

**UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE**  
**FACULTAD DE CIENCIAS**  
**DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA FÍSICA**



**DINÁMICA DE SISTEMAS MAGNÉTICOS SUSPENDIDOS EN  
FLUIDOS: FUERZAS MAGNETOSTÁTICAS**

**MARCO ANTONIO OSSANDÓN PARDO**

Tutor: Dr. Juan Escrig Murúa

Co-Tutor: Dr. Juliano Denardin  
Casagrande

Tesis presentada a la Facultad de  
Ciencia, en cumplimiento parcial de  
los requisitos exigidos para optar al  
Título de Ingeniero Físico

Santiago-Chile

2010



# Agradecimientos

Debo comenzar estas palabras mencionando a mi familia: Marcos Ossandón, Delia Pardo, Jessica Ossandón, José Miguel, Sofía y Constanza. Gracias por creer incondicionalmente en cada uno de los proyectos que tome y en especial por entregarme las herramientas necesarias para cumplir con éxito estos objetivos.

Ya son casi 4 años los que llevo junto a ti, has conocido gran parte de este camino, soportaste (y tendrá que seguir soportando) mi mal genio cuando más agobiado estaba y me diste esa compañía especial que tanto me alivio. Gracias Cynthia por darme este regalo tan grande que es el de ser padre y formar una familia junto a nuestra hija Fernanda Belén.

Claramente debo agradecer todos los momentos de alegría que me entregaron mis tíos y primos; Tío Lucho y sus paseos a la playa, Ronald y sus payasadas, Luco y las tallas, Roxana y sus historias, Ricardo y su generosidad, Tamy y su sueño, Muriel y sus mascotas, Tío Osvaldo gracias por las láminas del álbum Thundercats que complete, Caty y los paseos a la piscina, Toño y las múltiples historias juntos, Tía Lucy y los paseos a pirque, Tío Cesar por hablar tanto, Francisca por ser colaboradora, Natalia ídem Francisca, Veriutzka por aguantarme. En especial a mi tía Tolla que me cuidó cuando niño y siempre me ha tenido presente en sus preocupaciones. También a mi Tío pepe quien fue gran influencia musical y también académica.

A mis padrinos Dagoberto, Luz, Francisco y María Antonieta gracias por estar presentes durante tanto tiempo y entregar el apoyo necesario para cumplir esta meta.

Gracias Álvaro, Paula y Cristóbal por ser mis fieles amigos, escuchar mis problemas, aconsejarme sobre ellos, apoyarme en los momentos más difíciles y

por mostrarme que todo en la vida es posible. Agradezco también a sus familiares por integrarme y tratarme como uno más de su grupo.

Mi vida no sería nada de sana sino perdiera tanto tiempo jugando a la pelota, por esto agradezco al gestor de pichangas Dago, ya que me incluyó en todos los equipos de fútbol que pudo. También recuerdo con cariño a su familia; Jany, Simón y Bea, ya que siempre me incluyeron en sus carretes y paseos.

De todos los ramos que tome, no recuerdo alguno en el que no estuviese con un amigo y compañero de estudio. De gran ayuda para surgir en la carrera fueron: Sebastián Lagos (por amigo), David Espíndola (por sus porfías), Romina Muñoz (por sus copuchas), Nathalie Casanova (por su ejemplo), Desiree Salas (por su ayuda), Álvaro Ponce (por su excentricidad), Alejandro Pereira (por amigo y en parte gestor de esta tesis), Juan Palma (por su ayuda en esta tesis), Marce del Canto (por su ayuda en esta tesis) Cristian Moreno (por aceptarme como mendigo del conocimiento), Jorge Tapia (ídem) y Katherine Cortes (ídem).

En gran medida debo agradecer a las personas que me acogieron en su grupo de trabajo y que significo la creación de esta tesis, entre ellos menciono a; la Doctora Dora Altbir, quien me integro en el Núcleo Milenio a pesar de no estar en los planes; a Erika Inostroza por su constante labor y preocupación; al Doctor Juliano Denardin por aceptarme en su laboratorio, enseñarme la técnicas experimentales del magnetismo y ser el co-tutor de esta tesis; al Doctor Juan Escrig por tener la gran idea de esta tesis, por su paciencia con mis resultados teóricos, ser el tutor de esta tesis y por convertirse en un buen amigo.

# Resumen

La integración de la biología y la física en la escala micro- y nanométrica tiene el potencial de generar un fuerte impacto en muchas áreas de la ciencia y tecnología. Un área que es particularmente prometedora es el uso de partículas magnéticas para manipular y controlar sistemas biológicos. En este marco, el biomagnetismo está creciendo rápidamente ofreciendo un amplio rango de aplicaciones que incluyen separación celular, sensores biológicos y estudios de funciones celulares, así como potenciales usos médicos y terapéuticos.

El auto-ensamblaje de partículas esféricas metálicas y semiconductoras ha despertado gran interés debido a sus interesantes propiedades ópticas, electrónicas, y magnéticas. Estas partículas esféricas, presentes en soluciones coloidales, se ordenan espontáneamente en ciertas configuraciones bajo las condiciones experimentales apropiadas. Sin embargo, las partículas esféricas sólo tienen una superficie para su funcionalización con enlaces bioactivos, complicando la generación de partículas multifuncionales.

El ensamble de hilos y tubos magnéticos ha recibido menor atención, a pesar de que estas partículas pueden ser ensambladas en arreglos y configuraciones que no son posibles de formar con partículas esféricas. Además, debido a sus gran razón de aspecto,  $L/R \gg 1$ , los hilos y tubos presentan una magnetización remanente importante, y pueden ser usados en ambientes de campo débil, donde las partículas superparamagnéticas no son útiles.

El acoplamiento entre las partículas es, en general, complejo, debido a que los campos dipolares dependen del estado de magnetización de cada elemento, el que a su vez depende de los campos producidos por los elementos adyacentes. Aunque en la actualidad existen cálculos analíticos que dan cuenta de la

interacción magnetostática entre hilos y tubos magnéticos, en la práctica resulta extremadamente complejo individualizar un elemento magnético particular, aún usando las técnicas magnetométricas más sensibles. De esta forma, es muy interesante estudiar un sistema macroscópico análogo, como son los microhilos magnéticos amorfos. Estos microhilos biestables están caracterizados por curvas de histéresis cuadradas definidas por una reversión abrupta de la magnetización entre dos estados remanentes estables. Así, estamos interesados en observar si los microhilos amorfos suspendidos en fluidos pueden orientarse y ensamblarse con campos magnéticos externos. Aunque la dinámica entre los microhilos puede en principio parecer un problema bastante simple de estudiar y modelar, es increíble lo complejo que puede tornarse este problema. Como una primera aproximación asumimos que el arrastre viscoso y la interacción magnetostática son las fuerzas dominantes.

En esta tesis estamos interesados en presentar un modelo analítico que nos permite investigar la dinámica de hilos y tubos suspendidos en fluidos. Adicionalmente, los datos experimentales obtenidos para los microhilos amorfos son comparados con este modelo analítico. Nuestro modelo va más allá de la aproximación dipolo-dipolo y nos permite obtener una expresión analítica para la fuerza en donde consideramos la geometría real de las partículas.

# Tabla de Contenidos

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>9</b>
1.1	Comentarios generales	9
1.1.1	<i>Concepto de Fuerza</i>	10
1.1.2	<i>Difusión de partículas suspendidas en un fluido</i>	11
1.1.3	<i>Microhilos magnéticos amorfos</i>	12
1.2	Estructura de la tesis	13
<b>2</b>	<b>Fundamentos teóricos</b>	<b>16</b>
2.1	Origen del Magnetismo	16
2.2	Campo Magnético Aplicado e Inducido	16
2.3	Clasificación de los Materiales Magnéticos	18
2.3.1	<i>Materiales Diamagnéticos</i>	18
2.3.2	<i>Materiales Paramagnéticos</i>	19
2.3.3	<i>Materiales Ferromagnéticos</i>	20
2.4	Dominios Magnéticos	23
2.4.1	<i>Salto de Barkhausen</i>	25
2.5	Energías Involucradas	26
2.5.1	<i>Energía de Zeeman</i>	26
2.5.2	<i>Energía de Intercambio</i>	27
2.5.3	<i>Energía de Anisotropía</i>	31
2.5.4	<i>Energía Magnetostática</i>	34
2.5.5	<i>Energía Magnetoelástica</i>	35
<b>3</b>	<b>Dispositivos y Técnicas Experimentales</b>	<b>40</b>

3.1	Fabricación de los microhilos amorfos _____	40
3.2	Dispositivo generador de campo magnético _____	43
3.2.1	<i>Medidor de campo magnético</i> _____	45
3.2.2	<i>Software Comsol Multiphysics</i> _____	46
3.3	Dispositivo para medir curvas de histéresis _____	48
3.3.1	<i>LabView</i> _____	50
3.3.2	<i>Amplificador de señal</i> _____	51
3.4	Dispositivos ópticos _____	53
3.4.1	<i>Dispositivo capturador de imágenes</i> _____	53
3.4.2	<i>Microscopio Olympus</i> _____	55
3.4.3	<i>Software ImageJ</i> _____	56
3.5	Recipiente y características de los fluidos _____	57
3.5.1	<i>Base y recipiente</i> _____	58
3.5.2	<i>Placa Petri</i> _____	59
3.5.3	<i>Fluidos</i> _____	59
3.6	Montaje experimental _____	60
3.6.1	<i>Iluminación</i> _____	60
3.6.2	<i>Utensilios menores</i> _____	61
3.7	Procedimiento de medición _____	62
<b>4</b>	<b>Resultados y discusiones</b> _____	<b>66</b>
4.1	Microhilos magnéticos _____	66
4.1.1	<i>Sistema geométrico</i> _____	66
4.1.2	<i>Curva de histéresis</i> _____	68
4.1.3	<i>Fuerza magnetostática entre un par de microhilos magnéticos</i> _____	69
4.1.4	<i>Dinámica de un par de microhilos magnéticos</i> _____	71
<b>5</b>	<b>Conclusiones</b> _____	<b>76</b>

<b>6</b>	<b>Apéndices</b>	<b>78</b>
6.1	Número de Reynolds	78
6.2	Bobinas de Helmholtz	79
6.3	Potencial magnetostático producido un tubo con magnetización axial	80
6.4	Campo magnetostático producido por un tubo con magnetización axial	83
6.5	Interacción magnetostática entre dos tubos arbitrarios	85
6.6	Fuerza magnetostática entre dos tubos arbitrarios	89

## Índice de figuras

<i>Figura 1.1: Esquema de la estructura de dominio de un microhilo amorfo CON magnetostricción positiva.</i>	13
<i>Figura 2.1: Curva de histéresis de un material ferromagnético.</i>	21
<i>Figura 2.2: Esquema de la curva de histéresis de un hilo aislado. En este caso observamos claramente la biestabilidad del sistema.</i>	22
<i>Figura 2.3 (a) Material ferromagnético con imanación neta nula en ausencia de campos magnéticos aplicados, (b) inversión de la magnetización mediante la propagación de paredes de dominio, y (c) mecanismo de rotación de las direcciones de imanación hacia la dirección del campo aplicado.</i>	24
<i>Figura 2.4: Diferentes configuraciones de dominios de un mismo cristal ferromagnético.</i>	25
<i>Figura 2.5: Los vecinos cercanos <math>i, j</math> poseen momentos magnéticos <math>m_i</math> y <math>m_j</math>, y están separados por una distancia <math>r_{ij}</math>. El ángulo entre los momentos es <math>\phi_{ij}</math>.</i>	29
<i>Figura 2.6 Elipsoide de revolución para cálculo de la anisotropía de forma.</i>	33
<i>Figura 2.7: Ciclo de histéresis biestable para un microhilo de magnetostricción positiva.</i>	36
<i>Figura 2.8: Esquema de la estructura de dominios de un hilo con magnetostricción positiva. (a) Corte transversal, y (b) corte axial.</i>	36
<i>Figura 2.9: Curva de histéresis de un microhilo con magnetostricción negativa.</i>	38
<i>Figura 2.10: Estructura de dominios de un hilo con magnetostricción negativa. (a) Corte longitudinal, y (b) corte transversal.</i>	38

<i>Figura 2.11: Ciclo de histéresis axial de un microhilo no magnetostrictivo.</i>	39
<i>Figura 3.1: Esquema del proceso de Taylor-Ulitovsky para la obtención de microhilos amorfos recubiertos de vidrio, por enfriamiento ultrarrápido y estiramiento.</i>	41
<i>Figura 3.2: Detalle de la fabricación de microhilos por el método Taylor-Ulitovsky.</i>	42
<i>Figura 3.3: Máquina de fabricación de microhilos utilizada en el Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid.</i>	42
<i>Figura 3.4: Dimensiones de las bobinas.</i>	44
<i>Figura 3.5: Conexión eléctrica de las bobinas.</i>	45
<i>Figura 3.6: Gauss/teslameter Modelo 5080.</i>	46
<i>Figura 3.7: Geometría de un par de bobinas de Helmholtz desarrollado en Comsol.</i>	47
<i>Figura 3.8: Líneas de campo magnético (izquierda) y la intensidad del campo a través de una línea que pasa por el centro de las bobinas (derecha).</i>	47
<i>Figura 3.9: Esquema de un sistema VSM para la caracterización de los microhilos magnéticos amorfos.</i>	48
<i>Figura 3.10: Montaje del VSM fabricado especialmente para la medición de los microhilos.</i>	49
<i>Figura 3.11: Muestra la pantalla antes (izquierda) y durante (derecha) la medición de los ciclos de histéresis.</i>	51
<i>Figura 3.12: Amplificador Lock in. Características técnicas y el panel frontal del instrumento.</i>	52
<i>Figura 3.13: Fuente de poder Kepco.</i>	52
<i>Figura 3.14: Microscopio SZ61.</i>	54
<i>Figura 3.15: Cámara de video.</i>	54
<i>Figura 3.16: Microscopio Olympus IX81.</i>	55
<i>Figura 3.17: A la izquierda observamos un microscopio observado a través del microscopio, y a la derecha está su estudio espectral.</i>	56
<i>Figura 3.18: Software ImageJ utilizado para medir las distancias entre los microhilos.</i>	57
<i>Figura 3.19: Base y recipiente</i>	58
<i>Figura 3.20: Montaje experimental para el estudio de la dinámica de los microhilos magnéticos.</i>	60
<i>Figura 3.21: Linterna óptica de fibra HGY3.</i>	61
<i>Figura 3.22: Deformación de un fluido cuando un cuerpo es colocado sobre su superficie.</i>	62
<i>Figura 3.23: Esquema del montaje experimental.</i>	64

<i>Figura 3.24: La imagen de la izquierda corresponde a la imagen en bruto, mientras que la imagen de la derecha corresponde a la imagen una vez que hemos restado el fondo con el software ImageJ.</i>	64
<i>Figura 4.1: Imágenes tomadas con un microscopio a diversas magnificaciones que muestran un microhilo magnético amorfo con sus parámetros geométricos.</i>	67
<i>Figura 4.2: Separación horizontal entre los microhilos.</i>	67
<i>Figura 4.3: Curva de histéresis de un microhilo de <math>Fe_{77.5}Si_{7.5}B_{15}</math>. Los parámetros han sido descritos en el texto.</i>	68
<i>Figura 4.4: Fuerza magnetostática como función de la distancia entre los microhilos con radio metálico <math>R = 7.9 \mu m</math> y con longitudes variables.</i>	70
<i>Figura 4.5: Fuerza magnetostática como función de la distancia entre los microhilos con longitudes <math>L = 3 mm</math> y con radios variables.</i>	71
<i>Figura 4.6: Imágenes que muestran la interacción atractiva entre dos microhilos amorfos, alineados en un campo externo de 30 G, y suspendidos en glicol etileno.</i>	72
<i>Figura 4.7: Gráfico de separación versus tiempo para un par de microhilos. Los microhilos fueron alineados con campos magnéticos externos y suspendidos en (a) agua, y en (b) glicol etileno.</i>	73
<i>Figura 6.1: Campo axial en una bobina de Helmholtz</i>	79
<i>Figura 6.2: Superficies presentes en un tubo.</i>	81
<i>Figura 6.3: Potencial magnetostático producido por un microhilo magnético amorfo.</i>	83
<i>Figura 6.4: Campo magnetostático producido por un microhilo magnético amorfo.</i>	84
<i>Figura 6.5: Esquema de las distancias entre dos tubos arbitrarios.</i>	86

# 1 Introducción

## 1.1 Comentarios generales

El auto-ensamblaje es un proceso mediante el cual ciertos componentes a pequeña escala se ordenan espontáneamente formando sistemas funcionales. De esta forma, el auto-ensamblaje ha emergido como una tecnología potencialmente promisorio para la fabricación de dispositivos con tamaños micro y nanométricos, permitiendo una manipulación indirecta de los sistemas.<sup>1,2,3,4,5,6</sup> Diferentes tipos de fuerzas han sido usadas para controlar el proceso de auto-ensamblaje, como son las fuerzas magnetostáticas,<sup>2,3,4,5,6</sup> fuerzas capilares,<sup>7</sup> interacciones bioespecíficas,<sup>8</sup> etc. La interacción magnética<sup>9</sup> es particularmente promisorio en el proceso de auto-ensamblaje debido a varias razones:

- La amplia variedad de materiales magnéticos y la capacidad de manipular sus propiedades magnéticas, tales como anisotropía, magnetización, coercividad, etc., nos entregan la flexibilidad necesaria a la hora de escoger nuestras partículas.
- La naturaleza dipolar del magnetismo nos entrega fuerzas atractivas y repulsivas sobre los elementos magnéticos, añadiendo más control sobre el proceso de auto-ensamblaje.
- Las interacciones magnéticas son de largo alcance y, generalmente, no interfieren con las interacciones biológicas y químicas, lo que es crucial para su uso en aplicaciones reales.<sup>10</sup>

### 1.1.1 Concepto de Fuerza

Desde hace muchos años que el hombre ha buscado explicaciones a distintos fenómenos ocurrentes en la naturaleza. Entre ellos podemos nombrar el movimiento de los cuerpos y las causas que lo generan. La relación entre estas 10 magnitudes, causa y efecto, está dada por el concepto de fuerza. Uno de los pioneros en estudiar y definir lo que es una fuerza fue Arquímedes, pero lo realizó considerando sólo fuerzas estáticas. De sus postulados desprendemos que *“el estado natural de los objetos materiales es el reposo y los cuerpos tienden, por sí mismos, hacia ese estado si no se actúa sobre ellos en modo alguno”*.

Avanzando en el tiempo, Galileo Galilei nos presentó nuevas ideas. A diferencia de Arquímedes, Galileo describió el concepto de fuerza desde una mirada dinámica, estableciendo *“la ley de inercia”*, que desprendemos del postulado siguiente: *“un cuerpo sobre el cual no actúa ninguna fuerza, continuará en movimiento inalterado”*.

Matemáticamente Isaac Newton nos mostró una relación existente entre la fuerza que se aplica, la aceleración que adquiere, y la masa de un cuerpo, uniendo de esta manera, la dinámica y la cinemática de las partículas.

El avance tecnológico y la complejidad de los sistemas nos invitan a buscar nuevas expresiones analíticas de fuerza. Es así como llegamos a la fuerza magnetostática de atracción o repulsión existente entre dos sistemas magnéticos interactuantes.<sup>11,12,13</sup>

## 1.1.2 Difusión de partículas suspendidas en un fluido

Para más detalles sobre fluidos, recomendamos al lector el texto de Mecánica de fluidos de los autores Landau y Lifshitz.<sup>14</sup>

Para fluidos con número de Reynolds pequeño (ver Apéndice 6.1) cuando se aplica una fuerza externa  $\vec{F}$  a una partícula suspendida en un fluido, ésta comienza a moverse con una velocidad  $\vec{v}$  que queda determinada por:

$$\vec{v} = D\vec{F} . \quad 1.1$$

Esta expresión nos muestra la equivalencia existente entre la fuerza aplicada externamente y la fuerza de roce viscoso. El término  $D$  es una constante llamada coeficiente de arrastre y depende de las condiciones geométricas de las partículas, la trayectoria del movimiento y del número de Reynolds. Esta cantidad puede obtenerse a partir del análisis cinemático del movimiento. Para ello encontramos, a partir de la Ecuación 1.1 que

$$dx = DFdt . \quad 1.2$$

Esta expresión nos permite graficar la distancia entre las partículas versus el tiempo que dura el movimiento, para lo cual debemos definir una fuerza externa aplicada. En esta tesis vamos a considerar dos estructuras magnéticas suspendidas en un fluido, las cuales interactúan entre sí mediante una fuerza magnetostática de atracción existente entre ellas.

### 1.1.3 Microhilos magnéticos amorfos

Los microhilos amorfos cubiertos por una capa vítrea han emergido como una nueva clase de materiales muy prometedores para potenciales aplicaciones tecnológicas, principalmente como materiales ultrablandos, sensores de posición, micropuntas magnéticas o eléctricas, sensores de esfuerzos, cabezas de lectura o grabación magnética para discos duros, etc.<sup>15,16</sup> Estos microhilos consisten de un núcleo magnético (cuyo diámetro varía entre 1 y 30  $\mu\text{m}$ ) cubierto por un vidrio Pyrex (con un espesor que varía entre 2 y 20  $\mu\text{m}$ ), preparados por la técnica de enfriamiento ultrarrápido y estiramiento o de Taylor–Ulitsky.<sup>17</sup> Una ventaja de estos microhilos recubiertos es que el Pyrex lo aísla eléctricamente y protege el núcleo magnético de la oxidación.<sup>18</sup> Además, a pesar de sus dimensiones reducidas, los microhilos pueden ser manipulados manualmente sin sufrir daños mecánicos.

Debido a su estructura amorfa, las principales anisotropías que controlan sus propiedades magnéticas son la anisotropía magnetoelástica (ver sección 2.5.5) y la anisotropía de forma (ver sección 2.5.3.2). Particularmente, en el caso de los microhilos con magnetostricción positiva, la estructura de dominio consiste de un gran dominio interno con magnetización axial, que está rodeado por una estructura de dominios externa, que presenta magnetización radial (ver Figura 1.1). Además, en las tapas de los microhilos aparecen dominios de cierre pequeños, para reducir el campo dipolar.<sup>19</sup> Como resultado, el proceso de magnetización en la dirección axial ocurre a través de un gran salto de Barkhausen que representa la propagación de los dominios de cierre a lo largo de todo el microhilo.<sup>20</sup> Este proceso de magnetización produce que el microhilo se comporte como un sistema biestable (es decir, sólo se permiten dos estados de magnetización:  $+M_s$  y  $-M_s$ , donde  $M_s$  se define como la magnetización de saturación).<sup>18</sup> La propiedad de biestabilidad magnética es una de las

propiedades más deseadas para dispositivos modernos que almacenan y transfieren información a través de la propagación de paredes de dominio en hilos magnéticos delgados (tales como memorias magnéticas<sup>21</sup> y paredes lógicas de dominio<sup>22</sup>), o en sensores, donde se necesitan dos estados bien diferenciados.<sup>23</sup>

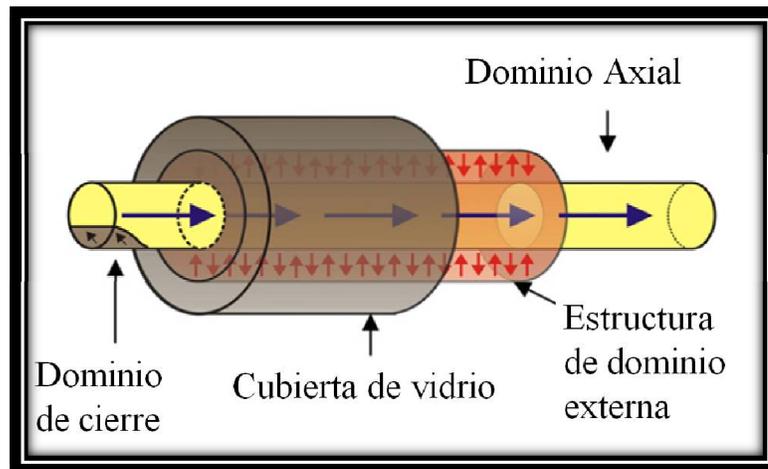


Figura 1.1: Esquema de la estructura de dominio de un microhilo amorfo con magnetostricción positiva.<sup>24</sup>

## 1.2 Estructura de la tesis

Este trabajo busca caracterizar, tanto teórica como experimentalmente, el comportamiento dinámico de dos estructuras magnéticas suspendidas en un fluido. En especial veremos que la fuerza magnetostática, producida por las interacciones magnéticas del sistema, se relaciona con la fuerza de arrastre del fluido, la cual está definida por el coeficiente de arrastre  $D$  y la velocidad que adquieren las estructuras.<sup>14</sup> A partir de esto podemos encontrar una expresión analítica que nos entrega la posición relativa entre las estructuras, según el

tiempo que transcurre desde el inicio de la interacción. Por lo tanto, nuestros resultados son presentados como gráficas de distancia versus tiempo.

En el capítulo 2 introduciremos los principios teóricos básicos usados para el cálculo de las energías involucradas, con el objetivo de obtener una expresión analítica de la fuerza magnetostática presente entre dos estructuras magnéticas.

En el capítulo 3 describimos nuestro sistema experimental con todos sus componentes y procedimientos utilizados para adquirir datos y posteriormente procesarlos. En particular, definiremos y caracterizaremos los microhilos magnéticos amorfos biestables. Además, describiremos en detalle la fabricación de unas bobinas de Helmholtz utilizadas en nuestro montaje experimental.

En el capítulo 4 mostraremos los resultados (experimentales y teóricos) obtenidos al experimentar con microhilos magnéticos. Aquí mostraremos las expresiones analíticas obtenidas tanto para la fuerza magnetostática como para la relación entre esta última y la fuerza de arrastre viscoso. Las fórmulas son generales, dejando fija una forma cilíndrica para las estructuras, pero con la posibilidad de definir las como tubos o hilos y de ingresar sus dimensiones según lo requerido. Mostramos gráficos que permiten analizar el comportamiento de la fuerza tanto para el cambio del largo y como del radio de los cilindros. Al obtener la relación fuerza magnetostática versus fuerza de arrastre viscoso, dejamos un parámetro que es ingresado manualmente. Éste es el coeficiente de arrastre  $D$ . De esta forma obtenemos gráficas de distancia versus tiempo para distintos valores del coeficiente de arrastre. En particular, ingresaremos los datos experimentales de nuestros microhilos, con el fin de hacer una comparación gráfica de las curvas teóricas y experimentales. Esto se hace posible al asignar un valor a  $D$ , que haga que la curva encontrada de

forma analítica, se ajuste a la obtenida experimentalmente. Por lo tanto se entiende que nuestro objetivo es aportar con un modelo que pueda entregar a priori el comportamiento de la fuerza magnetostática según el tamaño de las muestras y la cinemática según el distanciamiento inicial, y a posteriori encontrar el valor del coeficiente de arrastre viscoso mediante la comparación experimental/teórica.

En el capítulo 5 encontramos las conclusiones de nuestro trabajo y damos una perspectiva de futuros trabajos.

## 2 Fundamentos teóricos

### 2.1 Origen del Magnetismo

El origen del magnetismo en los materiales se debe a una cantidad vectorial llamada momento magnético ( $\vec{m}$ ). Dicho vector está formado por dos contribuciones: el momento angular orbital y el momento angular intrínseco o espín.

- **Momento Angular Orbital:** Este momento proviene del movimiento de una partícula cargada en una cierta órbita. A nivel atómico, un electrón orbita el núcleo generando un campo magnético, tal y como sucede al suministrar corriente eléctrica en una espira circular.
- **Momento Angular Intrínseco o Espín:** Está relacionado con las simetrías de las partículas y requiere de un tratamiento cuántico relativista.

### 2.2 Campo Magnético Aplicado e Inducido

Cuando se aplica un campo magnético externo  $\vec{H}$  a un medio, éste responde generando otro campo magnético inducido  $\vec{B}$ . Las expresiones que relacionan dichas cantidades tanto en el *sistema cgs* como en el *sistema internacional* son respectivamente:

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M} \text{ [Gauss]}$$

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \text{ [Tesla] ,}$$

donde  $\vec{H}$  se mide en [Oe] y [A/m], respectivamente. La magnetización del medio  $\vec{M}$  nos entrega el grado de alineamiento de los momentos magnéticos ( $\vec{m}$ ) con el campo magnético aplicado  $\vec{H}$  por unidad de volumen.

$$\vec{M} = \frac{\vec{m}}{V} \left[ \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3} \right] \qquad \vec{M} = \frac{\vec{m}}{V} \left[ \frac{\text{Ampere}}{\text{m}} \right] .$$

La *permeabilidad magnética en el medio*  $\mu$  define la capacidad que presentan los materiales para atraer y dejar pasar a través de sí mismos el campo magnético. El caso particular  $\mu_0$  es la permeabilidad magnética en el vacío. Su valor para los sistemas *cgs* e *internacional* es:

$$\mu_0 = 1 \qquad \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \left[ \frac{\text{N}}{\text{A}^2} \right] .$$

Cuando la magnetización  $\vec{M}$  está linealmente relacionada con el campo magnético  $\vec{H}$  se tiene que:

$$\vec{M} = \chi \vec{H} ,$$

donde  $\chi$  es una cantidad adimensional, conocida como susceptibilidad magnética. En este caso especial podemos establecer una relación lineal entre  $\vec{B}$  y  $\vec{H}$  dado por la siguiente expresión:

$$\vec{B} = \mu_0(1 + \chi)\vec{H} = \mu_0\mu_r\vec{H} ,$$

donde  $\mu_r = 1 + \chi$  es la permeabilidad relativa del material, que corresponde a la permeabilidad de un material arbitrario sobre la permeabilidad del vacío. Comúnmente encontramos tabulados los valores de la susceptibilidad

magnética molar  $\chi_m = \chi V_m$ , donde  $V_m$  es el volumen molar ocupado por un mol de sustancia.

## 2.3 Clasificación de los Materiales Magnéticos

Si aplicamos un campo magnético  $\vec{H}$  a un material, éste presenta una respuesta que depende tanto del valor de la susceptibilidad magnética como de la permeabilidad del medio.

### 2.3.1 Materiales Diamagnéticos

Los materiales diamagnéticos se caracterizan por generar una magnetización que se opone al campo magnético aplicado, de modo que  $\chi < 0$ . Desde un punto de vista clásico lo que ocurre es que la acción de un campo externo  $\vec{H}$  produce, sobre el movimiento orbital del electrón, una fuerza electromotriz que, debido a la Ley de Lenz, causa un campo magnético que se opone al campo aplicado. El diamagnetismo está presente en todos los materiales, pero generalmente es de muy baja intensidad, adquiriendo un carácter despreciable.

Las características esenciales de los materiales diamagnéticos son:

- Los materiales diamagnéticos se magnetizan en el sentido opuesto al del campo magnético aplicado. Resulta así que aparece una fuerza de repulsión entre el cuerpo y el campo aplicado.

- La susceptibilidad magnética es negativa y muy pequeña, y la permeabilidad relativa es entonces ligeramente menor que 1.

### 2.3.2 Materiales Paramagnéticos

La principal diferencia entre los materiales diamagnéticos con los paramagnéticos es que los primeros generan dipolos magnéticos sólo en presencia de campos magnéticos externos. Por el contrario, los materiales paramagnéticos, en la ausencia de un campo magnético externo  $\vec{H}$ , presentan dipolos magnéticos orientados aleatoriamente. Esto significa que la magnetización promedio es igual a cero. Sin embargo, al aplicar un campo magnético externo los dipolos se orientan en la dirección de este campo, de modo que  $\chi > 0$ , y la magnetización total es distinta de cero.

Las características esenciales de los materiales paramagnéticos son:

- Los materiales paramagnéticos se magnetizan débilmente en el mismo sentido que el campo magnético aplicado. Resulta así que aparece una fuerza de atracción entre el cuerpo y el campo aplicado.
- La susceptibilidad magnética es positiva y pequeña, y la permeabilidad relativa es entonces ligeramente mayor que 1.

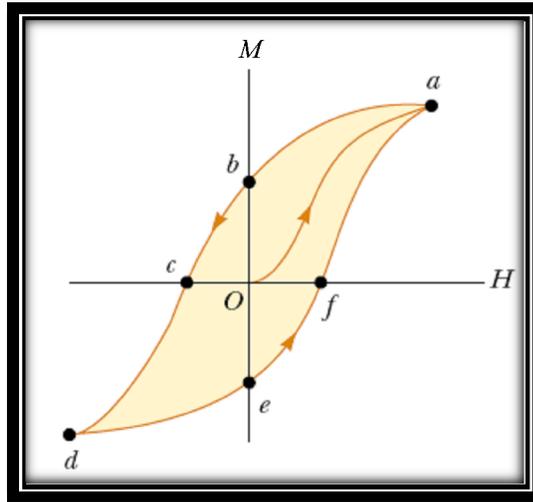
### 2.3.3 Materiales Ferromagnéticos

En estos materiales existe una magnetización neta, a pesar de no estar sometidos a un campo magnético externo. Esto se debe a que existe un fuerte acoplamiento entre los momentos magnéticos vecinos.

Al aplicar un campo magnético externo, los momentos magnéticos se alinean con éste, produciéndose una magnetización varios órdenes de magnitud mayor que los casos anteriormente vistos de paramagnetismo y diamagnetismo. Al retirar el campo, el material sigue magnetizado por un tiempo, lo que más adelante llamaremos como magnetización remanente, creando un imán permanente.

- Los materiales ferromagnéticos se magnetizan fuertemente en el mismo sentido que el campo magnético aplicado. Resulta así que aparece una fuerza de atracción entre el cuerpo y el campo aplicado.
- La susceptibilidad magnética es positiva y grande, y la permeabilidad relativa es entonces mucho mayor que 1.

Es importante destacar que en este caso la magnetización no es una función lineal del campo magnético externo aplicado por lo que, en una gráfica  $\vec{M}$  v/s  $\vec{H}$  obtendremos lo que se conoce como curvas de histéresis.



**Figura 2.1: Curva de histéresis de un material ferromagnético.**

El punto *a*, en la Figura 2.1, se define como la magnetización de saturación  $M_s$  y representa la magnetización de un cierto material cuando todos sus dipolos magnéticos están alineados con el campo magnético externo. El punto *b* corresponde a la magnetización remanente  $M_r$  y nos indica el grado de alineamiento de los dipolos magnéticos cuando el campo magnético externo es nulo. El punto *c* representa el campo coercitivo o coercividad  $H_c$  que es el campo que debemos aplicar a la muestra para llevar la magnetización a cero. Finalmente, los puntos *d*, *e* y *f* son análogos a los puntos anteriores, pero con el campo externo aplicado en sentido opuesto.

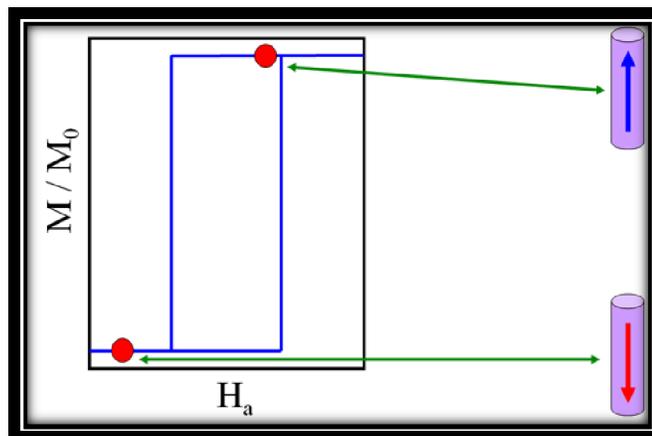
A esta altura podemos clasificar los materiales ferromagnéticos como función del campo coercitivo que presenten:

- **Materiales Blandos:** Estos materiales presentan un campo coercitivo pequeño. Esto permite que los materiales sean fácilmente magnetizados, pero también fácilmente desmagnetizados. Estos materiales son

utilizados en transformadores eléctricos, los cuales necesitan revertir rápidamente su magnetización a una frecuencia dada.

- **Materiales Duros:** Estos materiales necesitan un campo magnético grande para reducir su magnetización a cero, es decir, presentan coercividades grandes. Son utilizados preferentemente en sistemas de grabación de información, debido a que su gran coercividad mantiene los espines alineados por largos periodos de tiempo.

Algunos ciclos de histéresis son cuadrados, lo que significa que la magnetización total del sistema puede adquirir solo dos valores, digamos arriba y abajo. Este caso especial, llamado sistema biestable, lo podemos encontrar en algunos hilos magnéticos aislados (ver Figura 2.2).



**Figura 2.2: Esquema de la curva de histéresis de un hilo aislado. En este caso observamos claramente la biestabilidad del sistema.**

## 2.4 Dominios Magnéticos

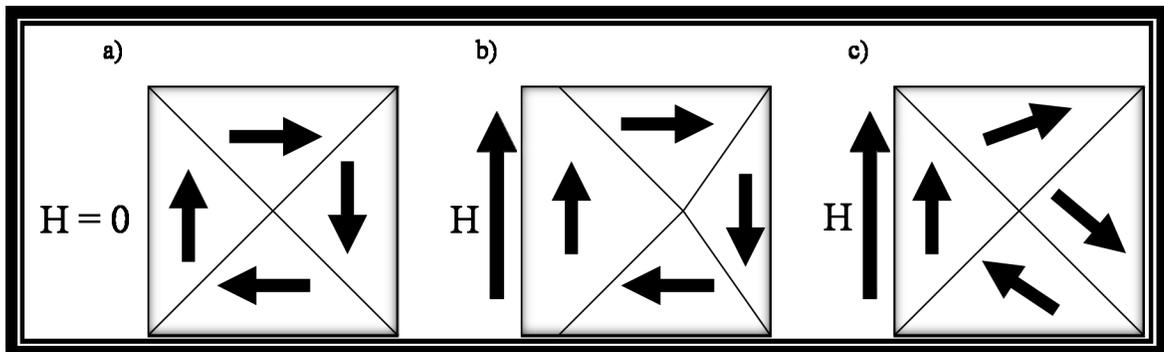
Como mencionamos en el apartado anterior, la imanación de los materiales ferromagnéticos depende de la historia magnética del sistema. De este modo, y en ausencia de campo magnético externo, podemos encontrar en la naturaleza un mismo material con estados magnéticos diferentes. Por ejemplo, podemos encontrar dos piezas de hierro similares, una con imanación neta nula y otra magnetizada con un polo norte y un polo sur.

Para tratar de explicar este fenómeno, Pierre Weiss postuló la existencia de un campo interno en los materiales ferromagnéticos, que denominó campo molecular, que tendería a alinear pequeñas regiones denominadas dominios donde, en cada uno de ellos, los momentos magnéticos estarían paralelamente alineados unos de otros, siendo distintas las direcciones de imanación de dominios diferentes.

De este modo, el estado desimanado de un sistema ferromagnético se puede atribuir a la formación de dominios magnéticos, cuyos momentos magnéticos se compensan entre sí, dando lugar a una magnetización total del sistema cercano a cero (ver Figura 2.3(a)). Con la aplicación de un campo magnético externo, la imanación individual de cada dominio tenderá a alinearse con el campo externo, aumentando de esta manera la magnetización neta del sistema. Si dicho campo es lo suficientemente intenso para alinear todos los dominios, convirtiéndose en uno solo, la magnetización alcanzará el valor de saturación.

Este aumento de la imanación tiene lugar mediante dos mecanismos independientes. Uno de ellos, conocido como mecanismo de propagación de una pared de dominio, se debe al desplazamiento de paredes o fronteras entre dominios y está representado en la Figura 2.3(b). Este mecanismo consiste en

el aumento del volumen de los dominios que están orientados favorablemente con respecto al campo y a la disminución del volumen de los dominios con orientaciones desfavorables. El otro mecanismo consiste en la rotación de la dirección de la imanación hacia la dirección del campo aplicado, representado en la Figura 2.3(c). Usualmente el primer mecanismo ocurre a campos débiles, mientras que el segundo mecanismo se produce frecuentemente a campos más intensos.



**Figura 2.3 (a) Material ferromagnético con imanación neta nula en ausencia de campos magnéticos aplicados, (b) inversión de la magnetización mediante la propagación de paredes de dominio, y (c) mecanismo de rotación de las direcciones de imanación hacia la dirección del campo aplicado.**

La formación de los dominios, su tamaño y su forma vienen determinados por el balance entre la energía magnetostática, la energía de intercambio y las anisotropías asociadas al sistema (definidas en el apartado 2.5). La existencia en el material de un solo dominio magnético permite disminuir la contribución de la energía de intercambio, pues esta energía disminuye cuando los momentos magnéticos vecinos están alineados (ver Figura 2.4(a)). Sin embargo, bajo estas circunstancias y debido a la formación de polos magnéticos superficiales, la energía magnetostática será muy elevada. Esta energía puede reducirse si el dominio anterior se divide en dos dominios con magnetizaciones opuestas (ver Figura 2.4 (b)). La división de un dominio en dos, y estos dos en otros cuatro,

puede continuar indefinidamente hasta que la formación de estos nuevos dominios sea energéticamente desfavorable. El problema está en que cada vez que dividimos un dominio en dos, estamos reduciendo la energía magnetostática, pero a su vez, estamos aumentando la energía de intercambio. En algunas ocasiones el arreglo de los dominios es tal que la energía magnetostática es nula. En estas configuraciones se forman dominios de cierre que evitan la generación de polos magnéticos (ver Figura 2.4 (c)).

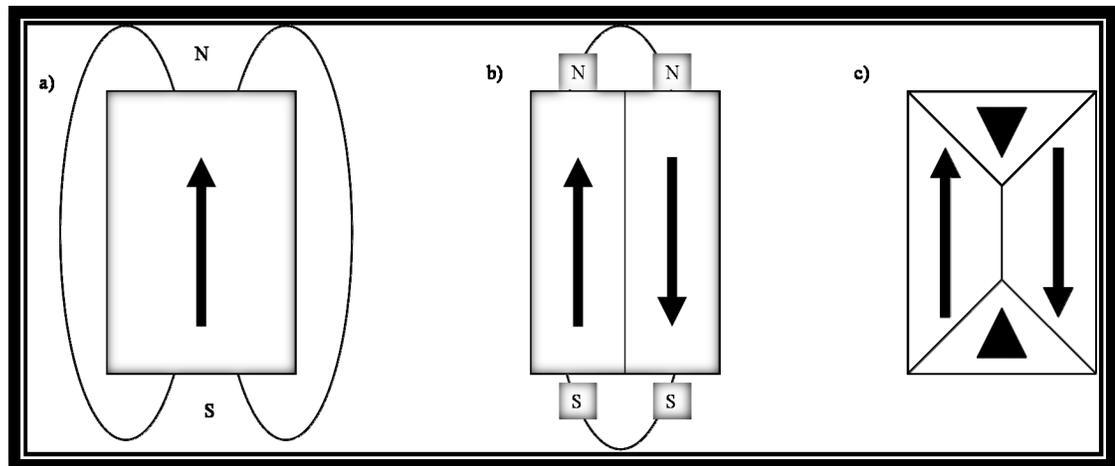


Figura 2.4: Diferentes configuraciones de dominios de un mismo cristal ferromagnético.

### 2.4.1 Saltos de Barkhausen

Si pudiésemos analizar en detalle la curva de histéresis ilustrada en la Figura 2.1, veríamos que lo que parece ser una línea continua en realidad son pequeños saltos discretos que corresponden a un movimiento repentino de las paredes de los dominios magnéticos. Cuando magnetizamos un material en una determinada dirección, lo que está ocurriendo es que los dominios que apuntan en esa dirección aumentan a expensas de los otros, mediante el movimiento de las paredes de dominio. Como consecuencia, se producen ondas elásticas que se propagan en el material. Si utilizamos sensores de

emisión acústica colocados sobre la superficie de la muestra, podremos detectar estas ondas.

El movimiento de las paredes de dominios magnéticos está fuertemente influenciado por la microestructura del material: borde de grano, inclusiones, precipitados, dislocaciones, etc., haciendo que frente a alguno de ellos se produzca un freno al movimiento de las paredes. Por lo dicho queda claro que la respuesta de un material ferromagnético a un campo magnético es a nivel atómico y depende de sus características microestructurales.

## 2.5 Energías Involucradas

Los procesos de magnetización están directamente ligados con las energías y cambian drásticamente si estamos en presencia de un sistema aislado o no. Nuestro trabajo estará enfocado al estudio de microhilos ferromagnéticos. La energía total de un ferromagneto está dada por la suma de cuatro contribuciones, digamos la energía de intercambio, la energía dipolar o magnetostática (también conocida como anisotropía de forma), la contribución de Zeeman y la energía de anisotropía cristalina.

### 2.5.1 Energía de Zeeman

La energía de Zeeman aparece en el caso en que se aplique un campo magnético externo ( $\vec{H}$ ) a la muestra, y se define como<sup>25</sup>:

$$E_z = -\mu_0 \int \vec{M} \cdot \vec{H} dV . \quad 2.1$$

A partir de esta expresión, y en función del producto punto entre la magnetización  $\vec{M}$  y el campo  $\vec{H}$  podemos afirmar que la energía de Zeeman será mínima cuando la magnetización esté completamente alineada con el campo magnético externo.

## 2.5.2 Energía de Intercambio

El ferromagnetismo tiene su base en la interacción de intercambio entre sus átomos, que es independiente de la dirección del momento magnético total de la muestra (es decir, no importa en qué dirección apunten los momentos magnéticos, mientras estén paralelos entre sí). La energía de interacción entre un par de átomos vecinos con espín  $\vec{S}_i$  y  $\vec{S}_j$  está dada por el Hamiltoniano de Heisenberg<sup>26</sup>:

$$H = E_{ex} = -\sum_{ij} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j , \quad 2.2$$

donde  $J_{ij}$  es la constante de intercambio entre el  $i$ -ésimo y el  $j$ -ésimo espín. Esta constante está dada por el valor de las integrales de intercambio entre las funciones de onda asociadas con los átomos  $i$  y  $j$ . Los términos de interacción entre momentos magnéticos más lejanos usualmente se desprecian. Para cada par de átomos en un material ferromagnético,  $J > 0$ .

### 2.5.2.1 Aproximación al continuo de la Energía de Intercambio

Para utilizar la Ecuación 2.2 de forma más amigable, podemos realizar una aproximación en que la naturaleza discreta de la estructura atómica es despreciada. Supongamos primero que  $J_{ij}$  puede ser considerada igual a una

constante  $J$ , en el caso en que  $i$  y  $j$  representen vecinos próximos, y cero en cualquier otro caso. Entonces escribimos:

$$E_{ex} = -J \sum_{\langle ij \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j . \quad 2.3$$

La simbología  $\langle ij \rangle$  denota que la suma se realiza sobre los primeros vecinos solamente. Consideramos espines clásicos y asumamos que el ángulo entre los vecinos más cercanos es  $\phi_{ij}$  y que éste es muy pequeño, es decir  $\phi_{ij} \ll 1$  para todo  $i, j$ . En otras palabras, estamos asumiendo que el sistema a considerar es ferromagnético pero con espines no alineados completamente. Podemos escribir la energía del sistema como:

$$E_{ex} = -JS^2 \sum_{\langle ij \rangle} \cos(\phi_{ij}) = E_{ex}^0 + \frac{JS^2}{2} \sum_{\langle ij \rangle} \phi_{ij}^2 . \quad 2.4$$

La última ecuación en 2.4 se obtiene a partir de una expansión, usando  $\cos(\phi_{ij}) \approx 1 - \frac{\phi_{ij}^2}{2}$  para  $\phi_{ij} \ll 1$ . Por ahora ignoraremos  $E_{ex}^0$ , el cual hace referencia al estado de energía con todos los espines alineados y es independiente de la configuración magnética del sistema.

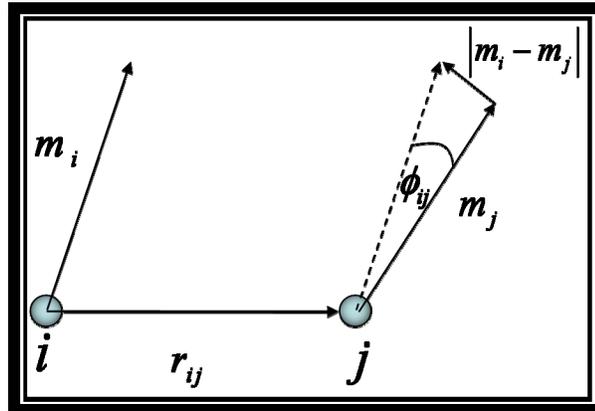


Figura 2.5: Los vecinos cercanos  $i, j$  poseen momentos magnéticos  $m_i$  y  $m_j$ , y están separados por una distancia  $r_{ij}$ . El ángulo entre los momentos es  $\phi_{ij}$ .

Definamos el momento magnético reducido por  $\mu_B$ , con la magnetización del sistema y  $M_s$  la magnetización de saturación.

A partir de la Figura 2.5 podemos usar la siguiente aproximación:

Entonces  $\cos \phi_{ij} \approx 1 - \frac{1}{2} \phi_{ij}^2$ . Realizando una expansión en series de Taylor de este término obtendremos:

Entonces la energía de intercambio puede ser escrita como:

—

En esta expresión, la primera suma corre sobre todos los momentos magnéticos (átomos) de la partícula, mientras que la segunda sólo sobre los primeros vecinos del átomo  $i$ . Si se cambia la sumatoria sobre  $i$  a una integral sobre toda la partícula ferromagnética, para cristales cúbicos tendremos<sup>27</sup>:

$$E_{ex} = A \int [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2] d^3r, \quad 2.5$$

donde

$$A = \frac{JS^2}{a} c ,$$

con  $a$  la distancia entre vecinos más próximos,  $c = 1, 2$  o  $4$  corresponde a los átomos de la base en una red cúbica simple (SC), una red cúbica centrada en el cuerpo (BCC) y una red cúbica centrada en las caras (FCC), respectivamente.

Es importante tener en cuenta que si la magnetización varía demasiado rápido en una distancia corta,  $E_{ex}$  será muy grande. Físicamente, este término de energía tendrá un efecto suavizante sobre la orientación de los dipolos, de manera que los átomos tienden a permanecer paralelos. La interacción de intercambio domina en un rango corto, esto es, entre átomos que están a una distancia del orden de la longitud de intercambio  $l_{ex}$ . Esta longitud de intercambio es la distancia sobre la cual la magnetización será aproximadamente uniforme, y está definida por<sup>27</sup>

$$l_{ex} = \sqrt{\frac{A}{K_m}} ,$$

donde  $K_m$  es la densidad de energía demagnetizante dada por

$$K_m = \frac{1}{2} \mu_0 M_0^2 .$$

## 2.5.3 Energía de Anisotropía

Si entendemos todos los factores que afectan la forma de una curva de histéresis, entonces comprenderemos porque algunos materiales son magnéticamente suaves y otros magnéticamente duros. Uno de los factores que más afecta la forma de las curvas de histéresis es la anisotropía magnética. Este término significa simplemente que las propiedades magnéticas dependen de la dirección en la cual ellas son medidas. Algunos tipos de anisotropía magnética son: anisotropía cristalina (magnetocristalina), anisotropía de forma, anisotropía por stress, anisotropía inducida por recalentamiento, deformación e irradiación y finalmente la anisotropía de intercambio.<sup>28</sup> En nuestro trabajo, abordaremos las dos primeras. De las anisotropías recientemente mencionadas, sólo la magnetocristalina es intrínseca al material, por lo tanto todas las otras son extrínsecas o inducidas.

### 2.5.3.1 Anisotropía Magnetocristalina

El término magnetocristalino surge de la preferencia de la magnetización a situarse a lo largo de ciertos ejes cristalográficos del material, como son [001] para el Co, [100] para el Fe y [111] para el Ni.

En 1929 el físico ruso Akulov mostró que la energía de anisotropía cristalina, en cristales cúbicos, se puede expresar en términos de una expansión en serie de los cosenos directores de la magnetización relativos a los ejes del cristal. Para un cristal cúbico, siendo  $m_x$ ,  $m_y$  y  $m_z$  en cada caso, la razón  $m_{x,y,z} = M_{x,y,z}/M_s$ , obtenemos:

$$E_{crist} = K_0 + K_1(m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_z^2 m_x^2) + K_2(m_x^2 m_y^2 m_z^2) + \dots,$$

donde  $K_0, K_1, K_2 \dots$ , son las constantes de anisotropía de orden creciente. Si tomamos un volumen arbitrario y considerando que por lo general  $K_2$  y órdenes superiores son despreciables, entonces podemos obtener que:

$$E_{crist} = K_1 \int (m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_z^2 m_x^2) dv . \quad 2.6$$

Existen distintas formas experimentales de medir las constantes anisotrópicas  $K$ , entre ellas están: las curvas de torque, el péndulo de torsión, las curvas de magnetización y la resonancia magnética. Experimentalmente se observa que la energía es simétrica con respecto al plano  $ab$  de un cristal hexagonal, por lo que la anisotropía es función de un solo parámetro, el ángulo entre el eje  $c$  y la dirección de la magnetización. La energía de estos sistemas es llamada uniaxial y se escribe usualmente como:

$$E_{uni} = -K_1 \int m_z^2 dv , \quad 2.7$$

donde  $z$  es paralelo al eje cristalográfico  $c$ .

### 2.5.3.2 Anisotropía de Forma

La anisotropía de forma surge de las propiedades magnetostáticas internas de la partícula y es simplemente un modo de escribir la energía dipolar interna de la partícula. Para cualquier partícula no esférica, la dirección de la magnetización es influenciada fuertemente por su forma. Por ejemplo, en un elipsoide de revolución uniformemente magnetizado, se forman polos magnéticos libres en su superficie. Como resultado, se produce un campo desmagnetizante en el interior del elipsoide debido al potencial de estos polos libres. De esta manera, se tendrá una energía de anisotropía de forma (dipolar) que se escribe usualmente como:

donde  $M_x$ ,  $M_y$  y  $M_z$  son las componentes de la magnetización y  $N_x$ ,  $N_y$  y  $N_z$  son los factores demagnetizante relativos a los ejes  $x$ ,  $y$  y  $z$ , respectivamente. Para un elipsoide de revolución, la energía magnetostática está dada por:

donde  $\theta$  es el ángulo entre la magnetización y el eje polar- $z$ ,  $N_z$  es el factor demagnetizante a lo largo del eje polar, y  $N_x (= N_y)$  es el factor demagnetizante a lo largo del eje ecuatorial. La ecuación anterior se escribe frecuentemente como<sup>27</sup>

donde se ha omitido un término de energía constante.

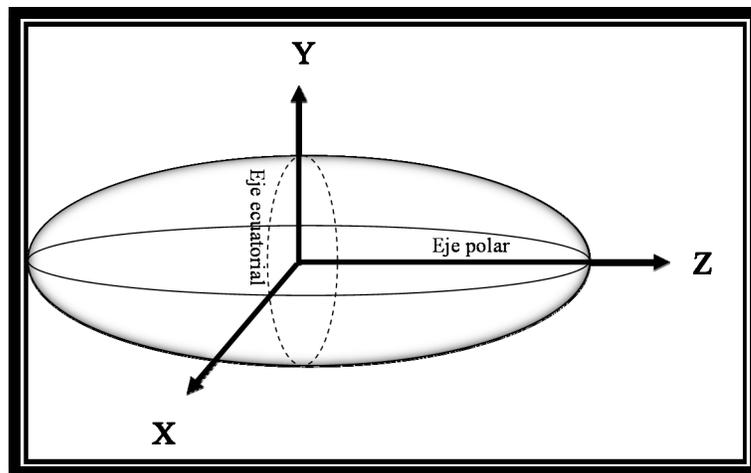


Figura 2.6 Elipsoide de revolución para cálculo de la anisotropía de forma.

La ecuación anterior puede ser escrita como  $E_{dip} = K_s V \sin^2(\theta)$ , donde  $K_s = \frac{1}{2} \mu_0 M_0^2 (N_x - N_z)$  es la constante de anisotropía de forma. Para un elipsoide con  $K_s > 0$ , se tendrá un eje fácil identificado por dos mínimos de energía a lo largo del eje polar  $\pm z$ . Por el contrario, para un elipsoide con  $K_s < 0$ , tendremos un plano fácil (plano ecuatorial XY). Esta energía también contribuirá a la memoria de los materiales ferromagnéticos.

## 2.5.4 Energía Magnetostática

Un cuerpo al ser magnetizado, produce un campo magnético intrínseco, llamado campo demagnetizante  $H_d$ . La energía magnetostática está definida por la interacción de las cantidades mencionadas y puede ser obtenida mediante:

$$E_{dip} = -\frac{\mu_0}{2} \int \vec{H}_d \cdot \vec{M} dv . \quad 2.9$$

El campo demagnetizante puede ser obtenido como sigue:

$$\vec{H}_d = -\vec{\nabla} U_d ,$$

donde  $U_d$  es el potencial demagnetizante que define una densidad de carga magnética superficial y volumétrica, y está dado por:

$$U_d(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{\nabla \cdot \vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV' + \frac{1}{4\pi} \int \frac{\hat{n}' \cdot \vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dS' , \quad 2.10$$

donde  $\hat{n}$  es el vector normal a una superficie.

## 2.5.5 Energía Magnetoelástica

Se origina en las deformaciones presentes en una red cristalina de un material bajo la acción de tensiones mecánicas. Al deformar una muestra mediante una tensión externa, se origina un cambio en el entorno atómico y, consecuentemente, un cambio en la anisotropía local. Es importante mencionar que gran parte de la magnetostricción interna en un cristal ferromagnético puede expresarse como una anisotropía magnetocristalina. Si las constantes de anisotropía son obtenidas a partir de resultados experimentales, el efecto de la magnetostricción ya estará incluido en la energía de anisotropía.

La densidad de energía magnetoelástica ( $E_m \approx \lambda_s \sigma$ ) juega un papel muy importante para determinar el comportamiento magnético de los microhilos. El signo e intensidad del valor de la constante de magnetostricción  $\lambda_s$  resulta decisivo ya que determina la dirección de fácil magnetización y, por lo tanto, la estructura de dominios y la forma del ciclo de histéresis. Por su estructura de dominios pueden distinguirse tres grupos de microhilos:<sup>23,29</sup>

- Los basados en hierro con magnetostricción positiva (del orden de  $10^{-5}$ ).
- Los basados en cobalto con magnetostricción negativa (del orden de  $10^{-6}$ ).
- Los basados en cobalto y hierro con una magnetostricción positiva o negativa cercana a cero (del orden de  $10^{-7}$ ).

A continuación mencionaremos sus principales características:

### 2.5.5.1 Microhilos con magnetostricción positiva

Los microhilos con magnetostricción positiva presentan un ciclo de histéresis axial con forma cuadrada, con un único salto de Barkhausen. En la Figura 2.7 mostramos un ciclo biestable para un microhilo de composición  $\text{Fe}_{77.5}\text{Si}_{7.5}\text{B}_{15}$  que presenta un diámetro metálico de 9.2  $\mu\text{m}$ .<sup>30</sup>

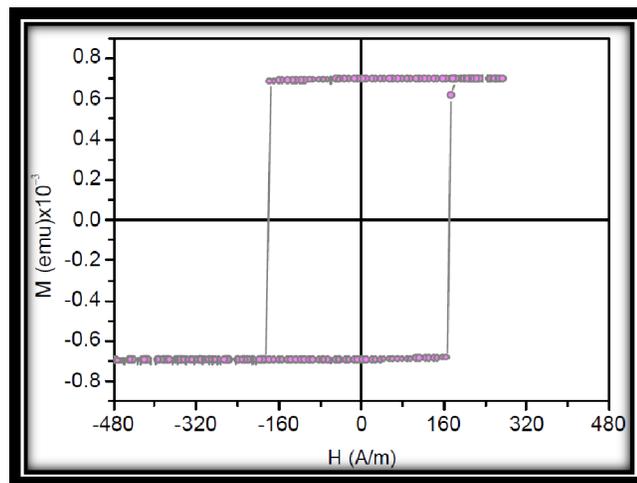


Figura 2.7: Ciclo de histéresis biestable para un microhilo de magnetostricción positiva.

La biestabilidad está relacionada con la estructura de dominios que presentan estos microhilos: en el centro presentan un núcleo casi monodominio magnetizado en la dirección axial, mientras que en la superficie cuenta con una estructura de dominios cuyo eje de fácil magnetización es radial, tal y como se muestra esquemáticamente en la Figura 2.8.

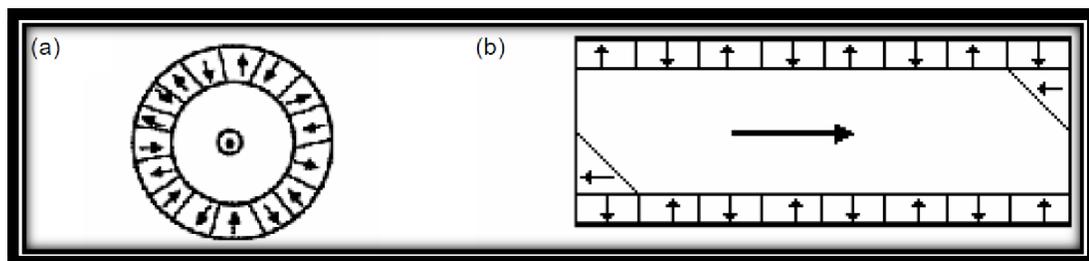


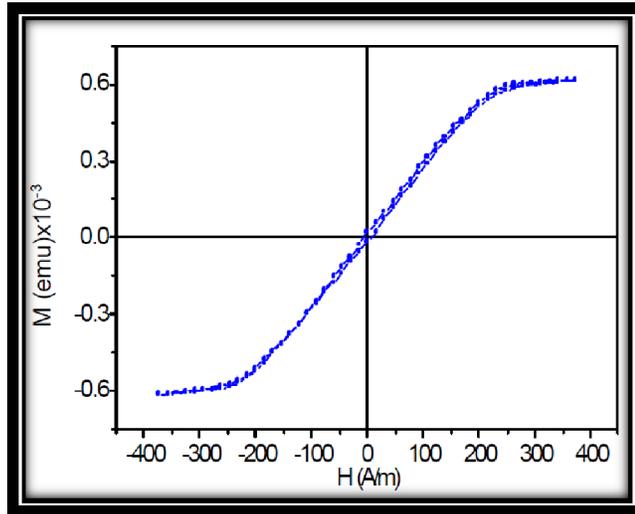
Figura 2.8: Esquema de la estructura de dominios de un hilo con magnetostricción positiva. (a) Corte transversal, y (b) corte axial.

En los extremos aparecen dos dominios de cierre que disminuyen la gran energía magnetostática que aparecería asociada a las cargas magnéticas en los extremos de la muestra. Para microhilos de longitud inferior a 2 mm, las estructuras de cierre en los extremos se solapan, debido a que desaparece el monodominio axial y con él, la bistabilidad de la muestra.<sup>31,32</sup>

Una característica importante de estos materiales es que no es posible alcanzar un estado de magnetización cero o estado desmagnetizado. Para campos menores que el campo de inversión de la magnetización, el microhilo permanece en uno de los dos estados de remanencia estable.

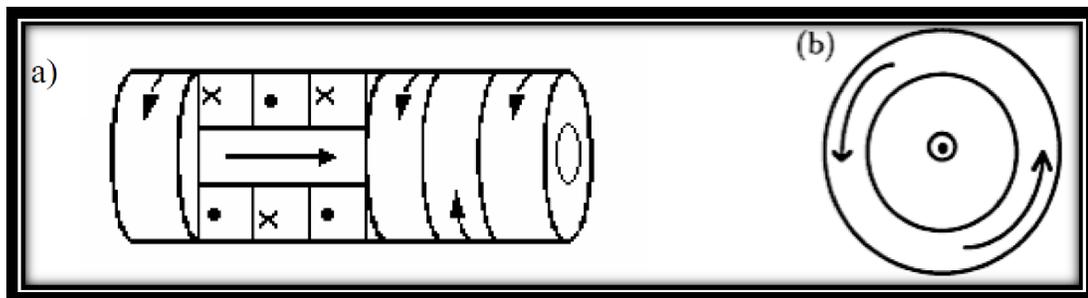
#### 2.5.5.2 Microhilos con magnetostricción negativa

El proceso de magnetización de los microhilos amorfos con magnetostricción negativa, según se infiere de su ciclo de histéresis axial, consiste de una rotación quasi reversible de los espines, desde la dirección circunferencial hasta la axial, con el incremento de campo aplicado.<sup>20</sup> La Figura 2.9 muestra un ciclo de histéresis para un hilo de composición  $\text{Fe}_{4,45}\text{Co}_{68,30}\text{Si}_{12,25}\text{B}_{15}$ , que presenta un diámetro metálico de 6 mm. La constante de magnetostricción de este tipo de microhilos es del orden de  $\lambda_s \sim -1 \times 10^{-6}$ .<sup>30</sup>



**Figura 2.9: Curva de histéresis de un microhilo con magnetostricción negativa.**

En estos hilos, el eje de fácil magnetización es circular, lo que determina una configuración circular de la estructura de dominios. No obstante, en torno del eje del hilo debe existir un núcleo con magnetización axial, para reducir la energía de intercambio (ver sección 2.5.2), como la que se indica en la Figura 2.10.



**Figura 2.10: Estructura de dominios de un hilo con magnetostricción negativa. (a) Corte longitudinal, y (b) corte transversal.**

### 2.5.5.3 Magnetostricción casi cero

En el caso en que los microhilos presenten una magnetostricción baja (cercana a cero), no existe una estructura de dominios bien definida, como vimos en los casos anteriores. En estas muestras existe un número de paredes que se desplazan fácilmente de una manera casi reversible bajo campos débiles. La Figura 2.11 muestra el ciclo de histéresis axial para un microhilo de composición  $(\text{CoNiFe})_{75}\text{B}_{15}\text{Si}_{10}$  que presenta un diámetro metálico de 8  $\mu\text{m}$ .<sup>30</sup>

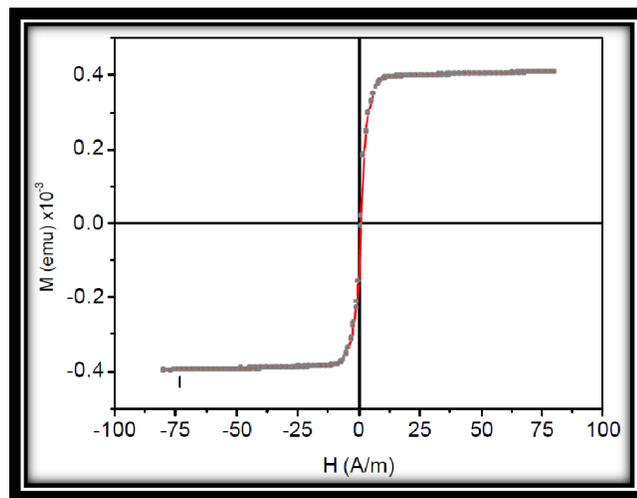


Figura 2.11: Ciclo de histéresis axial de un microhilo no magnetostrictivo.

Los microhilos no magnetostrictivos basados en FeCo exhiben un comportamiento magnético ultrablando cuando son magnetizados tanto en la dirección circular como en la axial.<sup>33</sup> No existe biestabilidad magnética y, en su lugar, se presentan los valores muy altos de permeabilidad inicial (del orden de  $10^4$ ).

Por último la estructura de dominios en los microhilos no magnetostrictivos se ve significativamente modificada por tratamientos térmicos, así como por la aplicación de esfuerzos mecánicos.

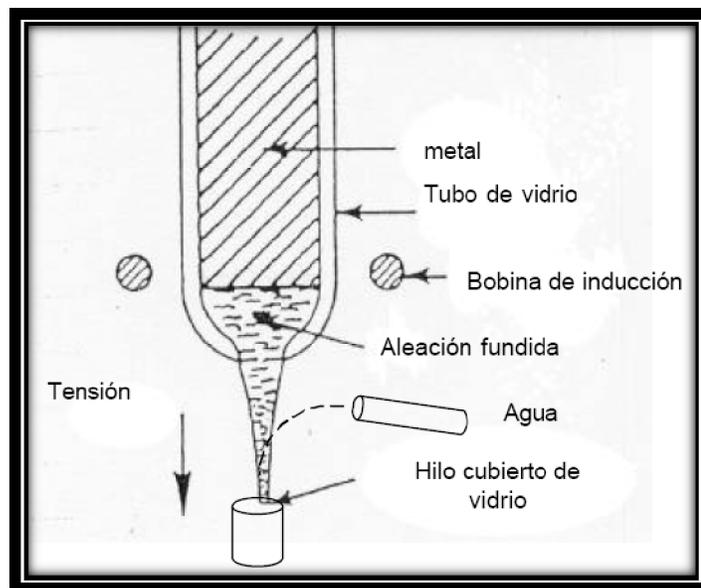
# 3 Dispositivos y Técnicas Experimentales

Esta tesis contempla principalmente trabajo experimental. Nuestro objetivo esencial es estudiar microhilos magnéticos, los cuales pertenecen al Laboratorio de Magnetismo de la Universidad de Santiago. Desarrollaremos un sistema experimental que nos permita investigar el comportamiento de dos microhilos magnéticos suspendidos en un fluido bajo la acción de un campo magnético externo. La idea es investigar la dinámica de los microhilos debido a la interacción magnetostática existente entre ellos. El sistema es análogo a considerar dos imanes que se acercan por el efecto de los polos opuestos.

## 3.1 Fabricación de los microhilos amorfos

Los microhilos amorfos fueron producidos en el Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid-CSIC, España. La producción de estos hilos se realiza mediante un método desarrollado hace varias décadas por Taylor, él que fue modificado en la antigua URSS por Ulitovsky.<sup>34</sup> La técnica consiste en el estiramiento<sup>35</sup> de un capilar vítreo dentro del cual está confinada la aleación metálica. El tubo de vidrio y la aleación precursora se introducen entre las espiras de un horno de inducción. La aleación es calentada hasta su temperatura de fusión, lo cual provoca un ablandamiento en la capa vítrea y permite el estiramiento de la muestra. La velocidad de enfriamiento alcanzada es del orden de los  $10^5$ - $10^6$  K/s. La cantidad de vidrio utilizada en este proceso y el diámetro del núcleo metálico están regulados por el parámetro de

alimentación continua del tubo y la aleación a través de la zona del inductor. El material se enfría más rápidamente mediante la inyección de agua. Ya solidificado es llevado a una bobina giratoria situada en la parte inferior del equipo que asegura la continuidad del proceso y recoge el material obtenido. La velocidad de rotación de la bobina, la tasa de alimentación del crisol y de la aleación, además de la velocidad de enfriamiento son factores que influyen directamente en las propiedades magnéticas de la muestra por lo que su control dentro del proceso de fabricación resulta esencial. En la Figura 3.1 se muestra un esquema del método Taylor-Ulitovsky de preparación de muestras por estiramiento y enfriamiento rápido.<sup>36,37</sup>



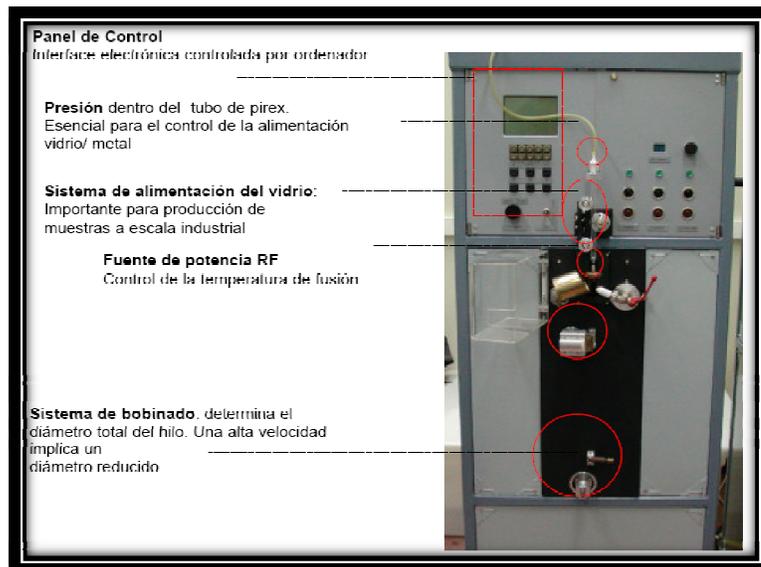
**Figura 3.1: Esquema del proceso de Taylor-Ulitovsky para la obtención de microhilos amorfos recubiertos de vidrio, por enfriamiento ultrarrápido y estiramiento.**

El método Taylor & Ulitovsky, permite el control de la microestructura y las características geométricas (diámetro interior y espesor vítreo). En la Figura 3.2 se observa un detalle del proceso de producción.<sup>38</sup>



**Figura 3.2: Detalle de la fabricación de microhilos por el método Taylor-Ulitovsky.**

Es posible reducir el diámetro metálico del microhilo al aumentar la velocidad del bobinado recolector situado en la parte inferior del sistema. Para fines de estabilización en la producción de varios metros de microhilo con las mismas características, la velocidad de alimentación del vidrio resulta un parámetro muy importante. La Figura 3.3 muestra los paneles de la máquina de producción.<sup>30</sup>

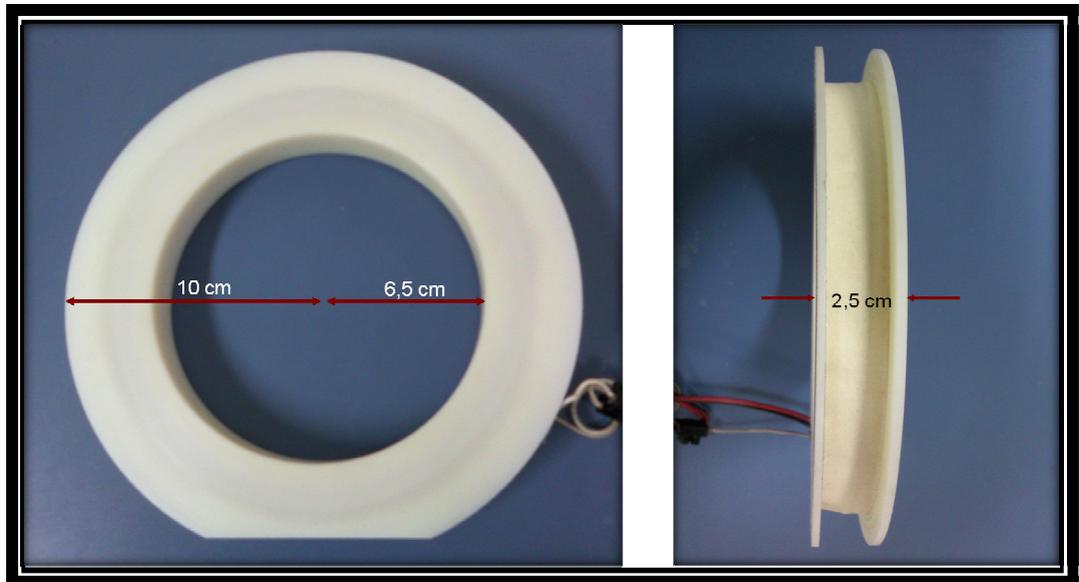


**Figura 3.3: Máquina de fabricación de microhilos utilizada en el Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid.**

## 3.2 Dispositivo generador de campo magnético

Los microhilos magnéticos, en su estado natural, presentan una magnetización remanente, diferente de su magnetización de saturación. Para magnetizar los microhilos usamos un campo magnético uniforme externo generado por un par de bobinas de Helmholtz (para más detalles ver Apéndice 6.2), que son capaces de generar un campo magnético más uniforme que aquél producido por una bobina de núcleo de hierro. De esta forma, y durante el desarrollo de las mediciones, usaremos estas bobinas para generar un campo magnético suficiente como para mantener los microhilos alineados, evitando así que las interacciones magnetostáticas entre las partículas produzcan torque que afecten el estudio de la dinámica de los microhilos.

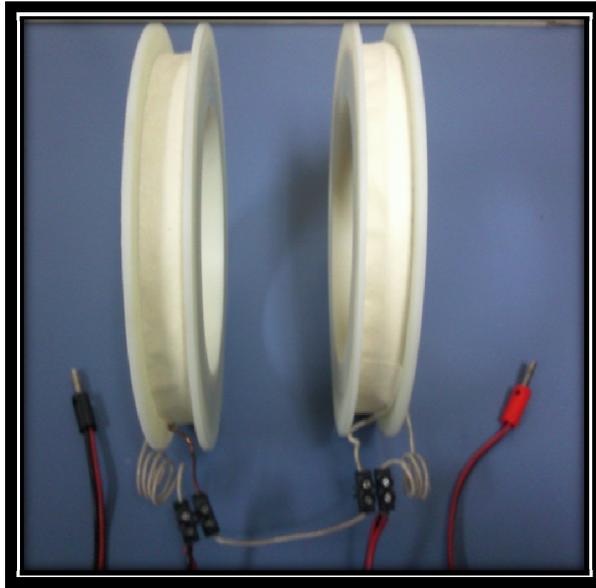
Dada la importancia del instrumento, fabricamos la bobina. Para comenzar, sabemos que las bobinas de Helmholtz generan un campo magnético uniforme en el centro de las mismas, siempre y cuando el radio de las bobinas sea igual a la distancia que las separa. Es por esto que es fundamental determinar la separación que existirá entre las bobinas. Esta separación no es arbitraria, ya que debe satisfacer que el lente del capturador de imágenes, de cierto tamaño determinado, tiene que caber entre las bobinas. Tomando las dimensiones indicadas se ha llegado a la conclusión que 6,5 cm de separación entre las bobinas es lo ideal, por lo que sus diámetros deben ser del orden de los 13 cm.



**Figura 3.4: Dimensiones de las bobinas.**

Hemos comenzado con un tubo de tecnil de 7 cm de largo, que presenta un radio exterior de 10 cm y un radio interior de 6,5 cm. El tubo es cortado en dos mitades, las que posteriormente son sometidas a procesos de tornería. Se obtiene un calado en el centro de los tubos, el que será utilizado para enrollar el alambre conductor. Además, hemos dispuesto de un corte horizontal en las bobinas, para que éstas no giren.

Enrollamos 90 vueltas de alambre de cobre esmaltado de 1,5 mm de diámetro en cada bobina. Como cada bobina es conectada en serie, eléctricamente hablando, se debe tener en cuenta el sentido de giro al momento de enrollar el cobre en las bobinas.



**Figura 3.5: Conexión eléctrica de las bobinas.**

Finalmente comprobamos la funcionalidad de las bobinas. Para esto conectamos el sistema a una fuente de poder PROTEK (DC Power Supply DF 17305B5A) y medimos el campo magnético en su interior con un GAUSS/TESLAMETER (model 5080). De esta forma estudiamos el comportamiento del campo en el interior del sistema.

### 3.2.1 Medidor de campo magnético

El medidor de campo Gauss/Teslameter model 5080 es un instrumento portátil que utiliza una sonda Hall para medir la densidad de flujo magnético en unidades de Gauss, Tesla o Ampere - metro. El rango de medición es de 0.01 mT (0.1 G o 0.01 kAm), hasta 2.999 T (29.99 kG o 2387 kAm). El instrumento es capaz de medir campos magnéticos estáticos o alternos. El medidor de campo y el tipo de sonda utilizado se muestran en la Figura 3.6. Un medidor Hall, consta de una placa semiconductor muy delgada, la cual se alimenta con una corriente por dos lados opuestos de la placa. Los otros dos lados opuestos están conectados a cables que llevan la información de voltaje al medidor de

flujo. Cuando no hay un campo atravesando esta placa se tiene que la diferencia de potencial creada es nula. Cuando un campo pasa a través de la placa se crea una diferencia de potencial proporcional a las líneas de campo que atraviesan el semiconductor.

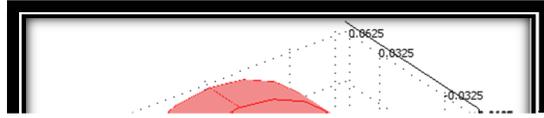


**Figura 3.6: Gauss/teslameter Modelo 5080.**

### 3.2.2 Software Comsol Multiphysics

Comsol Multiphysics<sup>39</sup> es una plataforma de simulación que facilita los pasos en el proceso de modelado: definición de geometrías, mallado, física involucrada, solución y visualización de resultados. Posee un gran número de interfaces físicas predefinidas para aplicaciones que van desde el flujo de fluidos y la transferencia de calor a la mecánica estructural y análisis electromagnético. Por otro lado nos entrega una gran cantidad de modelos básicos resueltos con los que podemos comenzar a trabajar.

Hemos ocupado Comsol para modelar el comportamiento uniforme del campo magnético producido en el centro de un par de bobinas de Helmholtz. Comenzamos definiendo la geometría del sistema según lo descrito en la sección 3.2, obteniendo:



**Figura 3.7: Geometría de un par de bobinas de Helmholtz desarrollado en Comsol.**

Una vez que hemos definido la física involucrada en el problema, así como las condiciones de contorno de éste, entonces Comsol calcula los campos magnéticos como función de la geometría.

**Figura 3.8: Líneas de campo magnético (izquierda) y la intensidad del campo a través de una línea que pasa por el centro de las bobinas (derecha). Los círculos rojos marcan la posición de cada bobina.**