



Departamento de Física de la Materia Condensada

# ESPECTRO DE EXCITACIONES DE NANODISCOS MAGNÉTICOS

Trabajo de Fin de Grado realizado por:

VIOLETA JÚLVEZ IBÁÑEZ

Dirigido por:

DRA. MARÍA J. MARTÍNEZ PÉREZ

GRADO EN FÍSICA

Julio 2021

# Agradecimientos

Querría con estas líneas agradecer a mi directora de Trabajo de Fin de Grado, la Dra. María J. Martínez, por su apoyo, cercanía e interés a lo largo de todo este proyecto. Trabajar a su lado ha hecho que esta primera toma de contacto con el laboratorio y mundo científico en sí, partiendo de mi total inexperiencia, haya sido súper agradable y enriquecedora. Por esta razón, me siento muy afortunada de haber podido contar con su compañía y supervisión.

# Índice general

<b>Introducción y objetivos</b>	<b>3</b>
<b>1. SQUIDs. Fundamentos teóricos</b>	<b>4</b>
1.1. Cuantificación del flujo y uniones Josephson . . . . .	4
1.2. El dc SQUID . . . . .	6
1.3. Medidas experimentales. Curvas características del dc SQUID . . . . .	8
1.4. Estudio del comportamiento térmico del dc SQUID . . . . .	9
1.5. Punto de operación del dc SQUID . . . . .	10
<b>2. Discos y vórtices magnéticos</b>	<b>11</b>
2.1. Nanodiscos magnéticos . . . . .	11
2.2. Montaje y medidas experimentales. Ciclo de histéresis . . . . .	14
<b>3. Modos resonantes</b>	<b>19</b>
3.1. Introducción al espectro de excitaciones de un nanodisco magnético . . . . .	19
3.2. Simulación numérica: Software MuMax3 . . . . .	20
3.3. Medidas experimentales y simulaciones . . . . .	22
<b>Conclusiones</b>	<b>25</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>26</b>

# Introducción y objetivos

Los dispositivos superconductores de interferencia cuántica o SQUIDs (Superconducting Quantum Interference Devices) son de los más prometedores en electrónica cuántica además de una de las manifestaciones macroscópicas más claras de la física cuántica. La combinación del efecto Josephson junto con la cuantización del flujo magnético nos permite utilizarlos como sensores de campo magnético de extremada sensibilidad. Estos dispositivos nos permiten transformar el flujo de campo magnético en señales medibles mediante la modulación de la corriente crítica que atraviesa el material superconductor.

A lo largo de este trabajo vamos a utilizar estos sensores en el estudio de las configuraciones magnéticas de un nanodisco ferromagnético. Estos objetos son de especial interés hoy en día ya que la protección topológica les confiere enorme estabilidad frente a imperfecciones del material o fluctuaciones térmicas. Este fenómeno da paso a una amplia variedad de aplicaciones, tanto en la emergente espintrónica, como unidades de almacenamiento cuántico, en la industria e incluso en biomedicina.

Empezaremos explicando los fundamentos teóricos y realizando una caracterización de estos dispositivos superconductores que nos van a acompañar a lo largo de todo el estudio. A continuación hablaremos de la configuración de vórtice magnético que aparece en nanodiscos de Permalloy de unas determinadas características geométricas bajo distintas condiciones de campo externo aplicado a temperaturas inferiores a los 8K. Estudiaremos la formación y aniquilación de estos vórtices en el nanodisco bajo la variación del campo externo aplicado, observando su ciclo de histéresis tanto con medidas experimentales como mediante simulaciones numéricas.

El objetivo final del trabajo es estudiar el espectro de excitaciones de estas nanopartículas bajo la aplicación de pulsos de campo magnético. En particular, estudiaremos el modo girotrópico, que es el modo resonante fundamental de estos discos, comparando de nuevo medidas experimentales con las obtenidas por simulación numérica.

Realizaremos los experimentos a bajas temperaturas, utilizando para ello un criostato libre de helio de la empresa Quantum Design. Este criostato opera mediante un ciclo de tipo Gifford-McMahon alcanzando temperaturas mínimas de 4 K. El campo magnético externo se obtendrá utilizando un electroimán capaz de alcanzar valores de 300 mT. Los cableados dc (pares trenzados de cobre) y ac (cables coaxiales rígidos de cobre) utilizados se instalaron como parte del TFG de David García Pons durante el curso 2019-2020.

# Capítulo 1

## SQUIDS. Fundamentos teóricos

En este primer capítulo nos centraremos en la introducción al funcionamiento de los dispositivos SQUID y sus principales características. Los SQUIDS (Superconducting Quantum Interference Devices) son sensores que combinan el efecto Josephson junto con la cuantificación del flujo magnético en superconductores. Destacan por ser extremadamente sensibles al campo magnético, permitiéndonos convertir pequeñas variaciones de flujo magnético en señales eléctricas.

### 1.1. Cuantificación del flujo y uniones Josephson

Cuando un material superconductor se encuentra por debajo de su temperatura crítica  $T_c$ , este puede ser tratado como un condensado de Bose-Einstein al que se le puede asignar una única función de onda macroscópica de fase bien definida.

$$\Psi(\vec{r}, t) = |\Psi(i\vec{r}, t)| \exp[i\varphi(i\vec{r}, t)] \quad (1.1)$$

Esto se debe a la formación de pares de Cooper, pares de electrones extremadamente correlacionados que se comportan de forma efectiva como bosones de carga  $2e$ , de esta forma existe una fase  $\varphi$  bien definida para todos los portadores que describe el movimiento de sus centros de masas. Como consecuencia de dicha fases, los pares de Cooper en el condensado se mueven con la misma velocidad de centro de masas de modo que no pueden perder energía por procesos de scattering inelástico generando así supercorrientes. No obstante, la consecuencia que va a ser de nuestro interés es la existencia de cuantización de flujo magnético.

Cuando hacemos pasar flujo magnético a través de un anillo superconductor la fase a lo largo de nuestro camino cerrado solo puede variar en múltiplos enteros de  $2\pi$  para garantizar la unicidad de la función de onda (1.1).

$$2\pi n = \oint \vec{\nabla} \varphi d\vec{l}; \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (1.2)$$

Teniendo en cuenta la expresión del gradiente de fase

$$\vec{\nabla} \varphi = \frac{1}{\hbar} \left( \frac{m_p}{q_p n_p} \vec{j}_s + q_p \vec{A} \right) \quad (1.3)$$

donde  $m_p$  y  $n_p$  son, respectivamente, la masa y la densidad de pares de Cooper,  $q_p = 2e$ ,  $\vec{A}$  es el potencial magnético vector y  $j_s$  es la densidad de supercorriente.

Llegamos, tras integrar sobre un camino cerrado dentro del superconductor, donde la supercorriente es cero, e introduciendo el cuanto de flujo magnético  $\Phi_0 = \frac{h}{2e}$ , a la siguiente expresión [1]:

$$n\Phi_0 = \Phi; \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (1.4)$$

Por tanto, el flujo magnético que atraviesa un anillo superconductor, y en particular nuestro SQUID, esta cuantizado como múltiplo entero del cuanto de flujo  $\Phi_0$ .

Los SQUID están formados por un anillo superconductor interrumpido por uniones Josephson, esto es, dos superconductores separados por un material aislante o un metal no superconductor. Estas uniones forman una barrera de potencial que los pares de Cooper son capaces de atravesar por efecto túnel.

Si el acoplamiento en la unión es suficientemente débil la corriente  $I_s$  que la atraviesa sigue la primera relación de Josephson [2]:

$$I_s = I_0 \sin \delta \quad (1.5)$$

Donde  $I_0$  es el valor máximo de corriente que puede atravesar la unión sin disipación de energía y  $\delta$  es la diferencia de fase entre las fases de las funciones de onda macroscópicas de los dos superconductores  $\delta = \varphi_1 - \varphi_2$ .

Cuando la diferencia de fase  $\delta$  evoluciona con el tiempo, aparece una diferencia de potencial  $U$  entre los electrodos de la unión según la segunda relación de Josephson:

$$\dot{\delta} \equiv \frac{d\delta}{dt} = \frac{2e}{\hbar} U = \frac{2\pi}{\Phi_0} U \quad (1.6)$$

Podemos distinguir entonces entre régimen estático ( $\delta$  constante) y dinámico o disipativo. En régimen estático, conforme aumentamos la corriente que atraviesa la unión, el flujo de pares de Cooper constituye una supercorriente y  $U = 0$  (hay resistencia cero) hasta que la corriente alcanza el valor crítico  $I_0$ . A partir de este momento la diferencia de fase  $\delta$  deja de ser constante y se disipa voltaje a través de la unión,  $U \neq 0$ . La corriente de Josephson oscila con frecuencia  $\omega_J \equiv 2\pi V/\Phi_0$  (con  $V = \langle U \rangle$ ).

Adicionalmente a la corriente  $I_s$  existen también una corriente de desplazamiento  $I_d$  y otra de cuasipartículas  $I_{qp}$ . Todo esto queda recogido en el modelo RCSJ [3] que aproxima dichas corrientes por un condensador y una resistencia respectivamente, conectadas en paralelo con el elemento de circuito Josephson. No obstante, no vamos a entrar en más detalle en este modelo puesto que no es nuestro objeto de estudio.

## 1.2. El dc SQUID

Podemos distinguir entre dos tipos de SQUIDS: los dc SQUIDS y los rf SQUIDS. Los primeros poseen dos uniones Josephson y los segundos solo una. En nuestro caso vamos a trabajar con dc SQUIDS.

La característica esencial del dc SQUID es su capacidad de modular la supercorriente crítica máxima  $I_c$  que atraviesa el dispositivo en función del flujo magnético encerrado en anillo del mismo según la siguiente expresión:

$$I_c = 2I_0 \left| \cos\left(\pi \frac{\phi_{ext}}{\phi_0}\right) \right| \quad (1.7)$$

El origen de esta ecuación reside en la unión de los dos fenómenos explicados anteriormente: la cuantización del flujo magnético y el efecto Josephson, en concreto, la primera ecuación de Josephson (1.5). De esta forma las uniones Josephson limitan  $I_c$  a un valor máximo dado por la suma de las corrientes críticas de las dos uniones  $I_c = 2I_0$ . Esta modulación de la corriente, debida a la interferencia de las funciones de onda de los superconductores en las uniones, puede ser traducida posteriormente en una modulación del voltaje, convirtiendo así el dc SQUID en un transductor de flujo magnético a voltaje.

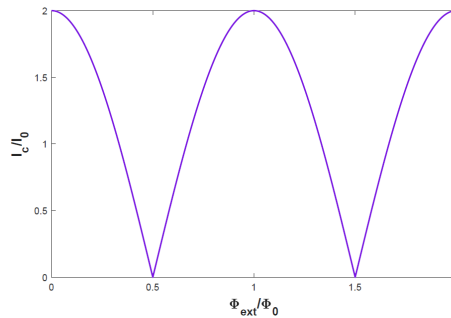


Figura 1.1: Modulación de la intensidad crítica máxima  $I_c$  con el flujo externo que atraviesa el anillo superconductor.

En la Figura 1.1 se muestra gráficamente dicha modulación de la intensidad crítica máxima. El eje  $Y$  representa la intensidad normalizada por la intensidad crítica máxima de cada unión  $I_0$  y el eje  $X$  el flujo magnético normalizado por un cuanto de flujo. Efectivamente, como podemos observar, la función tiene un periodo de un cuanto de flujo magnético  $\Phi_0 = \frac{h}{2e}$ .

Con el objetivo de facilitar la comprensión del funcionamiento del dc SQUID que vamos a utilizar en este trabajo, se muestra en la Figura 1.2 un esquema del mismo. En ella están señalizadas con cruces las uniones Josephson y las distintas corrientes que intervienen.  $I_b$  es la corriente de bias que atraviesa las uniones, introducida a través de unos cables trenzados de cobre convencionales y necesaria para polarizar el dc SQUID y permitir así su funcionamiento. La corriente  $I_{mod}$  es una corriente de modulación que nos permite modular el flujo magnético acoplado al anillo del dispositivo.

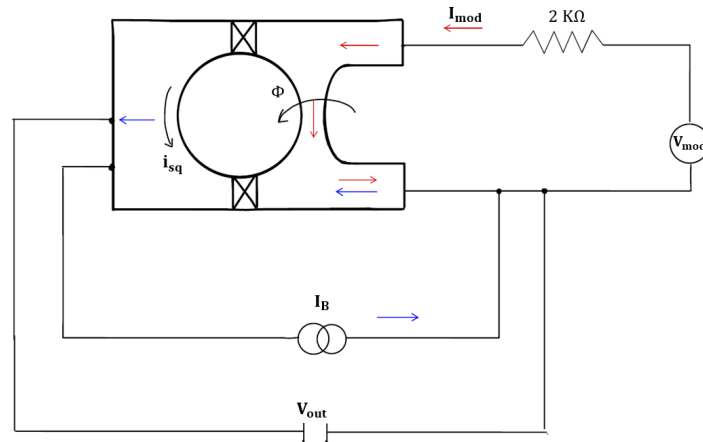


Figura 1.2: Esquema dc SQUID.

Una vez polarizado el dc SQUID con la corriente  $I_b$ , modificamos la corriente de modulación que atraviesa la constricción del SQUID mediante una fuente de tensión  $V_{mod}$ , de modo que  $I_{mod} = V_{mod}/2000$ , donde 2000 es el valor de la resistencia utilizada para transformar dicho voltaje en la corriente de modulación  $I_{mod}$ . Esta corriente induce un campo magnético al atravesar el SQUID, el cual se traduce en un flujo  $\Phi$  que atraviesa la abertura. A esta perturbación responde el SQUID con una corriente  $i_{sq}$ , que trata de compensar el flujo acoplado por  $I_{mod}$  para que el flujo total corresponda a un número entero de veces el cuanto de flujo. Es esta la respuesta objeto de estudio, en concreto su traducción en variaciones de la tensión de salida  $V_{out}$ , para distintos valores de  $I_b$  y  $V_{mod}$ .

Los dc SQUIDS utilizados para las medidas en el laboratorio están fabricados con superconductores de Cuprato o *High-T<sub>c</sub>* en inglés. Estos materiales se caracterizan por sus altas temperaturas críticas, en nuestro caso, el material utilizado es YBCO ( $YBa_2Cu_3O_7$ ) y la temperatura crítica es de aproximadamente 80K. Mostramos en la Figura 1.3 una imagen real del SQUID empleado para las medidas.

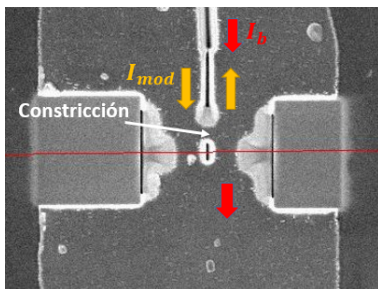


Figura 1.3: Imágen del dc SQUID utilizado en el laboratorio. La línea roja horizontal indica la posición de las uniones Josephson.

El YBCO cuenta con una estructura cristalina muy bien definida que le confiere unas propiedades desde el punto de vista del transporte muy anisotrópicas, proporcionándole así alta sensibilidad a imperfecciones. Las uniones Josephson son de tipo frontera de grano, esto es, juntamos dos regiones con distinto eje cristalino dando lugar a una resistividad muy elevada del orden de los  $K\Omega$ . La frontera de grano no es visible en la imagen, por eso, la señalizamos, de manera aproximada, con una línea roja.

Para la fabricación de estos dispositivos se parte de un sustrato de cristal de Estroncio de Titanio (STO), en el cual ya existe una frontera de grano, y crecemos sobre este de forma epitaxial el YBCO mediante depósito por láser pulsado (PLD). Gracias a que el parámetro cristalino del YBCO es muy similar al del STO, nuestro depósito de YBCO crece cómodamente,



respetando la frontera de grano, que crece también hacia arriba. Por último, para disminuir la resistencia naturalmente elevada de las uniones Josephson, se crece una delgada capa de oro que actúa como resistencia de carga. Esta resistencia de carga, depositada justo encima de las uniones, se puede modelizar como una resistencia en paralelo con estas mismas, permitiendo así disminuir el valor total a unos pocos ohmios.

El crecimiento del cristal se lleva a cabo en Alemania y la posterior litografía en la sala blanca del LMA, proceso en el cual no he podido participar personalmente debido a las circunstancias sanitarias por Covid-19.

### 1.3. Medidas experimentales. Curvas características del dc SQUID

Medimos el voltaje  $V_{out}$  a la salida del dcSQUID para distintos valores de  $I_{mod}$  e  $I_B$ . Manteniendo la corriente  $I_B$  constante, realizamos barridos en  $V_{mod}$  de  $-4V$  a  $4V$ , lo cual equivale a barrer en  $I_{mod}$  ya que  $I_{mod} = \frac{V_{mod}}{R}$  con  $R=2k\Omega$ . Repetimos este mismo proceso para diferentes valores de  $I_B$  desde  $50\mu A$  hasta  $160\mu A$  en intervalos de  $10\mu A$ . En las Figuras 1.4 y 1.5 se muestran las distintas curvas obtenidas. En la primera representamos  $V_{out}$  frente a  $V_{mod}$  y en la segunda  $V_{out}$  frente al flujo de campo magnético que atraviesa el anillo  $\Phi_{mod}$ . Se puede observar que ambas figuras son equivalentes, de hecho, la segunda ha sido obtenida a partir de la primera. Sabemos que el periodo de  $V_{out}$  se corresponde con un cuanto de flujo magnético  $\Phi_0$ . Esto nos permite estimar el valor de la inductancia mutua  $M_f$  entre entre la constricción y el dc SQUID a partir de la relación  $1/M_f(4K) \sim 1,58mA/\Phi_0$ , donde hemos tenido en cuenta que un periodo se correspondía con  $3,16V$ .

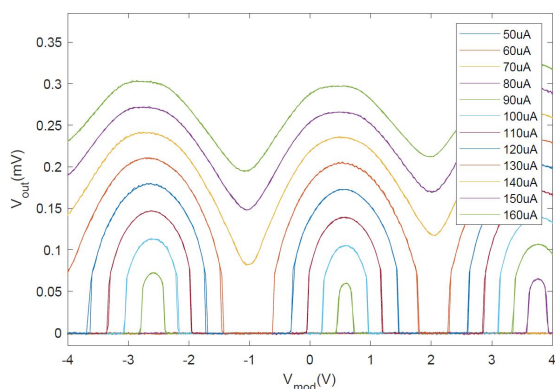


Figura 1.4:  $V_{out}$  frente a  $V_{mod}$

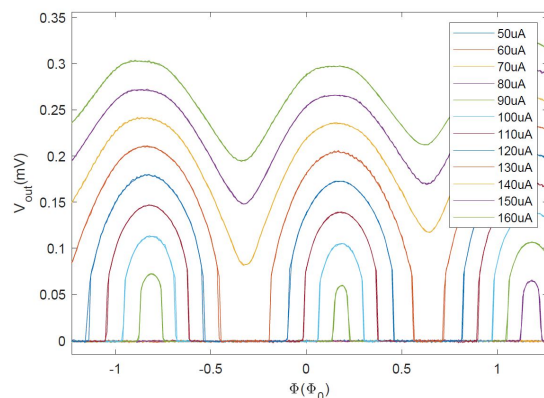


Figura 1.5:  $V_{out}$  frente a  $\Phi_{mod}$

Podemos observar varias cosas en estas figuras. En primer lugar las curvas para valores de  $I_B$  por debajo de la corriente crítica ( $I_c \approx 100\mu A$ ) cortan al eje de abscisas,  $V_{out} = 0$ ; mientras que, para  $I_B > I_c$ , obtenemos funciones suaves. Es evidente, por otra parte, la modulación  $V(\Phi)$  tal y como esperábamos. No obstante, esta modulación no es simétrica, sino que queda desplazada hacia la derecha. Esto puede deberse a que hay una inductancia efectiva distinta para cada brazo del dc SQUID.

Otra curva característica muy importante de los dc SQUID es la I-V pues es una de las propieda-

des más representativas de estos dispositivos. En este caso representamos también  $V_{out}$  pero barriendo en  $I_B$  para distintos valores constantes de  $I_{mod}$ . Nos interesa un comportamiento no histerético del dc SQUID, esto es, cuando reducimos la corriente  $I_B$  desde un valor superior a la corriente crítica  $I_c$ , nuestro sistema queda atrapado en un mínimo de potencial para  $I=I_c$  que será siempre el mismo, de no ser así, cada vez que bajásemos la corriente el valor para el cual se obtiene el cambio de  $V_{out} = 0$  a  $V_{out} \neq 0$  sería  $I_r \neq I_c$ . Dicho valor  $I_r$  depende de los valores de  $C$  y  $R$  del modelo ya mencionado anteriormente RCSJ. Para obtener el comportamiento no histerético el SQUID cuenta con una capa de oro que actúa como resistencia de carga  $R$ , de tal manera que nos encontramos en el límite fuertemente sobreamortiguado.

Podemos observar en la Figura 1.6 por una parte el paso de régimen estático ( $V_{out} = 0$ , superconductor) a régimen disipativo ( $V_{out} \neq 0$ ) del dc SQUID conforme aumentamos el valor de la corriente  $I_B$  para un valor dado de  $I_{mod}$ . También se puede observar la modulación de la corriente crítica  $I_c$  en función del flujo magnético  $\Phi$ , vemos como se desplaza esta  $I_c$  según la corriente de modulación  $I_{mod}$  aplicada.

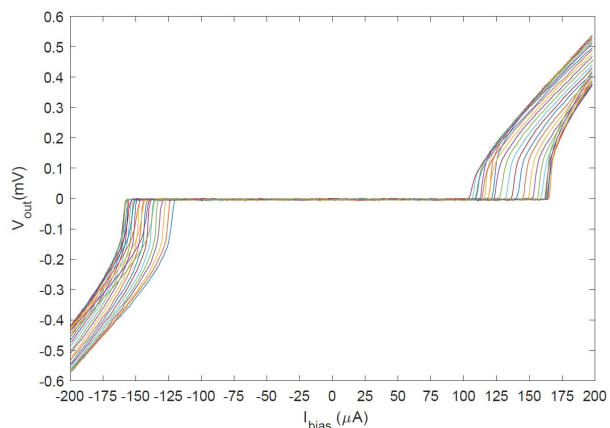


Figura 1.6: Característica Intensidad-Voltaje (IVC) del dc SQUID.

## 1.4. Estudio del comportamiento térmico del dc SQUID

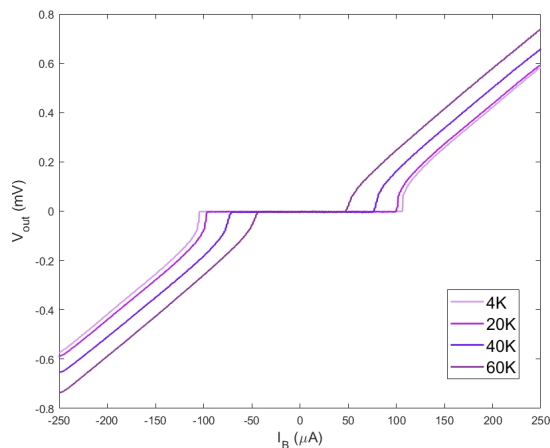


Figura 1.7: Característica IVC del dc SQUID para distintos valores de  $T$ .

En el laboratorio se tomaron de nuevo medidas de  $V_{out}$  para distintos valores de  $I_B$ , obteniendo así las características IVC pero esta vez para distintas temperaturas en lugar de distintos valores de  $I_{mod}$ .

Recordamos que nuestro dc SQUID está fabricado de YBCO, del grupo de los Cupratos, caracterizado por su elevada temperatura crítica de aproximadamente 80K.

El resultado obtenido, tal y como se puede observar en la Figura 1.7, es una clara dependencia entre la corriente crítica del dc SQUID y la temperatura. Como cabe esperar en un superconductor, conforme aumentamos la temperatura el valor de la intensidad de corriente crítica disminuye. Se tomaron medidas para cuatro temperaturas distintas: 4K, 20K, 40K y 60K. Para el valor de  $T=T_c$  ( $T=80K$ ), aunque no aparezca representado en la gráfica, se obtendría

Para el valor de  $T=T_c$  ( $T=80K$ ), aunque no aparezca representado en la gráfica, se obtendría

una línea recta, una dependencia lineal entre  $V_{out}$  y  $I_B$  al desaparecer el estado superconductor del YBCO.

Se puede calcular también a partir de estas curvas el valor de la resistencia de carga  $R$  del dc SQUID. Para valores suficientemente altos de  $|I_B|$  las curvas IVC tienden a rectas, de modo que su pendiente, en dicha región lineal, se corresponde con  $R$ . El cálculo de esta pendiente nos da un valor aproximado de  $R \approx 3,21\Omega$ .

## 1.5. Punto de operación del dc SQUID

A la hora de utilizar el dc SQUID para realizar medidas es necesario encontrar un punto de operación adecuado. Necesitamos un valor de corriente y un rango de valores de tensión de modulación  $V_{mod}$  (y por consiguiente de flujo) para los que la dependencia  $V_{out}(\Phi_{mod})$  pueda aproximarse a una recta con la mayor fiabilidad posible. Es conveniente que la pendiente aproximada sea lo mayor posible, pero también que el rango de tensiones de operación sea grande. Para ello seleccionamos la curva de la Figura 1.4 correspondiente a  $I_B = 140\mu A$  y realizamos un ajuste a una recta para la zona central de valores, en la cual se percibe una mejor aproximación lineal.

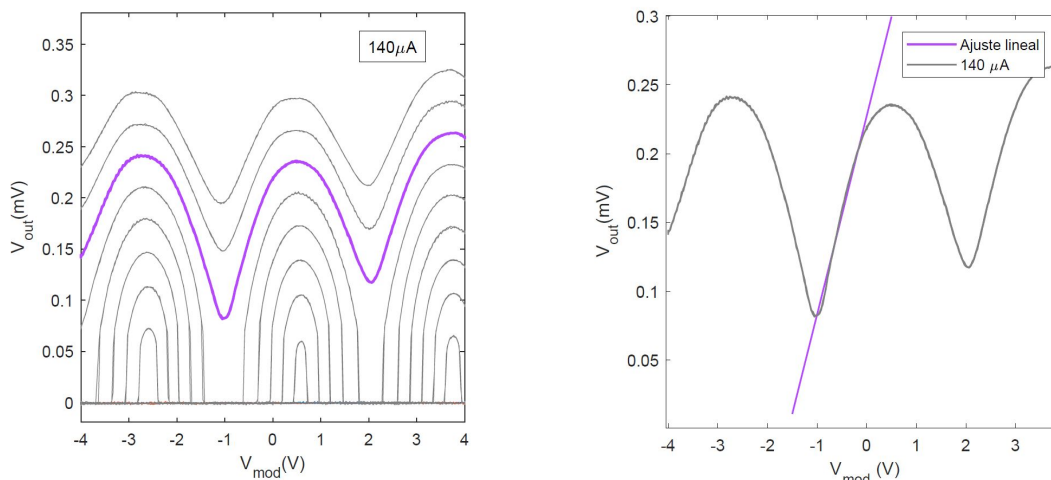


Figura 1.8: Ajuste lineal al rango de operación del dc SQUID.

La recta obtenida tiene una pendiente adimensional  $a = 0,1445 \pm 0,0015$  y una ordenada en el origen  $b = 0,228 \pm 0,001\text{mV}$ . Además, puesto que  $1\Phi_0 \approx 3,16V$  en  $V_{mod}$ , podemos escribir la pendiente de la recta obtenida en  $mV/\Phi_0$ :

$$a = (0,1445 \pm 0,0015) \frac{3,16V en V_{mod}}{1\Phi_0} = (0,4566 \pm 0,0047) \frac{mV en V_{out}}{\Phi_0} \quad (1.8)$$

Esta es la sensibilidad del detector dc SQUID en el rango de operación seleccionado, en la que un cuanto de flujo equivale a una caída de tensión a la salida del dispositivo de unos  $0,457\text{mV}$ .

## Capítulo 2

# Discos y vórtices magnéticos

La alta sensibilidad de los dispositivos dc SQUID y su funcionalidad como transductores de flujo a voltaje permite el estudio íntegro de nanopartículas magnéticas. Este tipo de objetos magnéticos de muy bajas dimensiones como pueden ser nanoanillos, nanohilos o nanodiscos son de gran interés ya que ofrecen un gran potencial en una amplia variedad de aplicaciones. Su rango de aplicaciones va desde la ahora emergente espintrónica y almacenamiento y procesamiento de información cuántica hasta aplicaciones en la industria y biomedicina.

En particular, en este capítulo vamos a estudiar nanodiscos ferromagnéticos. Estos discos han adquirido gran atención últimamente gracias a la posibilidad de estabilizar en ellos una configuración de vórtice magnético, lo cual permite su uso como unidades de almacenamiento. Expondremos en primer lugar sus características y comportamiento bajo la aplicación de campos magnéticos externos. A continuación presentaremos brevemente el montaje utilizado, así como el acoplo de estos nanodiscos a nuestro dispositivo dc SQUID para la toma de medidas y finalmente comentaremos las medidas realizadas en el laboratorio comparándolas con las obtenidas mediante simulaciones.

### 2.1. Nanodiscos magnéticos

En nuestro caso los nanodiscos utilizados para las medidas son de Permalloy, una aleación de 20% Ni y 80%Fe. El Permalloy se encuentra dentro de los materiales magnéticos blandos. Este tipo de materiales se caracterizan por ser fácilmente magnetizables y desmagnetizables y presentan, además, una anisotropía magnetocristalina despreciable, de modo que es la anisotropía de forma la protagonista en su magnetización.

Son tres las energías [4] de mayor relevancia que van a influir en la disposición de los momentos magnéticos en nuestros nanodiscos y, por tanto, en la creación de vórtices magnéticos.

- Energía Zeeman: es la energía debida a la aplicación de un campo magnético externo, cuya densidad es expresada como:

$$E_z = -\mu_0 \vec{M} \vec{H} \quad (2.1)$$

Esta energía favorece la alineación de los momentos magnéticos del material en la dirección del campo externo  $\vec{H}$  aplicado.

- Energía de canje: se debe a la interacción entre momentos magnéticos dentro de un mismo material dando lugar a la alineación paralela (para materiales ferromagnéticos) o antiparalela (materiales antiferromagnéticos) de los momentos vecinos, es decir, favorece la magnetización uniforme. Esta energía en dos dimensiones para una cadena unidimensional de spines clásicos separados una distancia  $a$  viene dada por la expresión

$$\varepsilon_{12} = -J\vec{S}_1\vec{S}_2 = -JS^2\cos(\delta\theta) = -JS^2\left[1 - \frac{(\delta\theta)^2}{2}\right] = cte + \frac{JS^2a^2}{2}\left(\frac{d\theta}{dx}\right)^2 \quad (2.2)$$

donde  $J$  es la integral de canje,  $\vec{S}_1$  y  $\vec{S}_2$  son los spines atómicos de dos vecinos y  $\theta$  la orientación de dichos spines. Generalizando a un sistema en tres dimensiones en el que los momentos pueden apuntar en cualquier dirección del espacio y normalizando por  $a^3$  para expresar una densidad de energía obtenemos:

$$E_{ex} = A \sum_i \sum_j \left(\frac{\partial m_i}{\partial x_j}\right)^2 = A(\vec{\nabla}\vec{m})^2 \quad (2.3)$$

donde  $A \approx (JS^2/2a)$  es la constante de canje de unidades J/m, que en nuestro nanodisco de Permalloy tiene un valor de  $A_{ex} = 13 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}$  y  $\vec{m}(\vec{r})$  es el vector unitario que describe la distribución de la magnetización.

- Energía dipolar o magnetostática: es otro tipo de energía similar a la de Zeeman pero esta vez debida a la interacción entre los distintos momentos magnéticos de un material a través del campo dipolar o desimador  $H_d$  generado por estos. Esta energía contribuye a la energía interna del sistema con una densidad por volumen

$$E_d = -\frac{1}{2}\mu_0\vec{M} \cdot \vec{H}_d \quad (2.4)$$

La energía dipolar es la contribución más complicada a tener en cuenta cuando se trabaja en micromagnetismo. Debido a su carácter no local solo puede ser expresada analíticamente en situaciones muy limitadas y el coste computacional para su evaluación numérica en simulaciones, como veremos más adelante, es muy elevado.

La minimización de este término requiere minimizar las líneas de campo generadas por el material fuera de este.

Estas tres energías compiten fundamentalmente en nuestra nanopartícula ferromagnética por la orientación de los momentos dipolares magnéticos.

En busca de una disposición de mayor estabilidad en términos energéticos, los dipolos magnéticos tienden a orientarse formando lo que se conoce como dominios magnéticos. Estos dominios son regiones del material en las que los momentos magnéticos apuntan en una misma dirección y que vienen delimitados por paredes de dominio. Su existencia permite la explicación por la cual materiales magnéticos pueden no presentar imanación espontánea, ya que a pesar de que la imanación de los distintos dominios sea  $\vec{M}_i \neq 0$  la suma total para todos estos es nula.

En los nanodiscos magnéticos la magnetización esta confinada esencialmente en el plano del disco, ya que una configuración en la que los momentos apunten perpendicularmente respecto este

plano es muy costosa desde el punto de vista de la energía dipolar. Debido a sus dimensiones tan pequeñas la formación de paredes de dominio no es energéticamente favorable, por ello, a campo externo aplicado muy bajo o nulo, aparece una configuración de los momentos magnéticos de vórtice. Bajo estas circunstancias las energías predominantes son la dipolar y la de canje. La primera tiende a ordenar los momentos de forma tangente a la superficie del disco mientras que la segunda favorece la orientación paralela entre los mismos, resultando así en una disposición similar a circunferencias concéntricas en torno al centro del disco.

No obstante, cerca del centro, las direcciones de los vectores momento magnético, tal y como se muestra en la figura 2.1, ya no quedan contenidas en el plano del disco sino que sus extremos apuntan a posiciones fuera de este. De esta forma aparece una componente de la magnetización perpendicular al plano cuya amplitud máxima se encuentra en el centro del disco. Esto se debe al papel que juega la energía de canje en la alineación de los momentos magnéticos paralelos entre sí. El sistema busca el estado energético más favorable, un equilibrio entre las distintas energías presentes. Dado que mantener los momentos magnéticos formando una circunferencia en la parte más próxima al centro del disco supone un elevado coste energético de la energía de canje, los momentos apuntan hacia fuera del plano reduciendo así dicha energía.

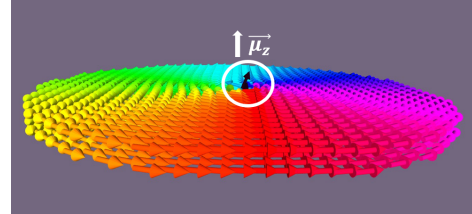


Figura 2.1: Configuración de vórtice magnético

Podemos definir la dirección de esta componente perpendicular de la magnetización mediante la polaridad  $p = \pm 1$ , distinguiendo así entre los estados en que el vórtice apunta hacia arriba ( $p = +1$ ,  $M_z > 0$ ) y hacia abajo ( $p = -1$ ,  $M_z < 0$ ). Otro parámetro interesante es la vorticidad  $c$ , que define el sentido de rotación del vórtice:  $c = -1$  si es horario y  $c = 1$  si es antihorario.

Estas propiedades no están relacionadas entre sí, es decir, existen cuatro estados posibles para los vórtices, lo cual nos da mucho juego para su aplicación como unidades de memoria, mediante la posibilidad de controlar de forma externa estos parámetros.

Podemos considerar esta configuración de vórtice como una sucesión infinita de dominios tales que el ángulo entre los momentos de dos dominios consecutivos tiende a 0. El esquema de la figura 2.2 da paso a lo que se va a comentar a continuación, y es el caso en que el campo externo aplicado no es nulo. Ahora ya no tenemos en cuenta solo las energías dipolar y de canje, sino que la contribución de la energía Zeeman comienza a ser apreciable.

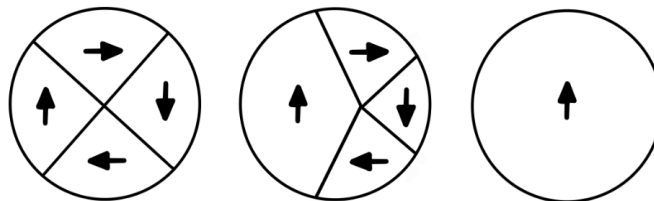


Figura 2.2: Transición de vórtice a mono-dominio para  $\vec{B}_{ext} \uparrow$ .

Al aplicar un campo externo  $\vec{H}$  en una determinada dirección, el "dominio" constituido por los momentos magnéticos paralelos a este campo se ve favorecido respecto al resto. Conforme aumentamos  $\vec{H}$ , la energía Zeeman va tomando protagonismo y el centro del vortice se va desplazando hacia el extremo del disco. Para valores de  $\vec{H}$  suficientemente grandes esta energía predomina sobre la dipolar, de modo que todos los momentos quedan orientados de forma paralela en la dirección del campo, formando lo que se conoce como mono-dominio simple. Más adelante veremos las imágenes obtenidas de la nucleación y desaparición del vórtice por simulaciones numéricas.

## 2.2. Montaje y medidas experimentales. Ciclo de histéresis

Para concluir este capítulo pasamos al estudio experimental de la magnetización de estas nanopartículas ferromagnéticas haciendo uso del dc SQUID. Para poder realizar un estudio correcto es muy importante la disposición del nanodisco en el SQUID, ya que de ella dependerá el flujo magnético que pueda acoplar y por tanto pueda ser detectado por nuestro transductor.

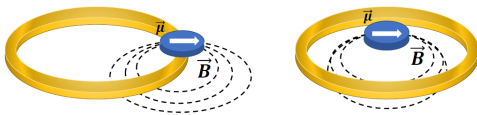


Figura 2.3: Acoplo de flujo magnético .

Existe un lugar privilegiado para la colocación de la nanopartícula magnética que se desea medir [5] : la superficie anular del anillo superconductor. Al situar un dipolo en esta posición el número de líneas de campo magnético que atraviesan el anillo es mucho mayor que si situamos el dipolo en cualquier posición dentro de este. La figura 2.3 sirve para ilustrar esta idea. Por tanto, para obtener el acoplo óptimo de flujo magnético a nuestro

dc SQUID colocamos el nanodisco lo más próximo posible de la constricción, la cual es atravesada por la corriente de modulación  $I_{mod}$ .

En la siguiente figura se muestran varias imágenes reales del SQUID y nanodisco utilizados para las medidas comentadas posteriormente.

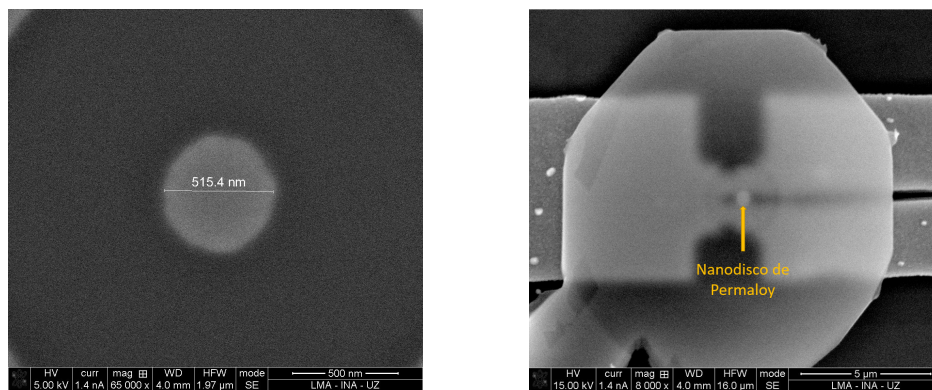


Figura 2.4: Nanodisco y dc SQUID.

La imagen de la izquierda es el nanodisco de Permalloy de 515,4 nm de diámetro y la de la derecha el SQUID con el nanodisco ya depositado en la constricción. Cabe destacar que en la imagen de la

derecha se observan dos figuras circulares; la más grande se trata de una paleta de nitruro de silicio que hace de soporte de nuestro nanodisco, el pequeño *dot* que aparece en la imagen.

Una vez esclarecida la disposición del nanodisco sobre el dc SQUID pasamos a la aplicación del campo magnético externo que nos permitirá estudiar el comportamiento de nuestro nanodisco. Para realizar las medidas, el SQUID junto con la nanopartícula son colocados entre las bobinas de un potente electroimán. Es muy importante la buena alineación de estas de modo que el campo magnético externo sea paralelo al plano del SQUID, evitando así el acoplo de flujo magnético por parte del electrominán, lo cual enmascararía nuestras medidas.

Realizado el proceso de alineación, comenzamos con el experimento en sí. Este consiste esencialmente en un barrido del campo magnético externo aplicado, controlando así la magnetización de nuestra partícula, y en medir la respuesta del dc SQUID a las variaciones de la imanación de la muestra. Aquí el dc SQUID funciona como transductor convirtiendo la señal de flujo magnético acoplado al anillo por el nanodisco en una señal de salida de voltaje, con la función de transferencia, obtenida experimentalmente en el Capítulo 1, de  $0.457\text{mV}$  por cuanto de flujo  $\Phi_0$ .

Vamos a comparar, a su vez, las medidas obtenidas experimentalmente en el laboratorio con las obtenidas mediante simulación numérica. En el primer caso el campo barrido abarca desde los  $-0,05\text{T}$  hasta los  $0,05\text{T}$ ; mientras que en el segundo, las simulaciones han sido ejecutadas hasta un valor máximo de  $|B_{ext}| = 0,1$ .

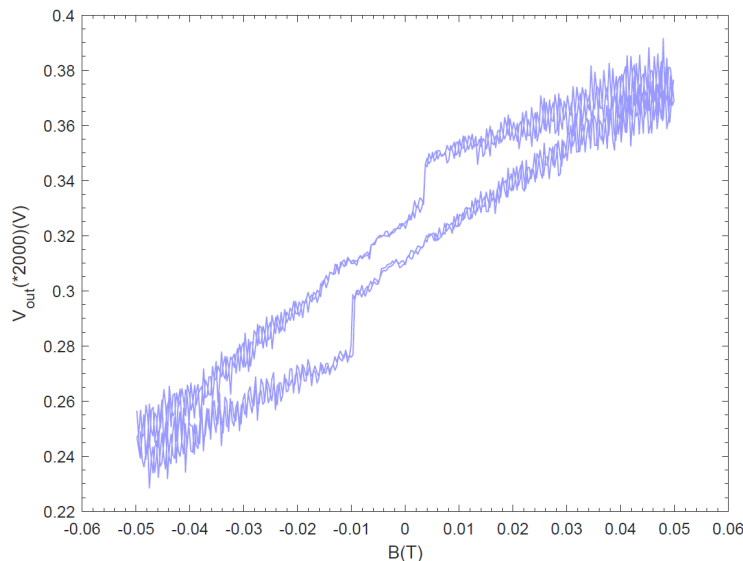


Figura 2.5: Medidas experimentales tomadas en el laboratorio. El eje X representa el campo aplicado mediante el electroimán y el eje Y el voltaje de salida del dc SQUID  $V_{out}$  con un factor de amplificación de 2000.

En la figura 2.5 se presentan las medidas experimentales obtenidas a  $6.7\text{K}$  y para un valor de  $I_B = 172\ \mu\text{A}$ . El eje de abscisas corresponde con el campo magnético aplicado y el de ordenadas con la caída de voltaje medida por el dc SQUID con un factor de amplificación de 2000. La segunda figura (2.6) son los resultados de la simulación, llevada a cabo con el programa libre de simulación



micromagnética MuMax3, del cual hablaremos en profundidad en el siguiente capítulo.

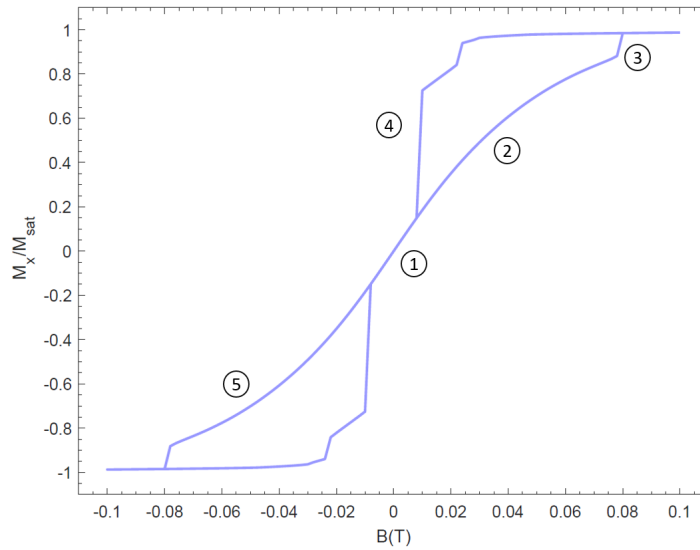


Figura 2.6: Simulación de MuMax3. El eje X representa el campo aplicado externo y el eje Y la componente  $x$  de la imanación del nanodisco normalizada por la imanación de saturación  $M_s$ .

En ambas figuras se puede observar un claro ciclo de histéresis que podemos dividir en distintas partes según la disposición de los momentos magnéticos dentro del nanodisco. Para comentar estas partes nos vamos a fijar en los datos obtenidos de la simulación y posteriormente los compararemos con los obtenidos experimentalmente.

1. Partimos de campo externo aplicado nulo, para el cual nuestro nanodisco se encuentra en estado de vórtice con valores de la polaridad  $p$  y vorticidad  $c$  desconocidos.
2. Conforme aumentamos  $\vec{B}$  a valores más positivos, el centro del vórtice se desplaza hacia arriba debido al efecto de la alineación de los momentos con la dirección del campo.
3. Para  $B \approx 0.075$  T tiene lugar la aniquilación del vórtice (se da un salto en la imanación), quedando a partir de este momento el estado de mono-dominio en el disco. La imanación del disco alcanza su valor de saturación, de manera que este adquiere una imanación remanente que persiste aún retirando el campo. Ambos fenómenos se pueden observar claramente en la simulación; en la gráfica experimental no se aprecia debido a la gran cantidad de ruido.
4. Comenzamos a disminuir el campo magnético para volver al punto de partida. Partimos de nuestro nanodisco en configuración de monodominio debido a la imanación remanente, hasta llegar a  $B=0.01$  T donde tiene lugar la nucleación del vórtice. Este nuevo dominio de vórtice al que llegamos sigue teniendo valores desconocidos de  $p$  y  $c$ , que no tienen por qué coincidir con los del primero.
5. Seguimos disminuyendo el campo hasta alcanzar valores negativos. La situación de aniquilación y nucleación del vórtice es análoga al caso de  $B > 0$ . No ocurre así para las medidas experimen-

tales ya que se puede observar cierta asimetría respecto  $B=0$ , no coinciden exactamente en valor absoluto las nucleaciones de los vórtices para campo positivo y negativo.

A primera vista, lo que más llama la atención de las medidas experimentales es la enorme cantidad de ruido, el cual se intensifica en los extremos de nuestro ciclo, llegando a enmascarar la ya mencionada aniquilación de nuestro vórtice. Este ruido se debe al efecto de la *cold head* o criostato del montaje utilizado para enfriar el helio que se encarga de mantener el nanodisco a 6.7K (Figura 2.7). Este mecanismo realiza un ciclo termodinámico cerrado de expansión-compresión del helio (ciclo de tipo Gifford-McMahon) mediante un motor mecánico cuyas vibraciones son las culpables del ruido observado, mayor en los extremos donde el campo magnético es más alto y por tanto nuestro dc SQUID más sensible a las perturbaciones del flujo que atraviesa el anillo.

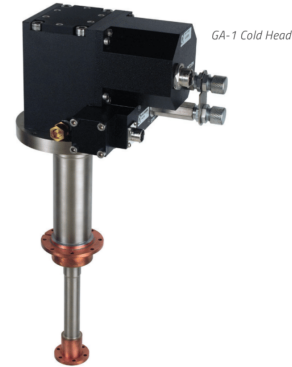


Figura 2.7: Cold-Head usada en el montaje

En cuanto a la falta de simetría en las medidas experimentales, estas pueden atribuirse a defectos en la propia nanopartícula por eso los dos estados de vórtice que se nuclean son distintos, siendo uno de  $B \approx -0.01$  T y el otro  $B \approx 0.005$  T. Podría deducirse que uno de ellos es más sencillo que el otro, es decir, es más difícil el que ocurre a menor campo, ya que necesitamos llegar a un campo más próximo a cero para su nucleación.

También es preciso comentar la aparición de estados metaestables en la simulación, justo antes de la nucleación del vórtice, como pequeños saltos intermedios, los cuales no se dan en las medidas reales. Tampoco coinciden exactamente los valores de los campos de nucleación en la simulación con los obtenidos experimentalmente. En definitiva, podemos afirmar que en realidad la simulación nos sirve para darnos una idea de que la interpretación que hacemos de los datos experimentales es correcta. Sería muy aventurado pretender que reproduzca exactamente lo que está sucediendo en nuestro nanodisco, de ahí las diferencias observadas.

Para concluir con este capítulo, se muestran a continuación una serie de imágenes obtenidas por simulación con MuMax3. Cada una de ellas se corresponde, de izquierda a derecha, con los distintos pasos descritos anteriormente.

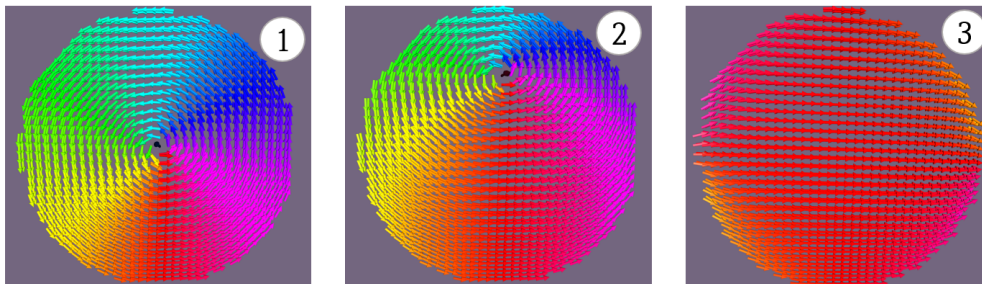


Figura 2.8: Configuraciones de la nanopartícula a lo largo de la parte derecha del ciclo de histéresis.

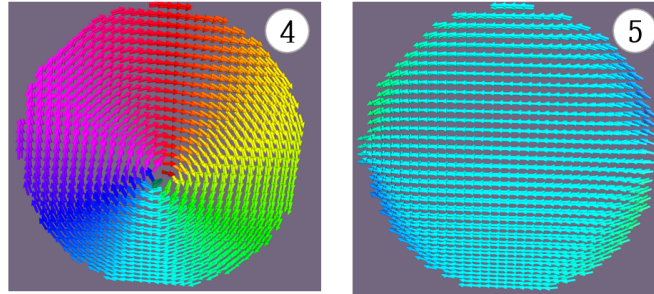


Figura 2.9: Configuraciones de la nanopartícula a lo largo de la parte izquierda del ciclo de histéresis.

Efectivamente, en las tres primeras imágenes se ve como el vórtice se desplaza conforme aumentamos el campo aplicado hacia un extremo del nanodisco hasta desaparecer, instante en que todos los momentos apuntan en la dirección del campo. En las dos últimas se muestra la nucleación del vórtice a campo externo negativo y su posterior aniquilación.

Podemos observar ciertos efectos de borde, en los que los momentos tienen distinta dirección. Esto se debe al efecto de la energía dipolar que los desvía un poco de forma que no sean totalmente perpendiculares a la superficie ya que, aun siendo predominante la energía Zeeman, las dos energías restantes siguen teniendo su efecto.

# Capítulo 3

## Modos resonantes

En este último capítulo nos vamos a centrar en el estudio del espectro de excitaciones de nuestro nanodisco magnético. Empezaremos primero introduciendo los modos resonantes de la nanopartícula, hablaremos a continuación del software MuMax3 utilizado tanto para las simulaciones de estos modos, como para el ciclo de histéresis del capítulo anterior y finalmente mostraremos los resultados obtenidos por simulación numérica y experimentalmente, con su correspondiente comparación.

### 3.1. Introducción al espectro de excitaciones de un nanodisco magnético

Hoy en día las propiedades magnéticas de nanodiscos son objeto de estudio debido a su gran potencial como unidades de almacenamiento o para producir ondas de espín, ya que la protección topológica les proporciona enorme estabilidad frente a imperfecciones del material o fluctuaciones térmicas.

La configuración magnética de equilibrio de estos objetos depende tanto de la naturaleza del material (esencialmente su imanación de saturación  $M_{sat}$  y la constante de canje  $A_{ex}$ ) como de sus propiedades geométricas, el diámetro del nanodisco  $d$  y su grosor  $L_z$ . A campo aplicado nulo su configuración fundamental de equilibrio es el vórtice magnético ya estudiado en el capítulo anterior. Aplicando pulsos de campo magnético podemos sacar nuestro nanodisco de su estado fundamental de vórtice, llegando a excitar así distintos modos resonantes en el disco.

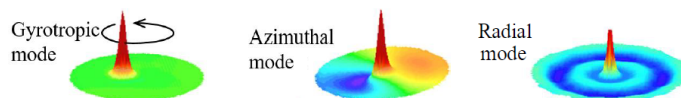


Figura 3.1: Modos resonantes de un nanodisco magnético.

En la figura 3.1 se muestran ejemplos de estos modos resonantes. A bajas frecuencias, alrededor de los cientos de MHz, podemos encontrar el modo girotrópico, en el que el vórtice entero gira en

torno a su posición original de equilibrio con una determinada amplitud. A frecuencias elevadas, en el rango de los GHz, el vórtice sigue en el disco y aparecen nuevos modos resonantes, modos de ondas de espín, que pueden clasificarse según su simetría y el número de nodos en la dirección radial y azimutal. Una analogía para este último caso sería el ejemplo de los modos que podemos encontrar en un tambor, donde distinguimos modos radiales y modos azimutales.

En nuestro caso nos vamos a centrar en el estudio del modo girotrópico de un nanodisco de grosor muy inferior a su diámetro ( $d \approx 500 \text{ nm}$  y  $L_z \approx 25 \text{ nm}$ ), en el que el efecto de la anisotropía magnetocristalina es despreciable y la configuración magnética viene dada esencialmente por el balance de la energía dipolar y de canje.

Partiendo de una situación de campo nulo, en la que el nanodisco se encuentra en una configuración de vórtice, si aplicamos un campo magnético  $\vec{B}_{ext}$  paralelo al plano del disco e inferior al valor de aniquilación del vórtice, conseguimos un desplazamiento del core hacia un extremo del disco, algo que ya hemos observado en los ciclos de histéresis del Capítulo 2. Al aplicar ahora un campo ac  $\vec{b}_{ac}$  excitamos el modo girotrópico, cuya frecuencia de resonancia se verá ligeramente desplazada debido al campo de  $\vec{B}_{ext}$ . La aparición de este modo resonante se debe a que la propia naturaleza de estos objetos, junto con la presencia de una configuración de vórtice de los momentos magnéticos, dan lugar a una dirección preferente fuera del plano del disco. Esto es, tal y como habíamos comentado al inicio del Capítulo 2, los momentos en el centro del disco apuntan hacia fuera del plano, creando así un campo intrínseco y dando lugar a la precesión del vórtice en torno a dicha dirección preferente al aplicar un campo  $\vec{b}_{ac}$ .

### 3.2. Simulación numérica: Software MuMax3

Para poder interpretar estas excitaciones y modos que aparecen en nuestro nanodisco en función de la frecuencia hacemos uso del software de simulación micromagnética MuMax3 [6], también utilizado en el estudio de la configuración estática de vórtice en el capítulo anterior.

Los cálculos numéricos de estas simulaciones se basan en la resolución de la ecuación de Landau-Lifshitz-Gilbert [7] para cada uno de los momentos magnéticos del disco.

Dicha ecuación para un momento magnético viene dada por la siguiente expresión:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -|\gamma_{0,LL}|\vec{m} \times \vec{H}_{eff} - \frac{|\gamma_{0,LL}|\alpha}{M_s}\vec{m} \times (\vec{m} \times \vec{H}_{eff}) \quad (3.1)$$

En la que  $\gamma_{0,LL}$  es la relación giromagnética de Landau-Lifshitz para un electrón libre, de valor negativo y expresión  $\gamma_{0,LL} = \frac{e}{2m_e}g_e = \frac{g_e\mu_B}{\hbar}$  (con  $g_e$  una constante adimensional, necesaria para la corrección de la expresión clásica  $\gamma = \frac{q}{2m}$ , y  $\mu_B$  el magnetón de Bohr).

El primer término es la resonancia magnética [8], por la cual un momento magnético precede en torno a un campo aplicado  $\vec{H}_{eff}$  con amplitud constante. El segundo término es el damping, acompañado del parámetro de damping  $\alpha$ , responsable de que la amplitud de precesión decaiga hasta anularse.

El campo efectivo  $\vec{H}_{eff}$  tiene en cuenta esencialmente tres contribuciones:

- El campo externo aplicado  $\vec{B}_{ext}$ .
- El campo desimanador  $\vec{B}_{demag}$ , generado por los distintos dipolos.
- El campo proveniente de la teoría de campo molecular junto con el Hamiltoniano de Heissenberg que modela la interacción de canje entre los momentos vecinos como un campo interno  $\vec{B}_{exch}$ .

Es aquí donde subyace la verdadera complejidad del cálculo, ya que son muchos los momentos magnéticos a tener en cuenta. MuMax3 divide el espacio de memoria en distintas celdas acorde a las dimensiones proporcionadas para el disco de diámetro  $d$  y grosor  $L_z$ . Cada una de estas celdas será un momento magnético y por tanto el programa deberá calcular el campo efectivo  $\vec{H}_{eff}$  teniendo en cuenta todos y cada uno de ellos y posteriormente resolverá la ecuación diferencial (3.1) para cada celda.

Los parámetros utilizados para las simulaciones, tanto de este capítulo como del anterior, son los siguientes:

<b>d (nm)</b>	500
<b><math>L_z</math> (nm)</b>	25
<b><math>M_{sat}</math> (A/m)</b>	860
<b><math>A_{ex}</math> (J/m)</b>	$13 \cdot 10^{-12}$
<b>Nº de celdas</b>	$128 \times 128 \times 8$

Tabla 3.1: Parámetros de la simulación.

Donde la constante de canje  $A_{ex}$  ha sido medida experimentalmente y la imanación de saturación  $M_{sat}$  es la propia del Permalloy.  $d$  y  $L_z$  son las medidas del nanodisco estudiado en el laboratorio.

Para las simulaciones dinámicas, los pulsos de campo  $\vec{b}_{ac}$  a lo largo de la dirección  $\hat{y}$  que sacan

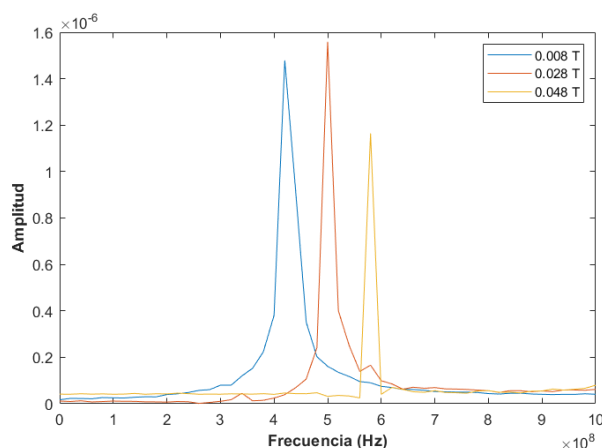


Figura 3.2: Transformada de Fourier para los valores de la imanación  $M_y$  para tres campos  $\vec{B}_{ext}$  distintos.

nuestro nanodisco del equilibrio (es decir, paralelo al plano del disco y perpendicular a la dirección de aplicación del campo externo), excitando así el modo girotrópico, vienen dados por funciones del tipo  $sinc(\omega t) = \frac{\sin(2\pi f_{cutoff} t)}{2\pi f_{cutoff} t}$ .

Buscamos encontrar a qué frecuencia resuena la nanopartícula. De ahí la elección de esta función  $sinc(\omega t)$ , que nos permite excitar todas las frecuencias por debajo de  $f_{cutoff} = 1 \text{ GHz}$ , funcionando como un filtro paso-baja. Tras aplicar nuestro pulso dejamos relajar nuestro disco durante 50 ns hasta aplicar el siguiente para asegurarnos de que tenemos los suficientes datos. Al mismo tiempo, vamos aumentando el campo de  $\vec{B}_{ext}$  aplicado según la dirección  $\hat{x}$ .

De esta forma, la posterior transformada de Fourier de la imanación  $M_y$  obtenida para los distintos valores de  $\vec{B}_{ext}$  nos dará la frecuencia de resonancia del modo girotrópico.

Podemos observar en la Figura 3.2 tres picos distintos para dicha frecuencia de resonancia, correspondientes a tres valores del campo externo aplicado. Conforme aumenta  $\vec{B}_{ext}$ , el núcleo del vórtice se desplaza hacia un extremo del disco y a su vez la frecuencia de resonancia.

### 3.3. Medidas experimentales y simulaciones

Para las medidas experimentales, además de los dos cables trenzados de cobre convencionales, por los cuales transmitimos las señales dc necesarias para polarizar el dc SQUID, utilizamos dos nuevos cables coaxiales de cobre rígidos para introducir las señales ac de alta frecuencia. Estos cables coaxiales van conectados a la constricción del dc SQUID, lugar por el que hacíamos pasar la corriente de modulación  $I_{mod}$  en la caracterización del mismo realizada en el Capítulo 1. Sirven para enviar la señal de excitación de la nanopartícula, que saca al vórtice del equilibrio, respuesta que estudiamos después mediante la lectura de la señal de voltaje  $V_{out}$  a la salida del dispositivo superconductor.

Utilizamos un analizador de redes vectorial (VNA), para estudiar las señales de entrada y salida. Este aparato cuenta con dos puertos, uno de salida, por el que introducimos la señal de interés, y otro de entrada. En nuestro caso contamos además con un amplificador AC de banda ancha justo a la salida del dc SQUID. Su factor de amplificación es de 50 dB, esto es, amplifica cinco órdenes de magnitud en potencia, o equivalentemente, un factor  $10^{5/2}$  en el voltaje de salida.

En cuanto a la toma de medidas, introducimos con el VNA una señal de -35 dBm al sistema y vamos variando al mismo tiempo el campo dc, aplicado paralelo al plano del disco, desde  $B_{ext}=-0.05$  T a  $B_{ext}=0.05$  T, proceso al que denominamos ida. Análogamente, realizamos la misma medida, ahora tomando valores desde campo positivo a negativo, es decir, la vuelta de nuestras medidas.

Por último repetimos sendos procesos con el dc SQUID apagado (no polarizado) y, por tanto, sin respuesta ante variaciones de flujo magnético, para comprobar que los resultados obtenidos previamente se deben a la excitación del modo girotrópico del nanodisco.

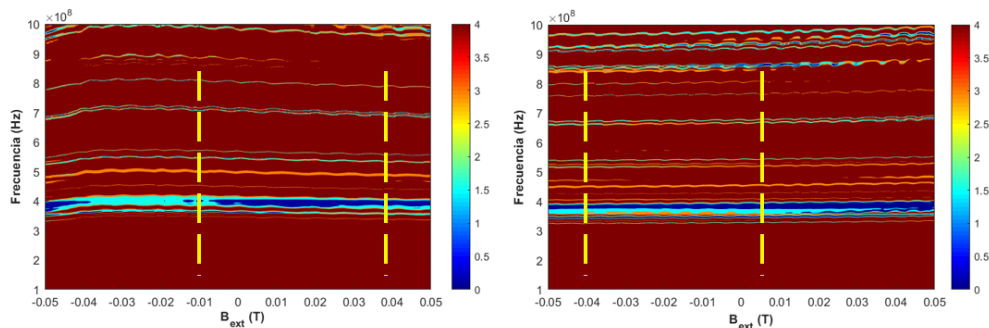


Figura 3.3: Medidas experimentales para el espectro de frecuencias del nanodisco con el dc SQUID *on*. Izquierda: ida. Derecha: vuelta. Las amplitudes vienen dadas en dB.

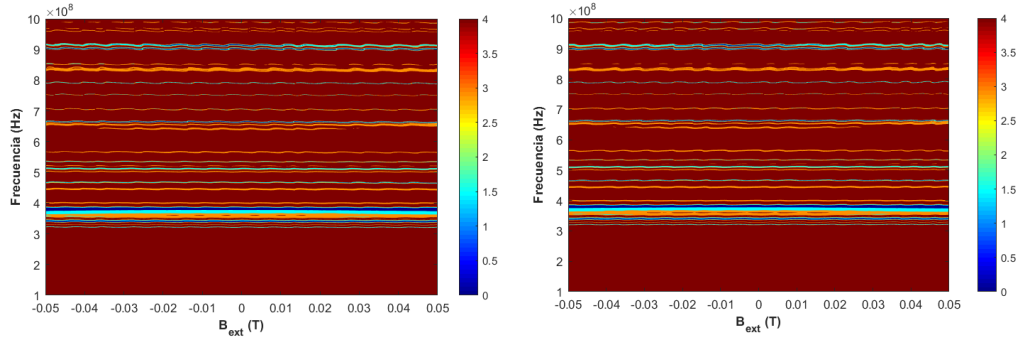


Figura 3.4: Medidas experimentales para el espectro de frecuencias del nanodisco con el dc SQUID *off*. Izquierda: ida. Derecha: vuelta. Las amplitudes vienen dadas en dB.

En la Figura 3.3 podemos observar ciertos indicios de excitación de nuestra nanopartícula a una frecuencia de unos 400 MHz, valor coherente con lo esperado para el modo girotrópico, ya que aparecen cambios en la amplitud para dicha frecuencia conforme variamos el campo  $B_{ext}$  aplicado. Vemos como para la ida en torno a un valor de  $B_{ext} = -0.01$  T, correspondiente a la nucleación del vórtice en el nanodisco (congruente con los resultados del Capítulo 2), la amplitud cambia. También se observa cierta variación en la amplitud para valores en torno a 40 mT, donde se espera la aniquilación del vórtice. En la figura de la derecha, para los datos medidos durante la vuelta, no es tan obvia la respuesta del vórtice, aunque sí que podríamos decir que se observa cierta variación alrededor de los valores de campo correspondientes a la nucleación y aniquilación del vórtice, tal y como se observa en la Figura 2.5 del capítulo anterior. En ambas imágenes (ida y vuelta) han sido señalizados, de forma aproximada, con líneas discontinuas los campos de nucleación y aniquilación del vórtice, unos 10 mT y 40 mT respectivamente.

Si nos fijamos en la Figura 3.4, en la que hemos tomado medidas con el dc SQUID sin polarizar, es decir, sin respuesta, vemos que los resultados obtenidos no son los mismos. Esto nos permite intuir que en las medidas tomadas con el dc SQUID *on* hemos detectado cierta respuesta debida a la posible excitación del modo girotrópico, aunque no podemos afirmar nada con total certeza, pues estos resultados no son del todo concluyentes debido a la limitación del equipo experimental empleado.

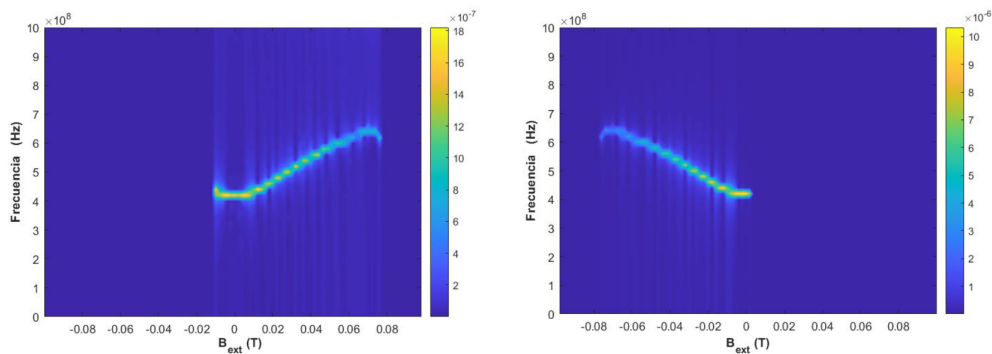


Figura 3.5: Resultados de las simulaciones numéricas con MuMax3. Izquierda: ida. Derecha: vuelta. Las amplitudes son adimensionales.



Sí podemos dar una interpretación de los resultados obtenidos con el software libre MuMax3, los cuales se presentan en la Figura 3.5.

Para las medidas correspondientes a la ida (imagen de la izquierda), vemos como para  $B_{ext} = -0.01$  T, momento en que aparece el estado vórtice, aparece excitación para una frecuencia de resonancia de unos 450 MHz, muy similar a la frecuencia para la cual hemos obtenido cierta respuesta en nuestras medidas experimentales. Dicha frecuencia de resonancia se mantiene constante al principio, pero conforme aumentamos el campo dc aplicado podemos observar como se desplaza aumentando su valor, algo que ya habíamos comentado en la Figura 3.2. Finalmente, según nos acercamos al valor de campo para el cual sucede la aniquilación del vórtice vemos como el color clarea hasta desaparecer bruscamente. En ese momento nuestro nanodisco está saturado, con todos sus momentos magnéticos apuntando en una misma dirección y por tanto no se puede excitar ningún modo resonante.

En definitiva, no hemos obtenido resultados concluyentes en las medidas experimentales, aunque sí hemos visto que lo observado con el dc SQUID encendido difiere de las medidas obtenidas con el dispositivo apagado. Por otra parte, sí hemos podido analizar los datos obtenidos por simulación numérica, los cuales son coherentes con lo esperado teóricamente.

# Conclusiones

Para finalizar esta memoria, extraemos las ideas y resultados más relevantes del trabajo realizado a modo de conclusiones.

Partimos de una breve introducción de los fundamentos teóricos sobre los que se asienta el funcionamiento del dc SQUID, constituyendo así un buen punto de partida para la posterior caracterización del dispositivo. Tras el estudio y comprensión de su funcionamiento, este sensor nos ha acompañado a lo largo de todo el trabajo experimental restante.

Hemos estudiado también las principales propiedades de los nanodiscos magnéticos, poniendo nuestro foco en la configuración magnética de vórtice y hemos logrado verificar experimentalmente su presencia en nuestra nanopartícula. El estudio de los ciclos de histéresis de forma experimental nos ha permitido obtener aproximadamente el campo de nucleación del vórtice, lo cual ha sido corroborado posteriormente mediante simulación numérica.

Finalmente, nos hemos centrado en el estudio de los modos resonantes de estos nanodiscos, en particular, del modo fundamental girotrópico. De nuevo, tras una introducción teórica a estos modos, hemos tratado de detectar su presencia experimentalmente. Debido a la limitación del equipo utilizado, los resultados obtenidos no han sido concluyentes. No obstante, sí hemos podido observar cierto indicio de su presencia en nuestras medidas. Para completar nuestro estudio, hemos analizado también por simulación numérica la excitación del modo girotrópico, facilitando así la mejor comprensión de la aparición de este estado.

# Bibliografía

- [1] Clarke, J. and Braginski, A. (2004). The SQUID Handbook, 1. *Weinheim: Wiley-VCH*, pp.358-359.
- [2] Clarke, J. and Braginski, A. (2004). The SQUID Handbook, 1. *Weinheim: Wiley-VCH*, pp.30-31.
- [3] Clarke, J. and Braginski, A. (2004). The SQUID Handbook, 1. *Weinheim: Wiley-VCH*, pp. 31-37.
- [4] Olivier Fruchart, O. (2018). Lecture Notes on Nanomagnetism. *SPINTEC (Université Grenoble Alpes, CNRS & CEA)*, pp. 23-26.
- [5] Martínez-Pérez, M. J. y Koelle, D. (2016). NanoSQUIDs: Basics and recent advances, Alemania: Universität pp. 5-7.
- [6] Vansteenkiste, A., Leliaert, J., Dvornik, M., Helsen, M., Garcia-Sanchez, F., & Van Waeyenberge, B. (2014). The design and verification of MuMax3. *AIP advances*, 4(10), 107133.
- [7] Olivier Fruchart, O. (2018). Lecture Notes on Nanomagnetism. *SPINTEC (Université Grenoble Alpes, CNRS & CEA)*, pp. 144-145.
- [8] Olivier Fruchart, O. (2018). Lecture Notes on Nanomagnetism. *SPINTEC (Université Grenoble Alpes, CNRS & CEA)*, pp. 139-142.