectos topológicos con configuraciones de la imanación distintos, es decir, con distintas configuraciones del contraste observado.

En la figura 4.10 se presenta un movimiento muy similar al anterior, ya que se da para un pulso de 32 V de amplitud. Se señala este caso porque la estructura que se desplaza es distinta, ahora se tiene inicialmente (figura 4.10a) una banda negra que pasa a ser gris oscura

si la observamos de izquierda a derecha. Al aplicar el pulso este defecto topológico se desplaza ligeramente en el sentido de la corriente, es decir, en el sentido negativo del eje X, hacia la izquierda en la imagen (figura 4.10b).

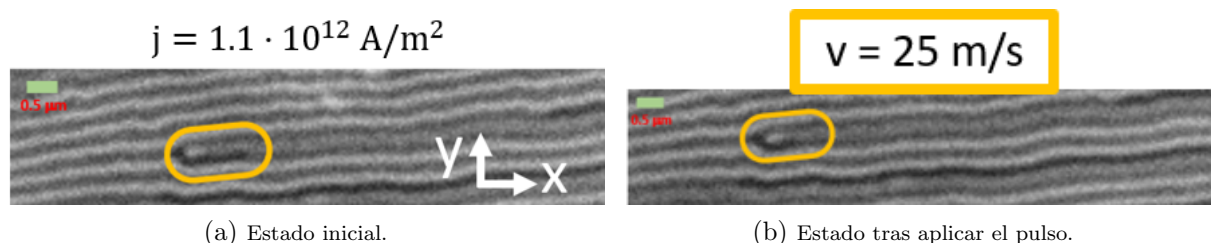


Figura 4.10: Imágenes obtenidas antes (figura 4.10a) y después (figura 4.10b) de aplicar un pulso de corriente de 32 V de amplitud. Se señala el desplazamiento de una estructura, distinta a las de la figura 4.9, en el sentido de la corriente aplicada.

La figura 4.11 muestra tres desplazamientos de estructuras diferentes que ocurren cuando se aplica un pulso de 35 V de amplitud. La zona señalada en rojo tiene la misma estructura que la rodeada de este color en la figura 4.9, y se mueve también en sentido opuesto a la corriente, aunque en este caso es difícil observar su estado final ya que está en el borde de la imagen. En la imagen del estado inicial para este caso, que es la figura 4.11a, se señalan también otras dos estructuras en verde cuya configuración es una banda gris oscura que pasa a ser negra a medida que desplazamos la vista hacia la derecha. Estas dos estructuras tienen la configuración opuesta, en cuanto a contraste se refiere, a la señalada en la figura 4.10. Se puede observar en el cambio del estado inicial (figura 4.11a) al estado tras el pulso (4.11b), que se han desplazado en sentido opuesto a la corriente aplicada, es decir, en el sentido positivo del eje X.

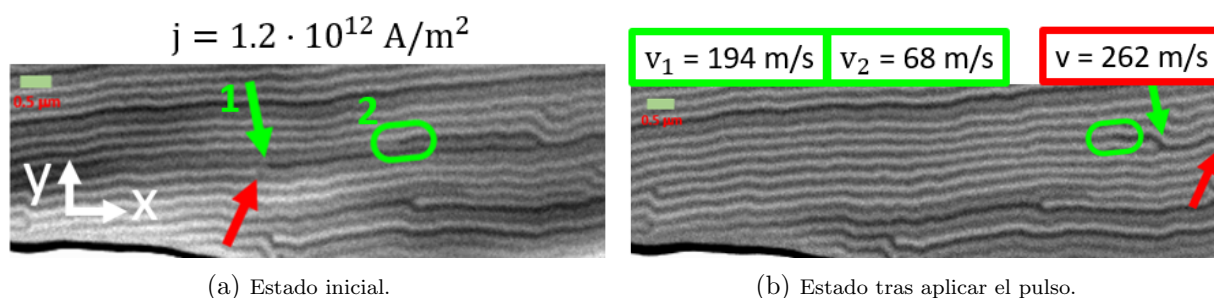


Figura 4.11: Configuración de la imanación antes (figura 4.11a) y después (figura 4.11b) de aplicar un pulso de corriente de 35 V de amplitud en el sentido negativo del eje X. Se resalta el desplazamiento de tres estructuras con dos configuraciones distintas.

A continuación se presentan otras tres imágenes (4.12, 4.13 y 4.14) obtenidas para pulsos de 40, 45 y 65 V, respectivamente.

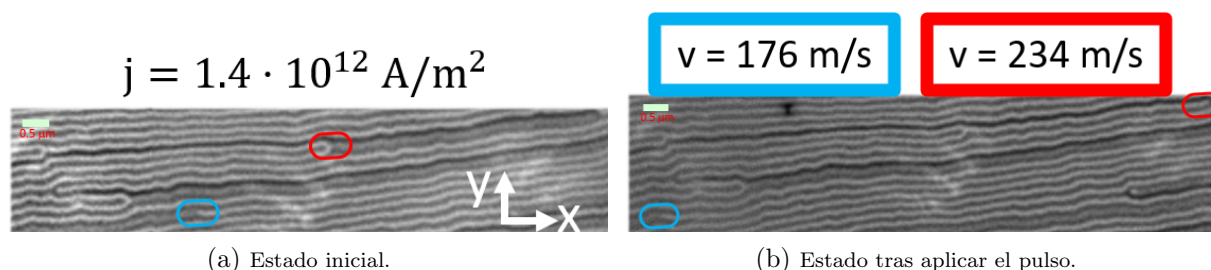


Figura 4.12: Configuración de la imanación antes (figura 4.12a) y después (figura 4.12b) de aplicar un pulso de corriente de 40 V de amplitud en el sentido negativo del eje X. Se resalta el desplazamiento de dos estructuras con configuraciones distintas.

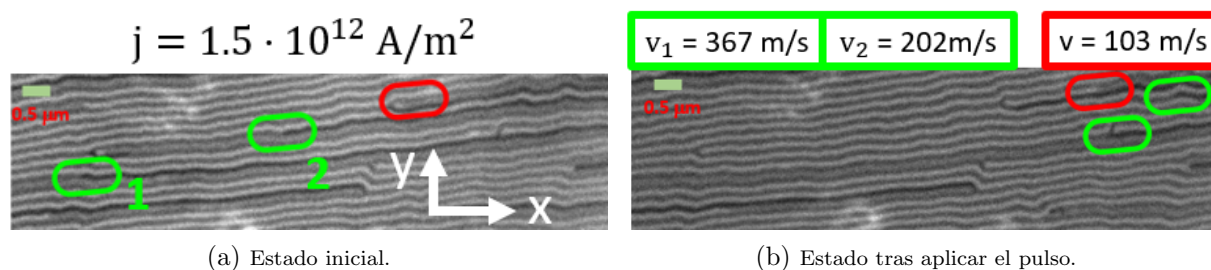


Figura 4.13: Configuración de la imanación antes (figura 4.13a) y después (figura 4.13b) de aplicar un pulso de corriente de 45 V de amplitud en el sentido negativo del eje X. Se resalta el desplazamiento de tres estructuras con dos configuraciones distintas.

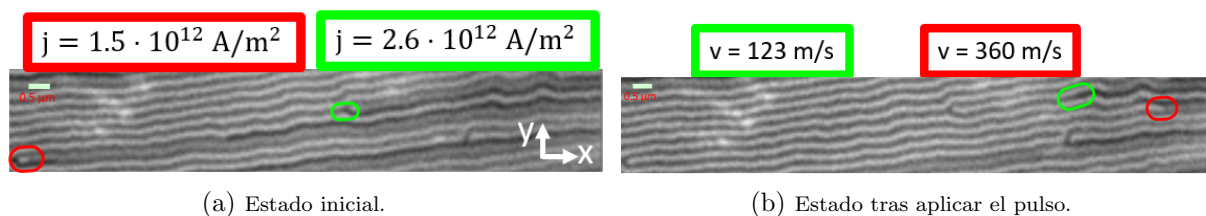


Figura 4.14: Configuración de la imanación antes (figura 4.14a) y después (figura 4.14b) de aplicar un pulso de corriente de 45 V de amplitud, en el caso de la estructura rodeada en rojo, y un pulso de 65 V en el caso de la señalada en verde. Ambos pulsos se aplican en el sentido negativo del eje X.

Las velocidades de desplazamiento obtenidas no parecen guardar relación ni con el tipo de estructura ni con la densidad de corriente aplicada, ya que no aumentan de forma constante al aumentar la amplitud del pulso. Los valores obtenidos se encuentran entre 100 y 350 m/s, aproximadamente, por lo que únicamente podemos establecer un rango para la velocidad de desplazamiento. Este resultado es comparable al obtenido para el movimiento de los skyrmiones debido al efecto de STT, donde se obtenía que una densidad de corriente menor que las aplicadas en este caso, $j = 2 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$, producía movimientos con velocidades del orden de 100 m/s.¹⁵ También coincide con el resultado obtenido para el movimiento de paredes de dominio en el permalloy, donde cuando $j = 1.5 \cdot 10^{12} \text{ A/m}^2$ la velocidad de movimiento alcanza los 110 m/s.¹⁰

Los resultados presentados parecen indicar que estructuras con configuraciones opuestas se mueven en sentidos opuestos, aunque siempre a lo largo de la estructura de bandas. En la figura 4.15 se presenta un resumen del sentido de movimiento de cada una de las estructuras observadas, teniendo en cuenta que la corriente se ha mantenido siempre en el sentido negativo del eje X, es decir, aplicándose de derecha a izquierda. Observando las estructuras, que son defectos topológicos, de izquierda a derecha, se concluye que cuando la banda se oscurece el movimiento al aplicar un pulso es en sentido opuesto a la corriente, mientras que si la banda se aclara el movimiento es en el sentido de la corriente aplicada.

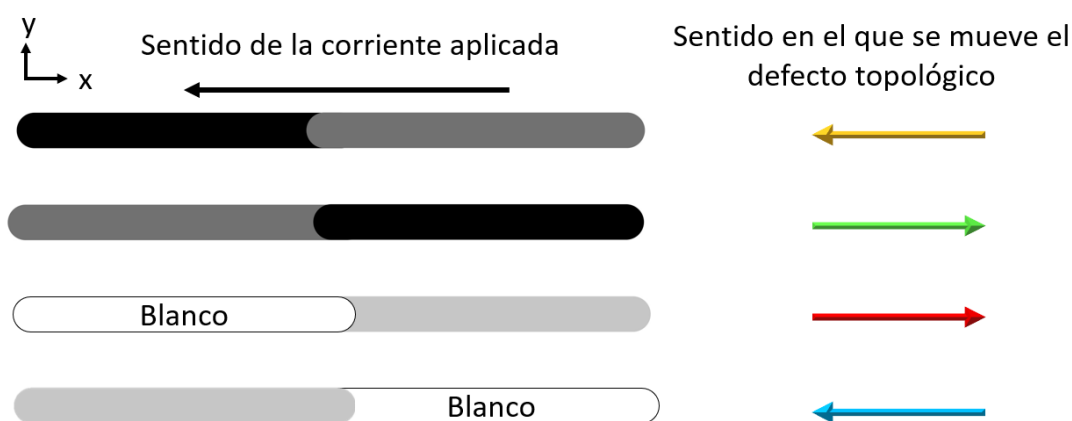


Figura 4.15: Esquema del sentido de desplazamiento de los vórtices o antivórtices observado, en función de la estructura de cada caso, es decir, en función de la configuración de los contrastes. La corriente aplicada se mantiene constante en el sentido negativo del eje X para todos los casos.

Basándonos en la definición de la configuración de la imanación dada en la figura 4.7a, cuando en el núcleo del defecto topológico la imanación se encuentra *tail to tail* (casos amarillo y azul) el desplazamiento se produce en el sentido de la corriente, pero si la imanación se encuentra *head to head* el movimiento es en sentido opuesto a la corriente (casos verde y rojo). Por lo tanto, los resultados experimentales indican que el sentido del desplazamiento está relacionado con la configuración de la imanación, y con ello con la carga topológica que presentan los pares vórtice-antivórtice. Los pares vórtice-antivórtice están relacionados con otros defectos topológicos denominados puntos de Bloch, y que se encuentran en la capa de NdCo.²⁷ Los puntos de Bloch tienen carga opuesta según tengan configuración del tipo *head to head* o *tail to tail*, y este signo se propaga a la pareja V/AV.¹⁷ Por lo que los desplazamientos en sentidos opuestos podrían estar relacionados con cargas topológicas de signos contrarios.

Los resultados obtenidos se pueden resumir en dos observaciones principales. La primera es que los pares vórtice-antivórtice se mueven por la capa superior de permalloy guiados por la configuración de dominios de banda, es decir, esta configuración de dominios actúa como un *racetrack* natural que guía el movimiento de los vórtices magnéticos. Los pares se mueven en la dirección de la corriente que prácticamente coincide con la orientación de los dominios de banda, pero se desplazan siguiendo la forma de la banda a la que pertenecen. La segunda es que todo parece indicar que las texturas topológicas estudiadas presentan una relación entre su sentido de movimiento y su carga topológica. Por otro lado, en este trabajo no se han observado desplazamientos transversales, algo que sí ocurre en las memorias *racetrack* litografiadas basadas en el movimiento de skyrmiones.¹⁴ Como se ha indicado en la introducción, la ecuación de Thiele que describe el movimiento de los skyrmiones (ecuación 1.2) depende de la carga topológica (Q). Concretamente, es el movimiento transversal debido a la fuerza de Magnus el que depende de Q . En cambio, en este caso se ha observado que es el movimiento en la dirección de las bandas el que parece depender de la carga topológica.

Capítulo 5

Conclusiones

El objetivo de este trabajo ha sido la realización de un experimento de microscopía magnética de rayos X en el sincrotrón ALBA, para la observación del movimiento de texturas magnéticas bajo el efecto de corrientes eléctricas pulsadas.

En la primera parte del trabajo se han preparado láminas y multicapas de NdCo/NiFe mediante pulverización catódica, y se han caracterizado sus propiedades magnéticas prestando especial atención al comportamiento de la anisotropía perpendicular en función de la concentración, espesor y procesos de recocido. Para ello, se han utilizado tres técnicas: el efecto Kerr magneto-eléctrico (MOKE), la microscopía de fuerza magnética (MFM) y la magnetometría de muestra vibrante (VSM). Con el MFM se ha establecido la existencia de dominios de banda, y se ha observado como para determinados espesores (50 nm para el $NdCo_5$ y 50 y 65 nm para el $NdCo_7$) el calentamiento provoca la pérdida de la anisotropía magnética perpendicular, pasando a estar toda la imanación contenida en el plano. Además, se ha concluido que tanto un aumento en el espesor de la capa central, como una disminución de la concentración de Cobalto, supone un mayor periodo de las bandas. Los datos obtenidos por MOKE y VSM son equivalentes, siendo esta última técnica la que proporciona una mayor precisión, y la que permite cuantificar la imanación. Con los datos del VSM se establece una dependencia lineal y directamente proporcional del campo de saturación con el espesor, y se comprueba que tras el proceso de recocido H_{sat} disminuye debido a que parte de la imanación se ha ido al plano. También se establece que a mayor concentración de Cobalto menor campo magnético es necesario para la saturación, ya que se disminuye la anisotropía perpendicular. Por otro lado, se concluye que la imanación reducida en el estado remanente de la muestra, disminuye al aumen-

tar el espesor de la lámina magnética, y aumenta al calentar la muestra. Un último análisis de la constante de anisotropía efectiva permite establecer que a medida que aumenta el espesor aumenta K_{eff} , debido a la reducción del factor de forma bidimensional de la lámina.

A continuación, se ha procedido a la fabricación de los microcircuitos necesarios para la realización de experimentos con corriente pulsada. Para ello, se establecen los parámetros adecuados para obtener estructuras de transporte con geometría de puentes, las cuales se generan utilizando la litografía óptica y sobre membranas de nitruro de silicio. El ancho de los puentes fabricados es del orden de $10\ \mu\text{m}$. Una vez depositada la multicapa, se realiza una medida inicial de la resistencia. Por último, se utiliza la microscopía de transmisión de rayos X para observar los cambios en la configuración de la imanación producidos por la aplicación de pulsos de corriente eléctrica. Debido a la forma del patrón litografiado y a la amplitud de los pulsos, la densidad de corriente que atraviesa la cruz central de las muestras varía entre 0.1 y $3 \cdot 10^{12}\ \text{A}/\text{m}^2$. Las multicapas presentan una estructura de dominios de banda magnéticos, en la que existen defectos como las bifurcaciones o los pares vórtice-antivórtice. Una vez se alcanzan los $30\ \text{V}$ de amplitud en los pulsos aplicados, lo que equivale a una densidad de corriente de $10^{12}\ \text{A}/\text{m}^2$, se comienzan a observar desplazamientos de pares vórtice-antivórtice (V-AV). No todas las texturas presentes en la zona a estudiar se mueven simultáneamente o de manera homogénea, debido probablemente a los distintos anclajes que presentan los defectos topológicos. Los pares V-AV analizados presentan cuatro configuraciones distintas de la imanación. En dos de ellas la componente z se encuentra apuntando hacia arriba, y en las otras dos al contrario. La diferencia dentro de estas dos parejas proviene de la componente de la imanación en el eje X , que tiene también dos posibles disposiciones. En el núcleo del defecto topológico la imanación puede encontrarse *tail to tail* o *head to head*. Con los resultados experimentales se concluye que, en el primer caso el desplazamiento del par se produce en el sentido de la corriente, mientras que los defectos topológicos con la imanación *head to head* en su interior, se desplazan en sentido contrario. Una de las conclusiones principales es que los pares vórtice-antivórtice se mueven por la capa superior de permalloy guiados por la configuración de dominios de banda. Además, no se producen desplazamientos transversales a la corriente, la cual se ha aplicado en la dirección de los dominios de banda. Por último, cabe destacar que las velocidades de desplazamiento son muy diversas, pero la mayoría de ellas están por encima de los $100\ \text{m}/\text{s}$.

Para los resultados presentados en este trabajo se ha mantenido el sentido de la corriente aplicada, pero posteriormente sería interesante estudiar las variaciones del movimiento cuando se cambia el sentido de la corriente. Además, también se debe analizar el perfil temporal del pulso (ancho de pulso), y diferentes anchuras de puente para tener un mayor rango de acceso a diferentes densidades de corriente. Un análisis más en profundidad de los resultados obtenidos podrá indicar la relación entre la carga topológica y el sentido de desplazamiento. Por último, encontrar un proceso que aumente el número de defectos topológicos observados en la zona central de la muestra, ayudaría a mejorar la estadística en el análisis de los resultados.

Bibliografía

- [1] M Mitchell Waldrop. More than moore. *Nature*, 530(7589):144–148, 2016.
- [2] Zongxia Guo, Jialiang Yin, Yue Bai, Daoqian Zhu, Kewen Shi, Gefei Wang, Kaihua Cao, and Weisheng Zhao. Spintronics for energy- efficient computing: An overview and outlook. *Proceedings of the IEEE*, 109(8):1398–1417, 2021.
- [3] Seungchul Jung, Hyungwoo Lee, Sungmeen Myung, Hyunsoo Kim, Seung Keun Yoon, Soon-Wan Kwon, Yongmin Ju, Minje Kim, Wooseok Yi, Shinhee Han, et al. A crossbar array of magnetoresistive memory devices for in-memory computing. *Nature*, 601(7892):211–216, 2022.
- [4] Stuart SP Parkin. Shiftable magnetic shift register and method of using the same, 2004. US Patent 6,834,005.
- [5] Stuart SP Parkin, Masamitsu Hayashi, and Luc Thomas. Magnetic domain-wall racetrack memory. *Science*, 320(5873):190–194, 2008.
- [6] Masamitsu Hayashi, Luc Thomas, Rai Moriya, Charles Rettner, and Stuart SP Parkin. Current-controlled magnetic domain-wall nanowire shift register. *Science*, 320(5873):209–211, 2008.
- [7] Stuart Parkin. Racetrack memory: a high capacity, high performance, non-volatile spintronic memory. In *2022 IEEE International Memory Workshop (IMW)*, pages 1–4. IEEE, 2022.
- [8] Robin Bläsing, Asif Ali Khan, Panagiotis Ch Filippou, Chirag Garg, Fazal Hameed, Jeronimo Castrillon, and Stuart SP Parkin. Magnetic racetrack memory: From physics to the cusp of applications within a decade. *Proceedings of the IEEE*, 108(8):1303–1321, 2020.

-
- [9] Julie Grollier, Pierre Boulenc, Vincent Cros, Amir Hamzić, Annie Vaures, Albert Fert, and Giancarlo Faini. Switching a spin valve back and forth by current-induced domain wall motion. *Applied Physics Letters*, 83(3):509–511, 2003.
- [10] Masamitsu Hayashi, Luc Thomas, Charles Rettner, Rai Moriya, Yaroslav B Bazaliy, and Stuart SP Parkin. Current driven domain wall velocities exceeding the spin angular momentum transfer rate in permalloy nanowires. *Physical review letters*, 98(3):037204, 2007.
- [11] Daichi Chiba, Gen Yamada, Tomohiro Koyama, Kohei Ueda, Hironobu Tanigawa, Shunsuke Fukami, Tetsuhiro Suzuki, Norikazu Ohshima, Nobuyuki Ishiwata, Yoshinobu Nakatani, et al. Control of multiple magnetic domain walls by current in a co/ni nano-wire. *Applied Physics Express*, 3(7):073004, 2010.
- [12] João Sampaio, Vincent Cros, Stanislas Rohart, André Thiaville, and Albert Fert. Nucleation, stability and current-induced motion of isolated magnetic skyrmions in nanostructures. *Nature nanotechnology*, 8(11):839–844, 2013.
- [13] Naoto Nagaosa and Yoshinori Tokura. Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions. *Nature nanotechnology*, 8(12):899–911, 2013.
- [14] Wang Kang, Yangqi Huang, Xichao Zhang, Yan Zhou, and Weisheng Zhao. Skyrmion-electronics: An overview and outlook. *Proceedings of the IEEE*, 104(10):2040–2061, 2016.
- [15] Albert Fert, Vincent Cros, and Joao Sampaio. Skyrmions on the track. *Nature nanotechnology*, 8(3):152–156, 2013.
- [16] Wanjun Jiang, Wei Zhang, Guoqiang Yu, M Benjamin Jungfleisch, Pramey Upadhyaya, Hamoud Smailly, John E Pearson, Yaroslav Tserkovnyak, Kang L Wang, Olle Heinonen, et al. Mobile néel skyrmions at room temperature: status and future. *AIP Advances*, 6(5):055602, 2016.
- [17] Aurelio Hierro-Rodríguez, Carlos Quirós, Andrea Sorrentino, Ricardo Valcárcel, Irene Estébanez, Luis Manuel Alvarez-Prado, José Ignacio Martín, JM Alameda, Eva Pereiro, María Vélez, et al. Deterministic propagation of vortex-antivortex pairs in magnetic trilayers. *Applied Physics Letters*, 110(26):262402, 2017.
- [18] Mary Johns y Mike Jackson. Compositional control of anisotropy of remanent and induced magnetization in synthetic samples. *Geophysical research letters*, 18(7):1293–1296, 1991.

-
- [19] FOSCO. Fiber Optics for sale CO. Magneto-optic kerr effect, 2022.
- [20] R.Schäfer A. Hubert. Magnetic domains. *Berlin Heidelberg*, page 452, 1998.
- [21] L. M. Alvarez-Prado, G. T. Pérez, R. Morales, F. H. Salas, and J. M. Alameda. Perpendicular anisotropy detected by transversely biased initial susceptibility via the magneto-optic kerr effect in $\text{Fe}_x\text{Si}_{1-x}$ thin films and $\text{Fe}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ multilayers: Theory and experiment. *Phys. Rev. B*, 56:3306–3316, 1997.
- [22] Aurelio Hierro-Rodríguez. Efectos de confinamiento por nanoestructuración en láminas magnéticas con anisotropía perpendicular. *Tesis doctoral, Universidad de Oviedo*, 2012.
- [23] E. Sallica, V. A. Peña Rodríguez, M. Vásquez Mansilla, and A. Butera. Dependencia de las propiedades magnéticas con el espesor en películas delgadas de fept. *Revista de Investigación de Física*, 12(02):22–29, 2009.
- [24] Fernando Valdés Bango García. Propiedades magnéticas de nanoestructuras fabricadas sobre áreas grandes mediante procesos de auto-organización y litografía por haz de electrones. *Tesis doctoral, Universidad de Oviedo*, 2017.
- [25] Isabel Suárez Méndez. Microscopía de fuerza magnética. *Trabajo fin de grado, Universidad de Oviedo*, 2014.
- [26] H.J. Richter and H. Hübner. Magnetic characterization of me tapes: the angular remanence curve. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 95(1):118–122, 1991.
- [27] Victoria Vega Fernández Rodríguez. Magnetotransporte y defectos topológicos en multicapas magnéticas. *Trabajo Fin de Grado, Universidad de Oviedo*, 2021.
- [28] Larry F Thompson. An introduction to lithography. ACS Publications, 1983.
- [29] Micro Chem Corp. Lor lift-off resists. 2002 [rev.2019].
- [30] Shipley. Microposit s1800 series photo resists. *No. 889-00032*, 2014.
- [31] Stephanie Spence, Wah-Keat Lee, Feng Lin, and Xianghui Xiao. Transmission x-ray microscopy and its applications in battery material research—a short review. *Nanotechnology*, 2021.
- [32] J. Kirz, D. Attwood, B. Henke, M. Howells, K. Kennedy, et al. Center for x-ray optics, x-ray data booklet. 2009.

-
- [33] J Stöhr. X-ray magnetic circular dichroism spectroscopy of transition metal thin films. *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, 75:253–272, 1995.
- [34] Cristina Blanco-Roldán, Carlos Quirós, Andrea Sorrentino, Aurelio Hierro-Rodríguez, Luis Manuel Álvarez-Prado, Ricardo Valcárcel, M Duch, N Torras, J Esteve, José Ignacio Martín, et al. Nanoscale imaging of buried topological defects with quantitative x-ray magnetic microscopy. *Nature Communications*, 6(1):1–7, 2015.