



# Efectos dimensionales en sistemas ferromagnéticos almenados



**ZTF-FCT**

Zientzia eta Teknologia Fakultatea  
Facultad de Ciencia y Tecnología

**Presentado por:**

**Alberto Arteche Gnz.**

**Realizado en:**

**Departamento de Química-Física (Facultad de Ciencia y Tecnología,  
UPV/EHU)**

**Bajo la dirección de:**

**Rafael Morales Arboleya**

Santander, Septiembre 2013

## Índice.

Resumen.....	3
1.- Introducción.....	4
2.- Nanoestructura y objetivos.....	5
2.1.- Caracterización Magnética Experimental.....	5
2.2.- Análisis matemático-computacional.....	6
3.- Método Experimental.....	6
3.1.- Magnetómetro de muestra vibrante (VSM).....	6
3.2.- Magnetómetro de efecto Kerr magneto-óptico (nanoMOKE).....	8
4.- Resultados y discusión.....	11
4.1.- Sistema magnético.....	11
4.2.- Resultados experimentales.....	14
4.2.1.- Muestra de lámina continua.....	14
4.2.2.- Muestra Py1.9-10.....	15
4.2.3.- Muestra Py1.9-15.....	18
4.2.4.- Muestra Py1.9-25.....	19
4.2.5.- Muestra Py1.9-57.....	20
4.3.- Resultado teórico-computacional.....	22
4.3.1.- Muestra Py1.9-10.....	24
4.3.3.- Muestra Py1.9-15.....	25
4.3.4.- Muestra Py1.9-25.....	25
4.3.5.- Muestra Py1.9-57.....	27
4.4.- Justificación del modelo.....	27
4.4.1.- Interacción de Canje.....	27
4.4.2.- Inversión por rotación.....	29
5.- Conclusiones.....	31
6.- Referencias.....	32

## **Resumen**

Las propiedades magnéticas de las láminas delgadas nanoestructuradas son muy sensibles a la geometría y dimensiones de sus patrones litografiados. Este trabajo analiza los procesos de inversión de la imanación en sistemas ferromagnéticos almenados. Se inducen artificialmente anisotropías de forma en láminas magnéticas con estructura almenada de periodicidad y profundidad controlada. Se examinaron sus propiedades principalmente mediante magnetómetro VSM, pero también mediante métodos magneto-ópticos, que son más sensibles a la imanación superficial. Estas estructuras fueron estudiadas también desde el punto de vista teórico. El modelo planteado explica adecuadamente los comportamientos magnéticos observados.

## **Abstract**

The magnetic properties of nanostructured thin films are extremely sensitive to the geometry and dimensions of their nanopatterns. This essay analyzes the magnetization reversal processes in crenellated ferromagnetic systems. Shape anisotropy is artificially induced in magnetic films by the crenellated structure. The magnetic properties were measured mainly by VSM magnetometer and magneto-optical magnetometer was used too, since this technique is more sensitive to the superficial magnetization. These structures were studied from a theoretical point of view as well. The theoretical model is in good agreement with the experimental magnetic features.

## 1.- Introducción.

El nanomagnetismo es un campo de investigación en continua evolución que abarca tanto el interés científico a nivel fundamental, como el tecnológico. El estudio del nanomagnetismo requiere la medición de las propiedades magnéticas de materiales nanoestructurados. Actualmente, la investigación en nanociencia está muy enfocada en este tipo de materiales por sus importantes aplicaciones tecnológicas [1].

En general, estas nanoestructuras magnéticas tienen dimensiones comparables o menores, a ciertas longitudes características como la longitud de intercambio o la anchura de la pared del dominio magnético; obviamente el orden de magnitud de estas estructuras está en el rango nanométrico. Como es habitual en nanociencia, a esta escala emergen propiedades distintas a las detectadas en muestras masivas o láminas delgadas. Por ejemplo, una propiedad importante es la modificación del proceso de inversión de la curva de histéresis cuando confinamos materiales ferromagnéticos a escala nanométrica o submicrométrica. Se ha demostrado además, que la geometría de la nanoestructura influye de manera crucial en los procesos de inversión en los ciclos de histéresis. Esto es debido a la anisotropía inducida por la forma del patrón [2].

Este trabajo se enfoca en el estudio de estructuras almenadas (nano y micro) litografiadas en capa delgada o *thin-films*. Las estructuras de capa delgada exhiben un gran número de propiedades interesantes, como por ejemplo, las anisotropías inducidas en las superficies o en las interfases entre diferentes capas, debidas al orden y confinamiento impuesto por el patrón.

Entre las principales aplicaciones que pueden aparecer del estudio y síntesis de muestras magnéticas de capa fina nanoestructuradas están el almacenamiento magnético de alta densidad [3], o la mejora en velocidad y densidad de las memorias MRAM (*Magnetic Random Access Memory*) [4].

## 2.- Nanoestructura y objetivos.

El objetivo fundamental del presente estudio es la caracterización y análisis magnético de varias muestras problema, todas ellas consistentes en una nanoestructura con patrón de almena trazada sobre una capa fina de permaloy ( $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ ). La figura 2.1 ilustra el esquema genérico de las muestras de marras.

Partiendo de la capa fina de permaloy (figura 2.1a) se recubre su superficie con una resina fotosensible mediante *spin coating*. Se dibuja un patrón de líneas paralelas de tamaño submicrométrico utilizando litografía por interferencia láser (LIL) para después, depositar una máscara de titanio mediante *sputtering* de iones (IBS). Posteriormente la resina es eliminada mediante *lift-off* resultando únicamente la máscara de titanio sobre el sustrato de permaloy. Tras el proceso se obtiene el perfil visible en la figura 2.1b. Finalmente, se ataca la estructura mediante plasma de  $\text{Ar}^+$  (RIE) para transmitir el patrón de almenas a la capa de Permalloy tal y como se observa en la figura 2.1c [5].

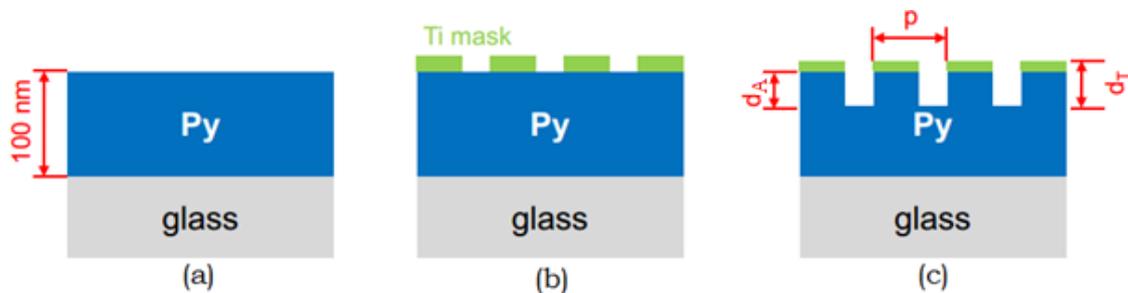


Figura 2.1 Esquema dimensional de la nanoestructura siendo  $p$  el periodo del patrón de las líneas,  $d_T$  la profundidad total de la línea devastada incluyendo la máscara de titanio, y  $d_A$  sin incluirla.

### 2.1.- Caracterización Magnética Experimental.

Se trata de la medición de las curvas de histéresis magnéticas mediante la utilización de magnetómetro de muestra vibrante (VSM) y puntualmente, mediante magnetometría por efecto Kerr (MOKE). El magnetómetro VSM mide el comportamiento magnético corporativo de todas las partes de la muestra, es decir, la muestra como un todo; por otra parte, el MOKE, debido a la longitud de penetración de la luz en metales ( $<50$  nm), permite caracterizar de

aisladamente la parte superior o inferior de la muestra, ya que el sustrato es transparente

## **2.2.- Análisis matemático-computacional.**

Una vez caracterizada magnéticamente la muestra, el análisis computacional trata de verter una explicación física a nivel cualitativo. Se ha construido un modelo matemático que define la energía magnética del sistema, y mediante el programa MATHEMATICA se calculó la configuración de mínima energía para cada campo aplicado  $H$ , de donde se extraen curvas de imanación-campo teóricas. El objetivo es comparar el comportamiento de las curvas teóricas obtenidas con las experimentales, al menos a nivel cualitativo. Esto permitirá contrastar la validez del modelo y entender así los mecanismos de inversión de la imanación en estos sistemas.

## **3.- Método Experimental.**

### **3.1.- Magnetómetro de muestra vibrante (VSM).**

Un magnetómetro de muestra vibrante o VSM [5] (*Vibrating Sample Magnetometer*) es un instrumento científico que mide la imanación de muestras magnéticas, inventado en 1955 por Simon. La figura 3.1 ilustra el esquema operativo básico en el que se fundamenta este sistema: una muestra se coloca en el seno de un campo magnético  $H$  uniforme que induce una imanación en la muestra, y a su vez, se fuerza una oscilación física en dicha muestra en la dirección perpendicular al campo, típicamente a través de la utilización de un material piezoeléctrico, o algún tipo de actuador lineal. El voltaje inducido en las bobinas secundarias o de recogida es proporcional al momento magnético  $M$  de la muestra, pero no depende de la fuerza del campo magnético aplicado.

El magnetómetro VSM utilizado en este estudio es un dispositivo experimental *in house*, con una configuración modificada a partir de un VSM comercial; La modificación tiene el propósito de incorporar técnicas de adquisición de datos automáticas y control de instrumentación a través de la implementación de programación LabView.

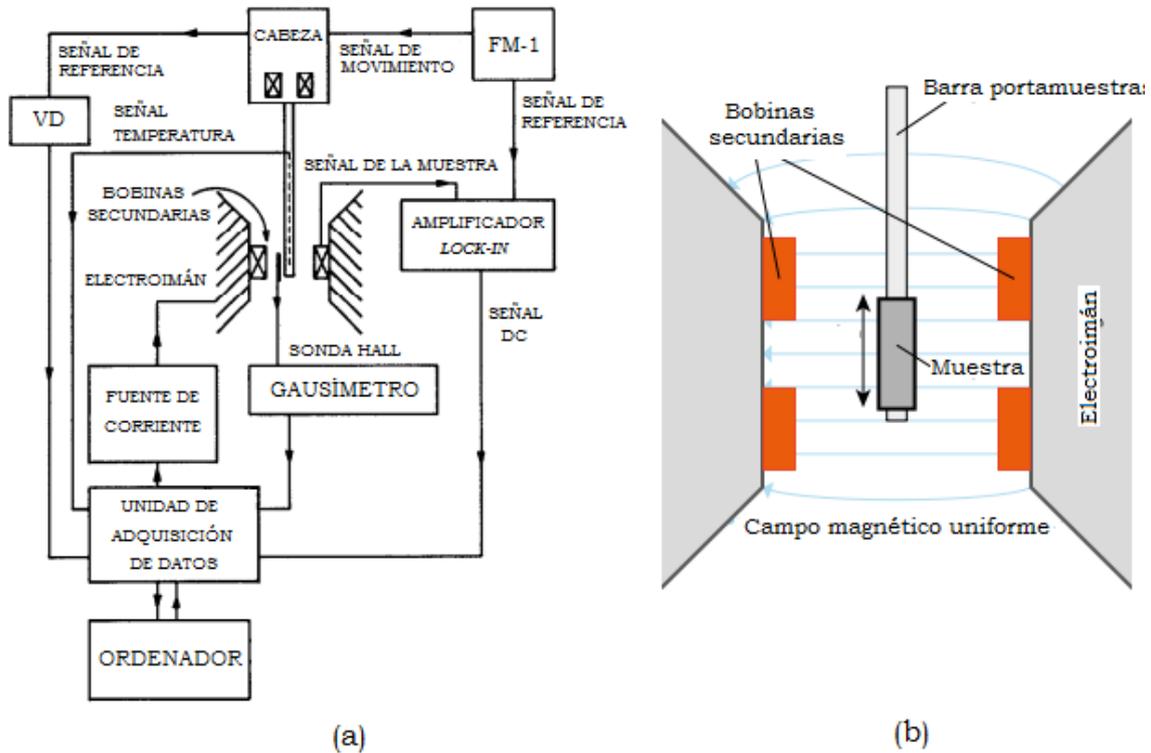


Figura 3.1 (a) Esquema básico de funcionamiento de un magnetómetro VSM; (b) Detalle de la muestra colocada en el hueco del electroimán.

El sistema global VSM se ilustra esquemáticamente en la figura 3.1a. La consola FM-1 envía la misma señal al amplificador *lock-in* y a la cabeza del portamuestras. La muestra vibra en función de la señal enviada por la consola FM-1 a la cabeza, la cual, debido a su imanación induce una señal en las bobinas secundarias. El amplificador *lock-in* compara a su vez la señal de referencia suministrada por la FM-1 y la recibida desde las bobinas secundarias, para finalmente, integrar la señal de la muestra con la frecuencia de referencia. El amplificador *lock-in* se puede entender como un voltímetro AC capaz de extraer la señal de la muestra en un entorno muy ruidoso, utilizando una onda portadora conocida de referencia y discriminando contribuciones de frecuencias distintas. Este dispositivo transforma la fase de la señal y la amplitud a una señal DC.

Un gaussímetro de efecto hall convencional mide el campo magnético en el hueco del electroimán donde está colocada la muestra. El sistema de control informático monitoriza la fuente de corriente del electroimán en conjunción con la lectura del gaussímetro. Con esta doble medición simultánea el sistema

alcanza y estabiliza el campo magnético requerido en cada uno de los pasos previamente programados. A pesar de contar con un sensor de temperatura que enviaba su señal desde el portamuestras a la unidad de adquisición de datos, nunca se guardó lectura de esta magnitud en las mediciones ya que se hacían en condiciones de temperatura ambiente.

El sistema de adquisición de *National Instruments* recogía fundamentalmente los datos de imanación de la muestra procedente del amplificador, y de campo magnético aplicado procedente de la sonda Hall del gaussímetro. Estos datos eran enviados a su vez al ordenador, en el que se plasmaban los ciclos de histéresis a tiempo real y además quedaban recogidos.

### **3.2.- Magnetómetro de efecto Kerr magneto-óptico (nanoMOKE).**

El efecto Kerr magneto-óptico o MOKE [6] (*Magneto-Optical Kerr Effect*) consiste en la rotación del plano de polarización de un haz de luz linealmente polarizado tras incidir en una muestra magnética. En una visión clásica del fenómeno físico, los electrones de la superficie de la muestra están sometidos al campo eléctrico  $E$  de la luz que induce un movimiento oscilatorio, y adicionalmente, se someten a la fuerza de Lorentz debido a la imanación  $M$  del propio material.

El comportamiento óptico está directamente relacionado con el tensor permitividad eléctrica  $\epsilon$ , que incorpora elementos directamente dependientes del valor de la imanación  $M$  fuera de la diagonal principal. Como resultado, aparece un componente oscilatorio perpendicular simultáneamente a la imanación  $M$  y al campo  $E$ . Esta oscilación genera la emisión desde la superficie de luz linealmente polarizada de menor amplitud con un plano de oscilación rotado  $\theta$  respecto al de la luz incidente. Además, de la superposición con el haz reflejado sin rotar puede aparecer un haz de luz elípticamente polarizado.

Dependiendo de la orientación del campo  $E$  del haz polarizado incidente, de la imanación, y del plano de la superficie, se pueden diferenciar 3 tipos de configuraciones de medición del efecto Kerr, a saber: configuración polar (P-MOKE), configuración longitudinal (L-MOKE) y configuración transversal (T-MOKE). En el presente estudio tiene especial importancia la configuración

transversal porque aportará información sobre la naturaleza del proceso de imanación, aunque el L-MOKE se utilizó para medir ciclos de histéresis.

1.- Configuración transversal o ecuatorial (T-MOKE): El vector magnetización es perpendicular al plano óptico y paralelo al plano de la superficie de incidencia de la muestra. En este caso el efecto Kerr transversal afectará únicamente a la componente paralela del campo eléctrico  $E_p$  (la componente  $E_s$  no interacción con la imanación  $M$ ), dando lugar a un haz reflejado linealmente polarizado cuya intensidad depende de la magnitud y orientación de  $M$ .

2.- Configuración longitudinal (L-MOKE): Se produce cuando la imanación  $M$  yace en el plano de la superficie de la muestra y su dirección coincide con el plano óptico del sistema, esto es, el de incidencia de la luz. Al igual que en el caso polar, el efecto de la imanación es la rotación del plano de polarización y el surgimiento de luz elípticamente polarizada tras reflejarse.

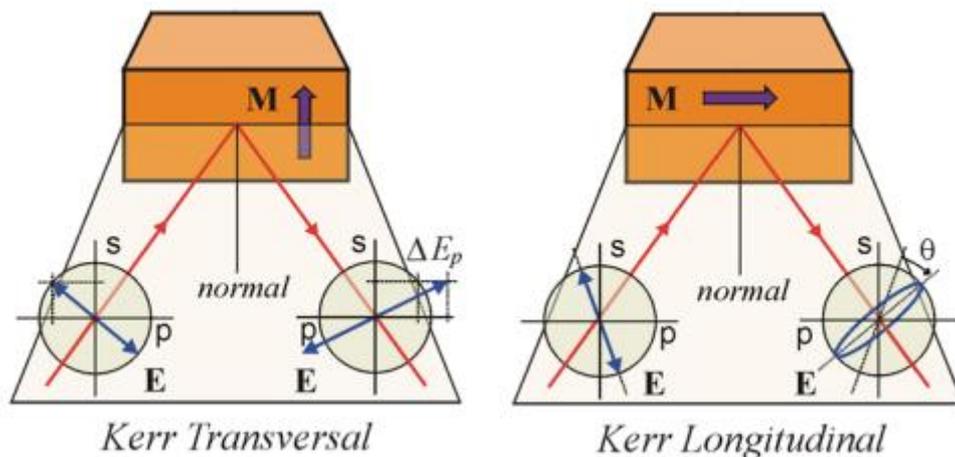


Figura 3.2 Configuraciones Kerr transversal y longitudinal.

El dispositivo nanoMOKE sigue el esquema básico presentado en la figura 3.3: El haz de luz láser generado por un diodo es conducido por fibra óptica hasta un sistema que colima dicho haz y lo hace pasar a través de un polarizador lineal, para a continuación, reflejarse en la muestra. Dicha muestra se encuentra en el seno un campo magnético  $H$  paralelo al plano óptico que es generado por un electroimán. Tras reflejarse se dividirá en dos haces utilizando un divisor de haz o *beam splitter* (BS). Un haz será analizado por el fotodiodo (2), que mide la señal T-MOKE. El otro haz atravesará una lámina

$\lambda/4$ , para eliminar la elipticidad de la señal, y después será filtrada por un analizador o polarizador lineal. Finalmente alcanzará el fotodiodo (1) que medirá la componente L-MOKE.

El montaje con dos fotodiodos permite medir simultáneamente los dos efectos Kerr, el longitudinal (en fotodiodo 1) y el transversal (en fotodiodo 2). Con este fin, inicialmente se orienta la lámina  $\lambda/4$  junto con el polarizador para que este último extinga completamente la componente transversal. No obstante, era necesario rotar ligeramente el polarizador de entrada al diodo (1) para aumentar la respuesta del fotodiodo. Bajo esta configuración, si la contribución transversal es importante, puede aparecer una distorsión en las curvas L-MOKE medidas con el detector (2). En estos casos es necesario reducir el ángulo de giro del analizador, lo que hace la señal más ruidosa.

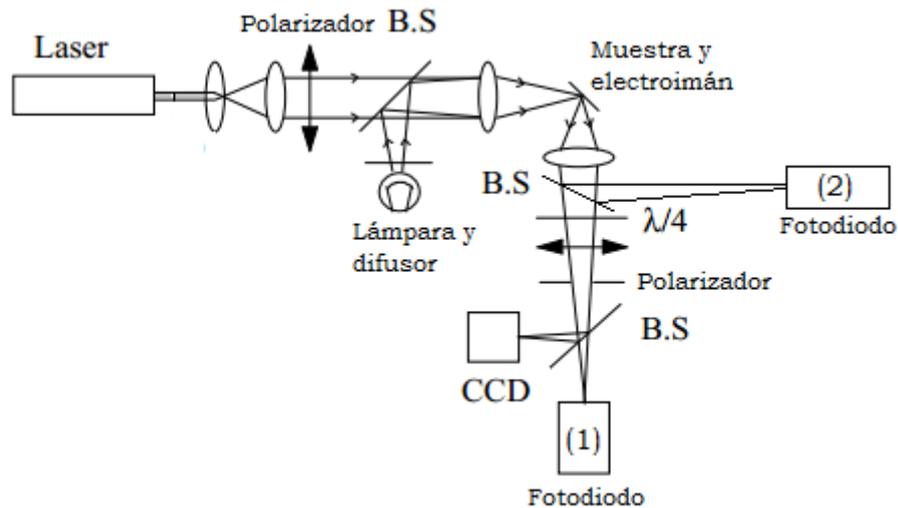


Figura 3.3 Esquema básico de funcionamiento del dispositivo experimental para medir simultáneamente L-MOKE y T-MOKE.

Finalmente, la proyección de la imanación  $M$  cercana a la superficie en la dirección del campo  $H$  es proporcional a la intensidad registrada por el fotodiodo (1), mientras que la componente transversal de  $M$  es analizada por el fotodiodo (2). El sistema informático registra ambas medidas, permitiendo dibujar las curvas de histéresis de  $M_{\text{longitudinal}}$  y  $M_{\text{transversal}}$ .

El programa de control del nanoMOKE permite configurar el tipo de campo aplicado sobre la muestra y la frecuencia de oscilación.

## 4.- Resultados y discusión.

### 4.1.- Sistema magnético.

La figura 4.1 ilustra las dimensiones geométricas genéricas de las muestras, y la disposición de las direcciones de las anisotropías uniáxicas  $K_A$  y  $K_B$  sobre la misma. Para elaborar el modelo se ha supuesto que la muestra está constituida por dos capas, a saber: la capa A correspondiente al patrón almenado, y la capa B correspondiente a una lámina continua de permaloy. El modelo establece que a cada capa le corresponde su propia anisotropía  $K_A$  y  $K_B$ , cuyas direcciones están ambas contenidas en el plano de la superficie de la muestra. Las direcciones de las anisotropías carecen de dispersión gaussiana y se suponen estrictamente unidireccionales. En el caso de la capa A es una anisotropía inducida por la forma en la dirección, y es paralela a las líneas del patrón. Además la anisotropía de las líneas es mucho más intensa que la anisotropía de la capa B  $K_B$ .

Los resultados experimentales son las mediciones de la magnetización  $M$  de la muestra en función del campo magnético aplicado  $H$ . Puesto que se trata de la caracterización de muestras de permaloy (Py) -material ferromagnético-, se obtiene una curva de histéresis característica entre los dos estados de saturación en sentidos opuestos.

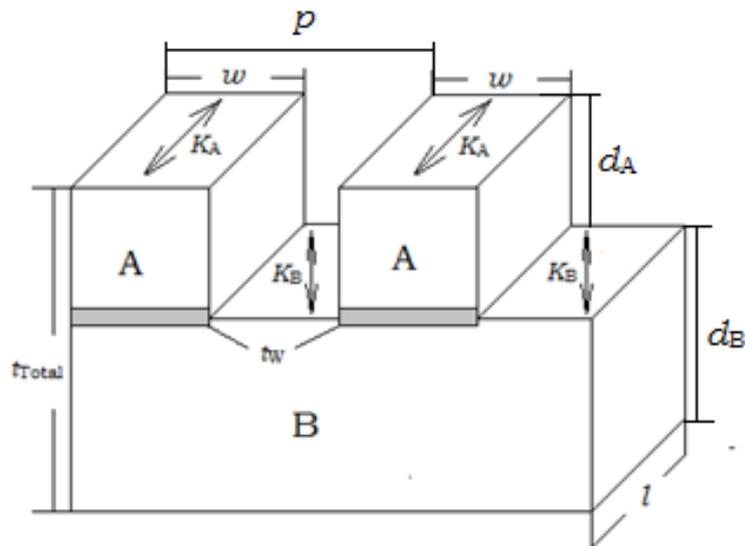


Figura 4.1 Esquema de la geometría de la muestra y de los parámetros que la caracterizan.

Los nombres de las muestras que se presentarán en cada caso tienen el nombre genérico  $Py p-d_A$  donde  $p$  es la longitud del período del patrón en micras (salvo que se especifique en otra unidad) y  $d_A$  es la profundidad estimada de permaloy en nanómetros (sin considerar el grosor del titanio depositado).

La caracterización dimensional de la muestra la llevó a cabo Beatriz Mora mediante microscopía de fuerza atómica AFM [7]. Se trata de una medición de la profundidad de la línea  $d_T$  (figura 2.1), para la posterior estimación de la profundidad de permaloy  $d_A$  al sustraer el grosor del titanio depositado. La figura 4.2 ilustra las mediciones AFM de las cuatro muestras analizadas en este estudio, mientras que la tabla 1 plasma las dimensiones extraídas de dichas mediciones para todas las muestras:

Muestra	$p$	$d_A / \text{nm}$
Py1.9-57	1.88 $\mu\text{m}$	57
Py1.9-25	1.91 $\mu\text{m}$	25
Py1.9-15	1.89 $\mu\text{m}$	15
Py1.9-10	1.90 $\mu\text{m}$	10
Py400nm-10	418 nm	10
Py400nm-20	417 nm	20
Py400nm-50	416 nm	50

Tabla 1. Dimensiones de los patrones de las muestras almenadas obtenidos mediante técnica AFM

A pesar de que en la tabla 1 se han incluido las dimensiones de las muestras de periodo 400nm, las más relevantes en este estudio son las muestras de periodicidad 1.9 $\mu\text{m}$ .

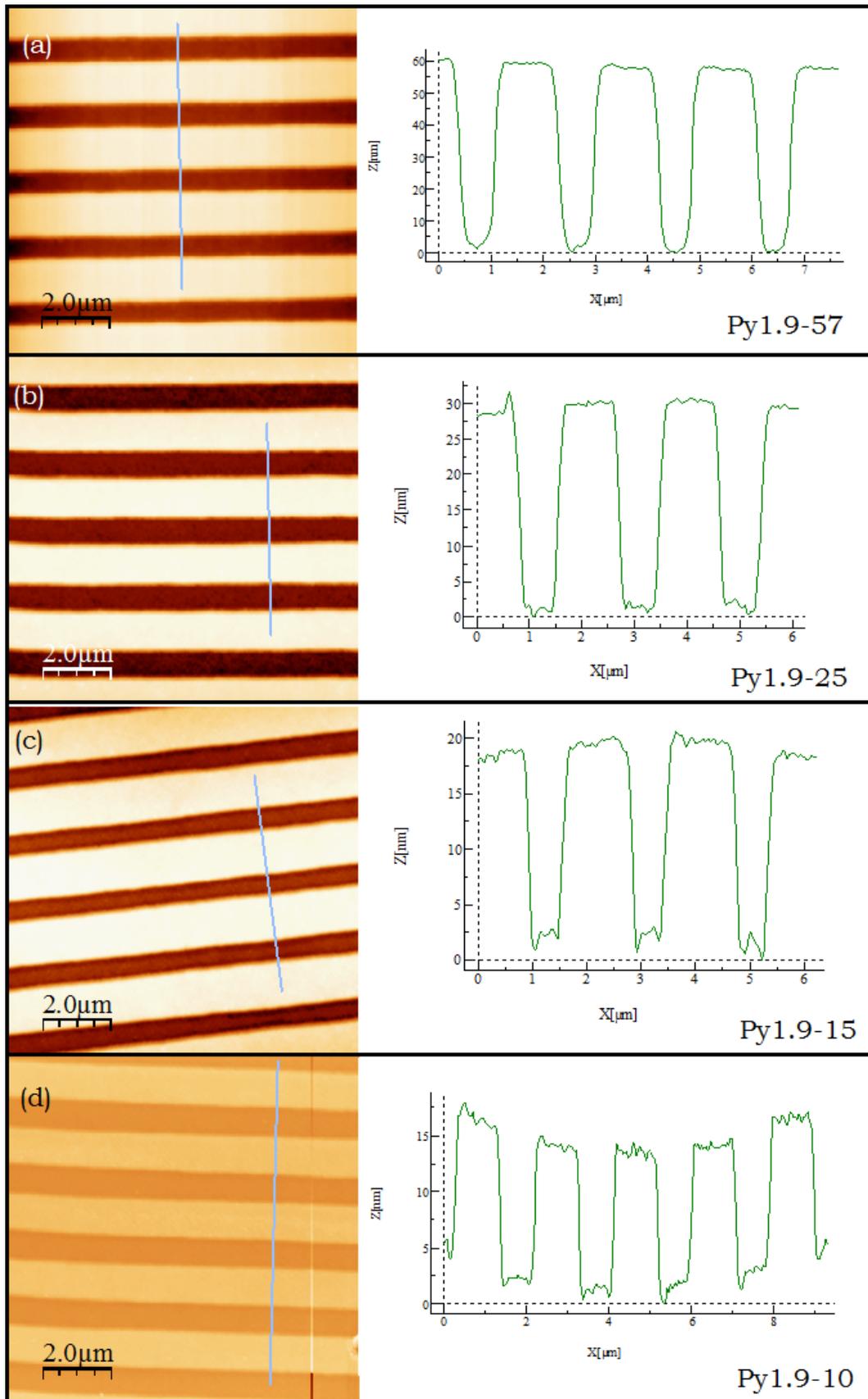


Figura 4.2 Imágenes AFM (izda) y perfil de las líneas de la muestra (dcha) (A) Py1.9-57, (B) Py1.9-25, (C) Py1.9-15 y (d) Py1.9-10.

## 4.2.- Resultados experimentales.

A continuación se presentan los resultados de la medición de la curva de histéresis obtenidos mediante el magnetómetro VSM para cada caso, así como su análisis teórico basado en el modelo establecido en el punto anterior.

### 4.2.1.- Muestra de lámina continua.

El punto de partida es la caracterización de la lámina continua, precisamente para detectar las variaciones causadas por el posterior proceso litográfico. La figura 4.3 muestra 3 curvas de histéresis correspondientes al eje fácil ( $\gamma=0^\circ$ ), al eje difícil ( $\gamma=90^\circ$ ) y a un estado intermedio de la lámina continua ( $\gamma=70^\circ$ ). En realidad se trata de la señal característica de un material ferromagnético como el permalloy con anisotropía uniáxica. En este caso, no tiene sentido hablar de la anisotropía  $K_A$  inducida por las líneas puesto que ésta no existe. Se toma  $K_B$  como la anisotropía uniáxica de la lámina continua.

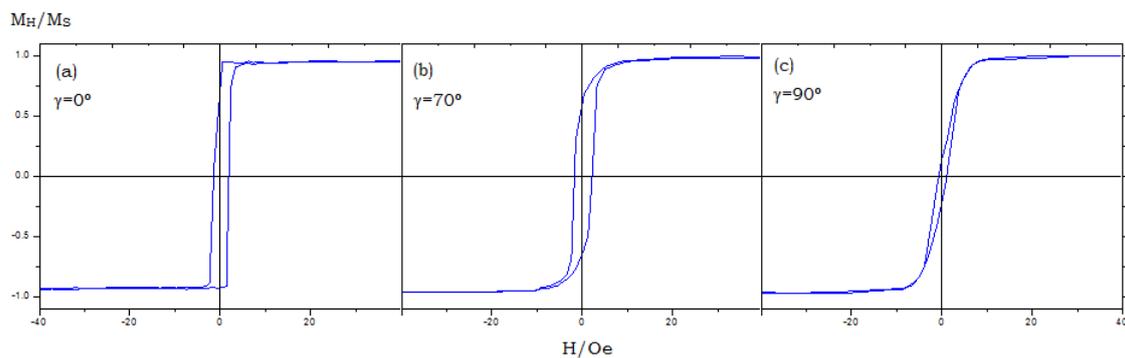


Figura 4.3 Curvas de histéresis obtenidas cuando (a) la dirección de la anisotropía  $K_B$  era paralela ( $\gamma=0^\circ$ ) a la dirección del campo aplicado  $H$ ; cuando (b) la dirección de  $H$  forma un ángulo  $\gamma=70^\circ$  con la dirección de  $K_B$ ; cuando la dirección de  $H$  es perpendicular ( $\gamma=90^\circ$ ) a la dirección e la anisotropía  $K_B$ .

Considerando que la anisotropía uniáxica de la lámina debe cumplir:

$$K_B = \frac{1}{2} M_S H_{sat} \quad (1)$$

Entonces, a partir de los datos obtenidos  $H_{sat}=5$  Oe, y para el permalloy  $M_S=800\text{emu/cm}^3$ ; sustituyendo en (1) se obtiene  $K_B=2.0 \cdot 10^3\text{erg/cm}^3$ .

#### 4.2.2.- Muestra Py1.9-10.

La figura 4.4 muestra los resultados experimentales de la curva de histéresis de los tres casos más interesantes y representativos de la muestra de período  $p = 1.9\mu\text{m}$  y profundidad  $d_A = 10\text{nm}$ .  $M_H/M_s$  es la imanación de la muestra relativa a su valor de saturación. Los casos (a) y (d) son el ciclo de histéresis del eje fácil de la muestra, encontrado cuando la dirección del campo magnético aplicado  $H$  forma un ángulo  $\gamma = -40^\circ$  con la dirección de la anisotropía inducida  $K_A$ , esto es, la dirección de las propias líneas; (b) y (e) es el caso en el que la dirección de las líneas de la muestra y la dirección del campo aplicado  $H$  forma  $\gamma = 0^\circ$ ; por último (c) y (f) representa la señal del ciclo de histéresis del eje difícil que tiene lugar cuando la dirección de la anisotropía inducida  $K_A$  paralela a las líneas forma un ángulo  $\gamma = 50^\circ$  con la dirección del campo aplicado  $H$ .

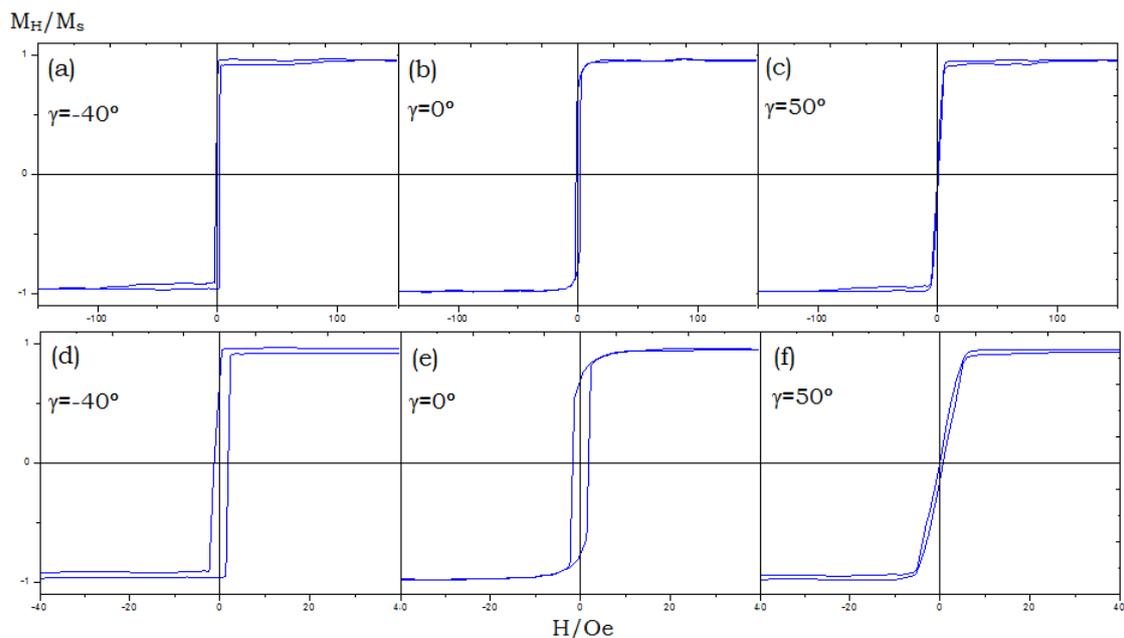


Figura 4.4 Magnetización relativa de la muestra Py1.9-10. La dirección del campo aplicado  $H$  forma un ángulo  $\gamma$  con la dirección de la anisotropía  $K_A$  paralela a la dirección de las líneas. Las curvas (d), (e) y (f) son ampliaciones de las curvas que aparecen en (a), (b) y (c).

Conforme al modelo expuesto previamente, se puede establecer una hipótesis en cuanto a la dinámica de imanación de la muestra: en la posición del eje fácil ( $\gamma = -40^\circ$ ), el proceso de imanación se inicia en la capa B (Figura 4.4a) a través de la rotación de los espines de esta zona hacia la dirección del campo,

debido a que su anisotropía  $K_B$  es más débil. En la zona (1) de la figura 4.5, esto es, a campos bajos, es la imanación de la capa B es la responsable de la señal de la muestra. A medida que el campo aplicado  $H$  aumenta en la zona (2) comienza la rotación de la imanación de las líneas, cuya anisotropía  $K_{BES}$  mayor que la de la parte continua  $K_A$ . Debido a que es una anisotropía más intensa se tiene que aumentar más el campo porque se resiste a alinearse con la dirección de éste.

Una estimación de la contribución a la imanación de las líneas se puede hacer a través del análisis dimensional del porcentaje de momento magnético de las líneas respecto del momento magnético de la muestra total. Seleccionando el perfil de un periodo de una muestra genérica que cumple el esquema de la figura 4.1, se obtiene la siguiente contribución del momento magnético de la línea  $m_A$  respecto del momento magnético total de la muestra:

$$\frac{m_A}{m_A + m_B} = \frac{V_A \rho_{Py}}{(V_A + V_B) \rho_{Py}} = \frac{l \times d_A \times w}{(l \times d_A \times w) + (l \times d_B \times p)} = \frac{d_A \times f}{(d_A \times f) + d_B} \quad (2)$$

donde  $\rho_{Py}$  es la densidad del permaloy,  $V_A$  y  $V_B$  es el volumen de la capa A y B respectivamente, y  $f=w/p$  es la proporción de la anchura de la línea respecto del periodo. La magnitud  $f=0.54$  es obtenida a través de medición AFM de la muestra cuyos resultados están plasmados en la figura 4.2. Considerando que  $d_A=10\text{nm}$  y  $d_B=90\text{nm}$ , a partir de (2) resulta:

$$\%m_A = \frac{10 \times 0.54}{90 + 10 \times 0.54} \times 100 = 5.6\% \quad (3)$$

Es decir, se estima que el momento magnético de las líneas contribuye en un 5.6% basándonos en consideraciones estrictamente dimensionales. El eje fácil efectivo de la muestra que aparece a  $\gamma=-40^\circ$  es coincidente con el eje fácil de la capa continua  $K_B$ , en otras palabras, la coercitividad de la muestra es debida a la aportación de la imanación de la capa continua, ya que a campos bajos solo se invierte el material de la anisotropía más débil. Por otra parte, al aumentar el campo, el retardo en alcanzar la saturación es debido a la pequeña aportación de las líneas. Como ya se ha explicado, en la figura 4.5 la magnitud  $m$  (~5%) es la diferencia de imanación causada por las líneas antes de alcanzar la saturación, y es cuantitativamente coherente con la estimación del resultado (3).

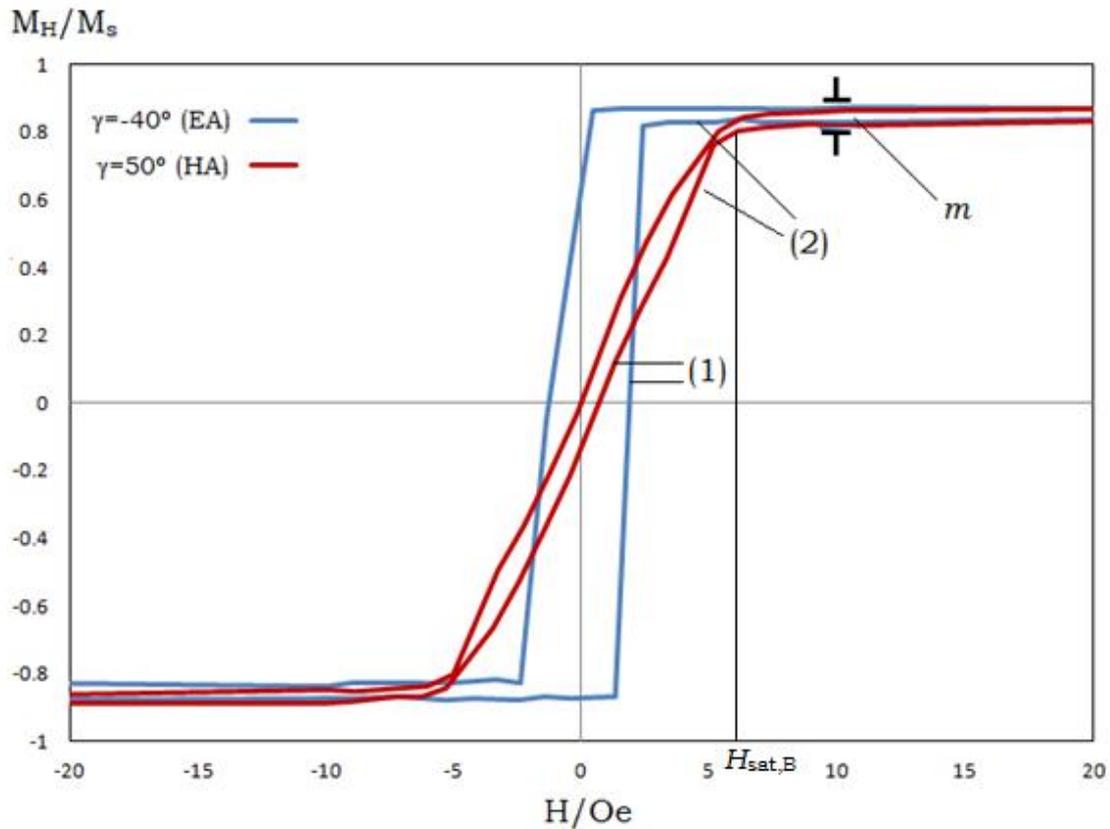


Figura 4.5 Curvas de histéresis del eje fácil (azul) y eje difícil (rojo) de la muestra Py1.9-10.

Por otra parte, el ciclo de las líneas para  $\gamma=0^\circ$  debería ser un ciclo cuadrado típico del eje fácil si el sistema estuviera dominado por la anisotropía de las líneas. Sin embargo esto no se observa. Para  $\gamma=0^\circ$  el campo  $H$  forma  $40^\circ$  con el eje fácil de la muestra y tiene remanencia  $M_r < 1$ , tal y como le ocurre al mismo ciclo para el caso de la capa continua sin patronar cuando forma  $40^\circ$  con el eje fácil, confirmando que el ciclo está dominado por la parte continua de la muestra, en lugar de por las líneas.

En el caso de  $\gamma=50^\circ$  (eje difícil de la muestra) se observa de nuevo una diferencia  $m$  en la imanación de la curva de histéresis a partir del campo de saturación  $H_{\text{sat},B}=5$  Oe de la capa continua. Es lógico suponer que ese retardo en el alcance de la saturación se deba de nuevo a la rotación de la imanación de las líneas respecto de la imanación en la capa continua. Cuando finalmente se satura también la capa de las líneas en la dirección del campo se alcanza la saturación de la muestra ( $H_{\text{sat}} \sim 60$  Oe).

**4.2.3.- Muestra Py1.9-15.**

La figura 4.6 muestra los resultados experimentales de la curva de histéresis de tres de los casos más interesantes de la muestra de período  $p = 1.9\mu\text{m}$  y profundidad  $d_A = 15\text{nm}$ . El eje fácil de la muestra está en  $\gamma = -13^\circ$ ; los casos (a) y (d) son el ciclo de histéresis cuando  $\gamma = -33^\circ$ ; (b) y (e) es el caso  $\gamma = -3^\circ$ ; (c) y (f) es la señal del ciclo de histéresis cuando  $\gamma = 77^\circ$ .

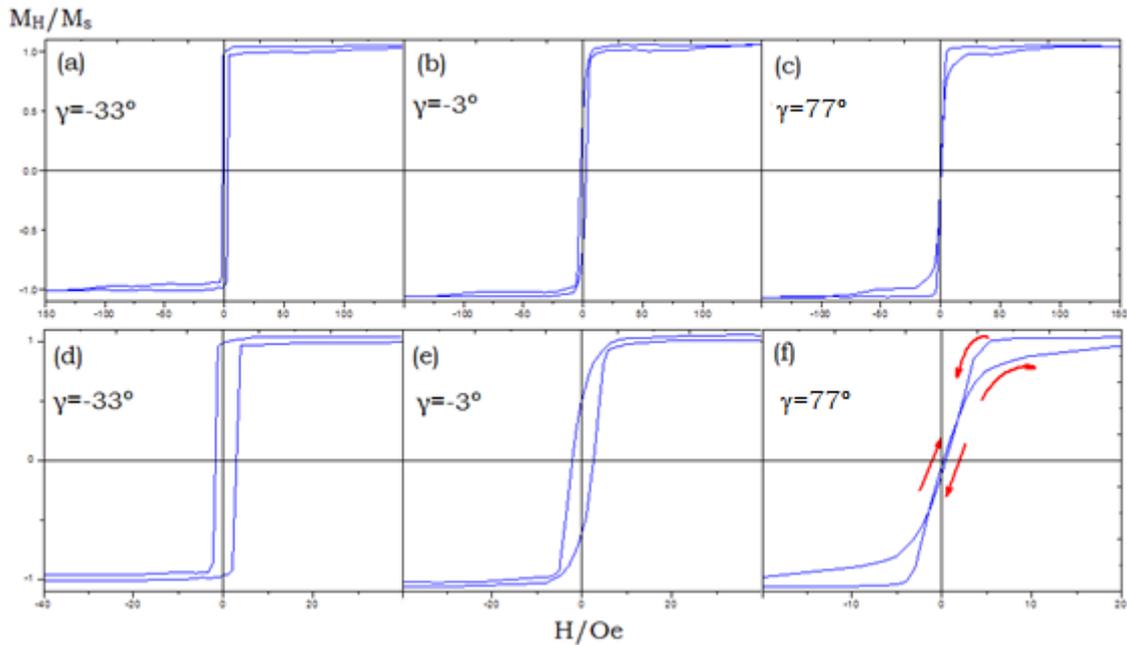


Figura 4.6 Magnetización relativa de la muestra Py1.9-15. El ángulo  $\gamma$  representa el ángulo que forma el campo magnético aplicado  $H$  y la dirección de la anisotropía  $K_A$  paralela a la dirección de las líneas. Las curvas (d), (e) y (f) son señales ampliadas de (a), (b) y (c).

Aplicando la formula (2) con  $f=0.62$ ,  $d_B=90\text{nm}$  y  $d_A=15\text{nm}$  (tabla 1) se obtiene:

$$\%m_A = \frac{15 \times 0.62}{90 + 15 \times 0.62} \times 100 = 9.4\% \quad (4)$$

Análogamente al caso anterior, se puede comparar esta estimación con la cantidad  $m$  sobre el ciclo del eje fácil ( $\gamma = -13^\circ$ ), existiendo en este caso mayor discrepancia ya que  $m \sim 6\% < 9.4\%$ .

En el caso de  $\gamma = -33^\circ$  y para  $\gamma = -3^\circ$  la dinámica de imanación es equivalente a los casos  $\gamma = -40^\circ$  y  $\gamma = 0^\circ$  de la muestra anterior respectivamente. Sin embargo, en esta nueva muestra aparece un fenómeno complejo: la inversión de la

curva de histéresis que tiene lugar cuando  $\gamma=77^\circ$ . Ahora el ciclo muestra una remanencia *negativa*, es decir, la rama descendente cruza el eje  $M=0$  a un valor positivo de campo, mientras que la rama ascendente lo hace a valores negativos, como indican las flechas de la gráfica. De hecho, la inversión aparece en un rango muy estrecho de ángulos ya que no aparece ni a  $\gamma=75^\circ$  ni a  $\gamma=80^\circ$ . En  $\gamma=77^\circ$  es la dirección del eje difícil del sistema. Se trata de un proceso no-reversible porque las configuraciones magnéticas del sistema acoplado que representa la muestra no son las mismas cuando ésta se satura que cuando se disminuye el campo, esto es, no sigue el mismo camino de subida que de bajada. Al aumentar el campo, el sistema pasa por estados magnéticos en un rango de ángulos de rotación que no son los mismos que al disminuir  $H$ , debido a que el sistema encuentra otros mínimos de energía en configuraciones de los ejes de anisotropía más favorables. La simetría de  $90^\circ$  ha dejado de existir como en el caso de la lámina continua, pues los ciclos a  $+10^\circ$  y  $-10^\circ$ , por ejemplo, respecto al eje difícil ya no son iguales.

#### 4.2.4.- Muestra Py1.9-25.

La figura 4.7 muestra los resultados experimentales del ciclo de histéresis de tres de los casos más interesantes de la muestra de período  $p = 1.9 \mu\text{m}$  y profundidad  $d_A=25 \text{ nm}$ . El eje fácil de la muestra está en  $\gamma=30^\circ$ ; los casos (a) y (d) es el caso  $\gamma=+100^\circ$ ; (b) y (e) es el caso  $\gamma=+110^\circ$ ; (c) y (f) es la señal del ciclo de histéresis cuando  $\gamma=+125^\circ$ . Se trata de ángulos alrededor del eje difícil de la muestra.

Este sistema presenta la particularidad del ciclo invertido ( $H_c < 0$ ) en los 3 casos representados, y de hecho aparece en un amplio rango angular ( $100^\circ \leq \gamma \leq 125^\circ$ ). Hay que señalar cómo las ramas de bajada y subida se invierten a partir de  $\gamma=+110^\circ$ . En este caso la estimación dimensional tomada a partir del eje fácil ( $\gamma=30^\circ$ ) arroja una magnitud  $m_A=8\%$ , en discrepancia con el resultado que se obtiene de aplicar (3), con  $d_A=25\text{nm}$ ,  $d_B=75\text{nm}$  y  $f=0.56$  (tabla 1):

$$\%m_A = \frac{25 \times 0.56}{75 + 15 \times 0.56} \times 100 = 15\% \quad (5)$$

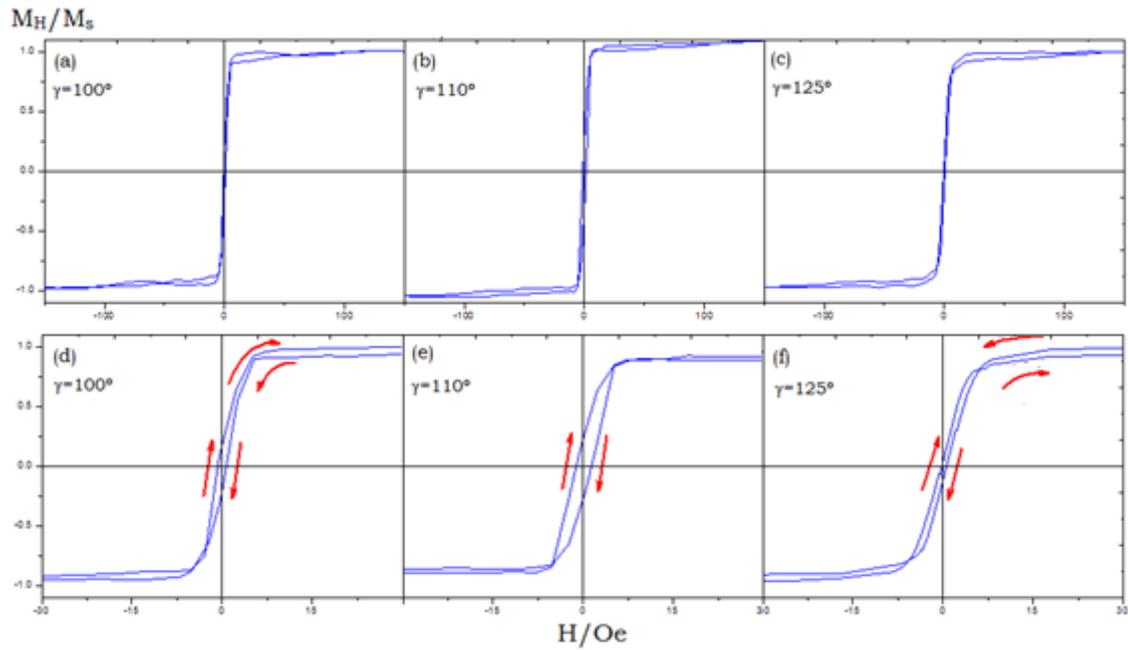


Figura 4.7 Magnetización relativa de la muestra Py1.9-25. El ángulo  $\gamma$  representa el ángulo que forma el campo magnético aplicado  $H$  y la dirección de la anisotropía  $K_A$  paralela a la dirección de las líneas. Las curvas (d), (e) y (f) son señales ampliadas de (a), (b) y (c).

#### 4.2.5.- Muestra Py1.9-57.

La figura 4.8 muestra los resultados experimentales del ciclo de histéresis de tres de los casos más interesantes de la muestra de período  $p = 1.9\mu\text{m}$  y profundidad  $d_A = 57\text{nm}$ . Las graficas (a) y (d) es el caso del eje fácil a  $\gamma = 0^\circ$ ; (b) y (e) es el caso  $\gamma = 60^\circ$ ; (c) y (f) es la señal del ciclo de histéresis del eje difícil cuando  $\gamma = 90^\circ$ .

En el caso del eje fácil ( $\gamma = 0^\circ$ ) se observa un comportamiento completamente acoplado de las dos anisotropías, asumiéndose esa dirección como el eje fácil de la muestra en su conjunto. A un ángulo  $\gamma = 60^\circ$  se observa el desacoplamiento en el proceso separado de inversión de cada una de las capas, generando esas curvaturas o “rodillas” en el ciclo de histéresis. En el caso del eje difícil ( $\gamma = 90^\circ$ ) la curva de histéresis se acerca a la saturación a través de tres aproximaciones lineales: una muy pendiente que parte del origen, una segunda más suave, y una tercera cuasi-horizontal que termina en el estado de saturación. En la figura 4.9 se ha ampliado el caso del eje difícil, donde se pueden observar los dos primeros tramos de aproximación.

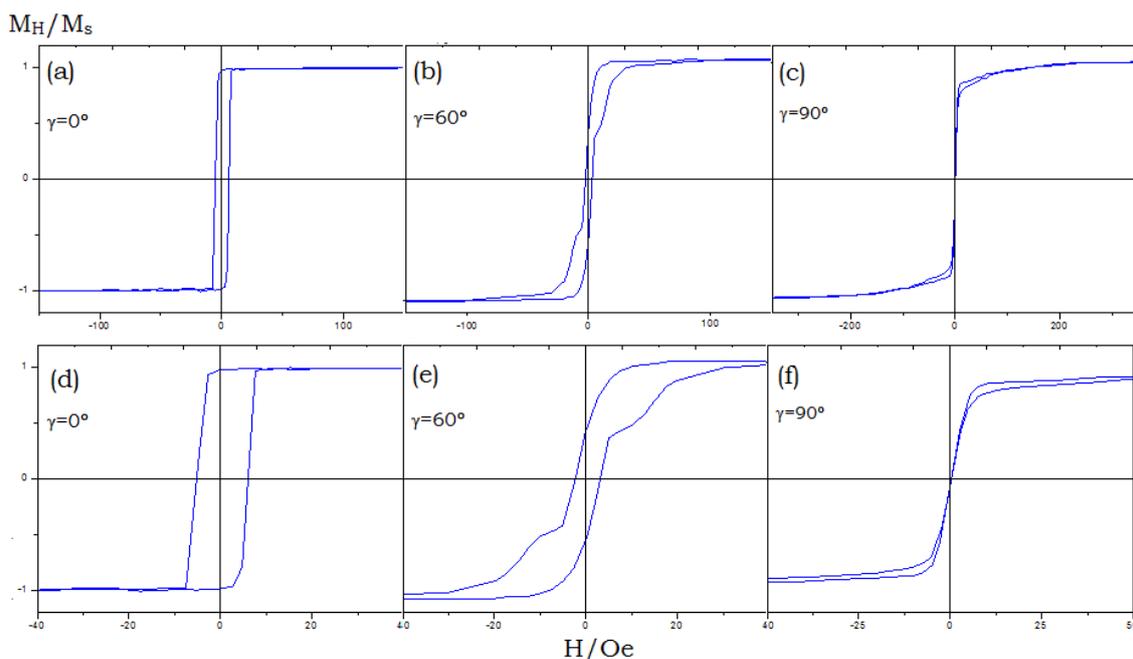


Figura 4.8 Magnetización relativa de la muestra Py1.9-57. El ángulo  $\gamma$  representa el ángulo que forma el campo magnético aplicado  $H$  y la dirección de la anisotropía  $K_A$  paralela a la dirección de las líneas. Las curvas (d), (e) y (f) son señales ampliadas de (a), (b) y (c).

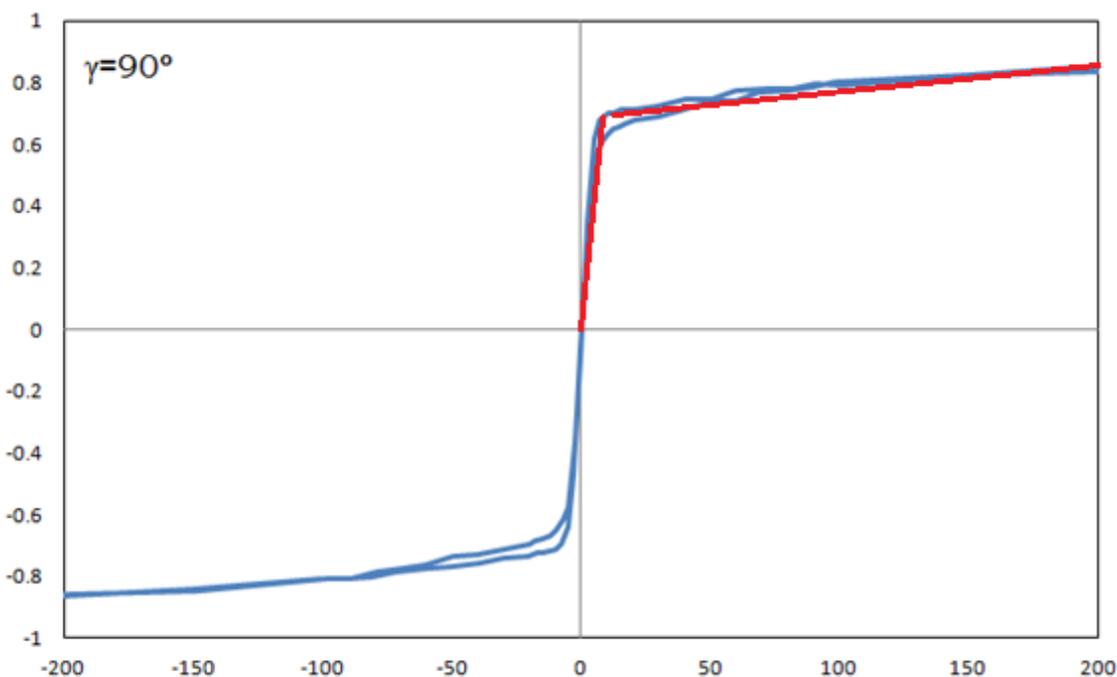


Figura 4.9 Curvas de histéresis (azul) en la dirección de eje difícil de la muestra Py1.9-57, y aproximación y aproximación a saturación con dos comportamientos lineales (rojo). A campos más altos surgiría el tercer y último tramo de aproximación lineal cuasi-horizontal, hasta alcanzar la saturación.

### 4.3.- Resultado teórico-computacional.

Se trata ahora de analizar las muestras como un sistema cuya energía es susceptible de ser minimizada a partir del modelo propuesto en el punto 4.1. Precisamente, la figura 4.10 representa los ángulos que forma la anisotropía paralela a las líneas  $K_A$  con  $K_B$  ( $\varphi$ ), así como con los vectores magnetización correspondientes a cada capa  $m_A$  ( $\theta_A$ ) y  $m_B$  ( $\theta_B$ ), y por último el ángulo que forma con el campo aplicado  $H$  ( $\gamma$ ) (véase la figura 4.1).

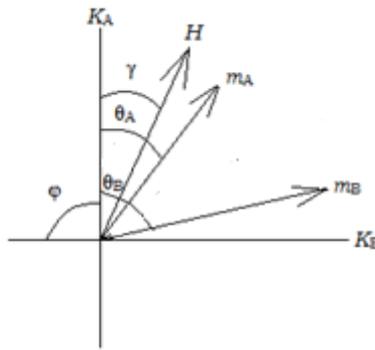


Figura 4.10 Orientación de las diferentes magnitudes y propiedades físicas que se concitan en el plano de la muestra.

En el sistema toman parte las energías  $E_A$  y  $E_B$  debidas a cada una de las anisotropías uniáxicas  $K_A$  y  $K_B$  respectivamente.  $E_W$  es la energía debida a la pared magnética de anchura  $t_w$  entre la capa A y B (véase figura 4.1). Además, se tiene la energía de Zeeman  $E_Z$  que emerge cuando un material magnético está en el seno de un campo magnético. Finalmente, el hamiltoniano del sistema resulta:

$$E = E_A + E_B + E_W + E_Z \quad (6)$$

La expresión (6) es la energía del sistema según el modelo bicapa que se ha propuesto anteriormente. Las energías debidas a la anisotropía de cada capa A y B son proporcionales a su volumen ( $V_A$  y  $V_B$ ), al seno del ángulo que forman con el campo, y a sus constantes de anisotropía  $K_A$  y  $K_B$ :

$$E_A = V_A K_A \sin^2(\theta_A) \quad (7.1) \quad E_B = V_B K_B \sin^2(\theta_B - \varphi) \quad (7.2)$$

Por otra parte, suponemos que el espesor de la pared magnética  $t_w$  es muy pequeño y reemplazamos su energía por una interacción de canje  $E_{ex}$  entre los sistemas A y B, quedando:

$$E_{ex} = -\lambda^* \cos(\theta_B - \theta_A) \quad (8)$$

Donde  $\lambda^*$  es la constante de acoplamiento entre las dos regiones magnéticas A y B. A la vista de la expresión (8) podemos comprobar que la energía de canje tenderá a acoplar las magnetizaciones de ambas regiones.

Por otra parte, se asume que el proceso de magnetización de la muestra se basa en el modelo de Stoner-Wohlfarth [8], esto es, la imanación se origina por una rotación coherente de todos los espines a la vez hasta alcanzar el estado de saturación cuando todos los espines apuntan en la dirección de  $H$ .

La energía de Zeeman  $E_Z$  total como suma de la energía de Zeeman de cada capa:

$$E_Z = -V_A \vec{M}_A \cdot \vec{H} - V_B \vec{M}_B \cdot \vec{H} = -MH[V_A \cos(\gamma - \theta_A) + V_B \cos(\gamma - \theta_B)] \quad (9)$$

Si consideramos que la energía por unidad de área queda  $V_A = wld_A = fpld_A$  ya que  $f = w/p$ , análogamente  $V_B = pld_B$ ; sustituyendo en (6):

$$E = fd_A K_A \sin^2 \theta_A + fd_B K_B \sin^2(\theta_B - \varphi) - \lambda \cos(\theta_B - \theta_A) - M_{py} H [fd_A \cos(\gamma - \theta_A) + fd_B \cos(\gamma - \theta_B)] \quad (10)$$

Donde se ha obtenido la energía total  $E$  por periodo al dividir cada sumando por el factor  $pl$ , con  $\lambda = \lambda^*/pl$ . Un modelo similar fue planteado anteriormente por otros autores, que demostraron en otro sistema bicapa que éstas se comportaban como una única lámina con una imanación promedio y dos anisotropías, una uniáxica y una biáxica [9]. La minimización de la energía (10) respecto a los ángulos  $\theta_A$  y  $\theta_B$  nos da la dirección de las imanaciones en las líneas y en la parte continua. Se utilizó el programa MATHEMATICA, para implementar una rutina de minimización de la energía. Se fijan los parámetros dimensionales extraídos de las mediciones AFM, y se inicializan otros tres parámetros, a saber: la anisotropía  $K_B = 2.0 \cdot 10^3 \text{erg/cm}^3$  obtenida del ciclo VSM de la lámina continua tras aplicar la expresión (1); la imanación de saturación del permaloy  $M_S = M_{py} = 800 \text{emu/cm}^3$ ; el campo aplicado  $H$  que variará en cada

ciclo calculado comenzando por valores por encima del valor de saturación  $H_{\text{sat}}$  obtenido en la parte experimental para cada caso.

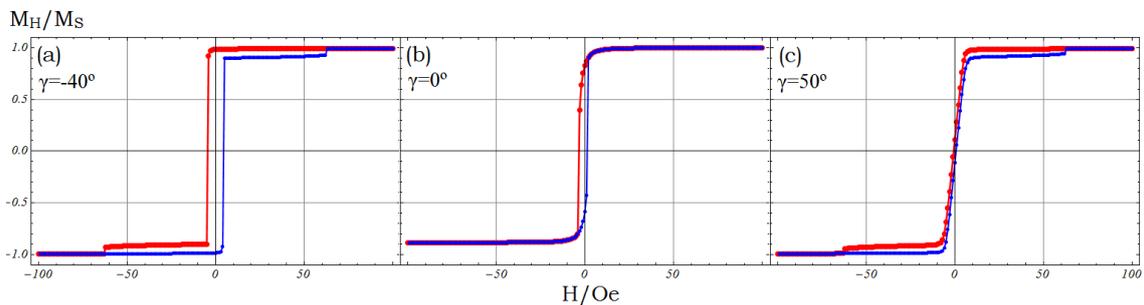
Una vez minimizada la energía (10) en función de  $\theta_A$  y  $\theta_B$  se utilizaron esos valores en el cálculo de la magnetización total  $M_{\text{total}}$  de la muestra por periodo, como suma de las proyecciones de los momentos magnéticos  $M_A$  y  $M_B$  de cada capa sobre la dirección del campo  $H$ :

$$M_{\text{total}} = M_A + M_B = m_A \cos(\gamma - \theta_A) + m_B \cos(\gamma - \theta_B) \quad (11)$$

Para dibujar la curva de histéresis por lo tanto basta enfrentar la  $M_{\text{total}}$  con el valor del campo aplicado  $H$  utilizado en el proceso de minimización.

#### 4.3.1.- Muestra Py1.9-10.

La figura 4.11 es la representación de las curvas de histéresis simuladas para la muestra Py1.9-10 en los mismos ángulos en los que se representó en el caso experimental  $\gamma = -40^\circ, 0^\circ$  y  $50^\circ$ .

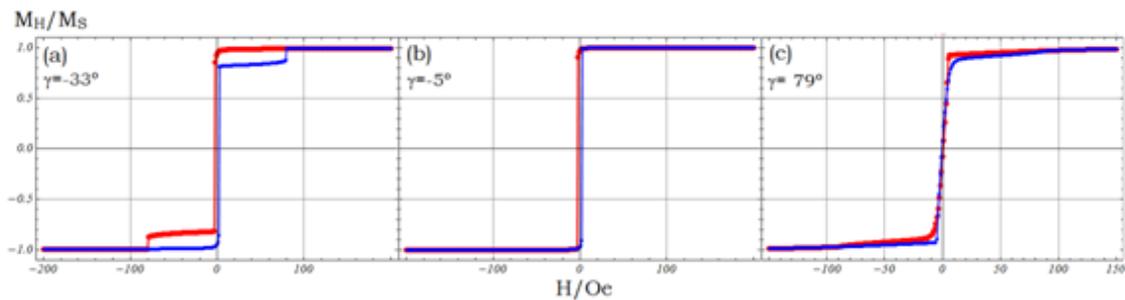


4.11 Curvas de histéresis simuladas a partir del modelo expuesto para la muestra Py1.9-10 de los casos (a)  $\gamma = -40^\circ$ , (b)  $\gamma = 0^\circ$  y (c)  $\gamma = 50^\circ$ . La curva azul corresponde a la imanación relativa a campo  $H$  creciente y la curva roja a campo  $H$  decreciente.

Existen muchas similitudes cualitativas respecto a las mediciones VSM. En el caso del eje fácil ( $\gamma = -40^\circ$ ) se observa el escalón  $m$  de retardo atribuido a la rotación posterior de las líneas tras haberse saturado la capa continua. En el caso  $\gamma = 0^\circ$  ambos ciclos, experimental y teórico, muestran una remanencia reducida próxima a  $M_r = 0.8$  en lugar de la esperada curva de eje fácil ( $M_r = 1$ ). Asimismo en el eje difícil se observa la saturación de la capa continua en valores del mismo orden ( $H_{\text{sat}} \sim 5$  Oe), y el posterior retardo hasta alcanzar la saturación final al aumentar el campo a valores similares ( $H_{\text{sat}} \sim 60$  Oe).

#### 4.3.2.- Muestra Py1.9-15.

La figura 4.12 es la representación de las curvas de histéresis simuladas para la muestra Py1.9-15, que se ajustaron en los ángulos  $\gamma = -33^\circ$ ,  $-3^\circ$  y  $79^\circ$ . En cualquier caso, vuelven a existir muchas similitudes cualitativas con el caso experimental. El escalón de retardo del caso  $\gamma = -33^\circ$  es debido a la rotación posterior de las líneas tras la saturación del campo a un valor similar al experimental ( $H_{\text{sat},B} \sim 5$  Oe) y la posterior saturación total de la muestra en un valor cercano al experimental ( $H_{\text{sat}} \sim 90$  Oe).



4.12 Curvas de histéresis simuladas a partir del modelo expuesto para la muestra Py1.9-15 de los casos (a)  $\gamma = -33^\circ$ , (b)  $\gamma = -5^\circ$  y (c)  $\gamma = 79^\circ$ . La curva azul corresponde a la imanación relativa a campo  $H$  creciente y la curva roja a campo  $H$  decreciente.

El caso simulado  $\gamma = 5^\circ$  es comparado con el caso  $\gamma = -3^\circ$  del caso experimental; en este caso, y al igual que la muestra Py1.9-10 no se observa el ciclo cuadrado de eje fácil debido a la casi coincidencia de la dirección de las líneas y del campo aplicado  $H$ . Finalmente se compara el caso experimental  $\gamma = 77^\circ$  en el que se encontraba una inversión en la coercitividad ( $H_c > 0$ ) con otro caso del mismo fenómeno de inversión, esta vez simulada, para  $\gamma = 79^\circ$ . Es interesante subrayar la coincidencia de que en ambos casos el comportamiento de cruce de las líneas se da un estrechísimo margen de ángulos (en torno a un margen dos grados) y prácticamente en la misma dirección en ambos casos.

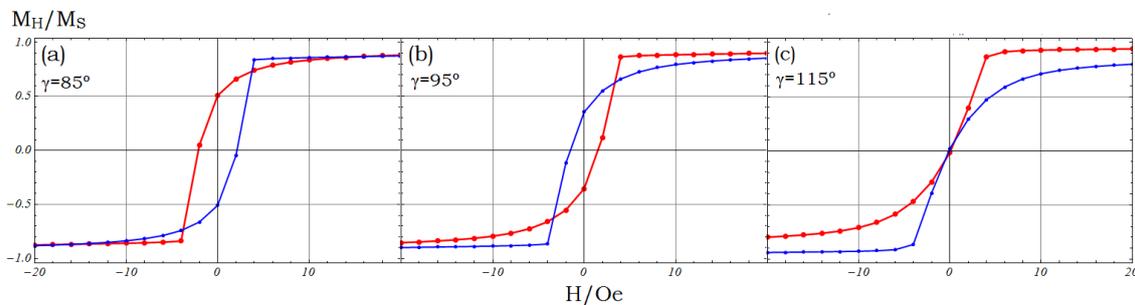
#### 4.3.3.- Muestra Py1.9-25.

La figura 4.13 es la representación de las curvas de histéresis simuladas para la muestra Py1.9-25, que se ajustaron en los ángulos  $\gamma = -85^\circ$ ,  $95^\circ$  y  $115^\circ$ .

En este caso existen más discrepancias entre los resultados cualitativos de la simulación, y los resultados experimentales del VSM. En cuanto a las coincidencias, al igual que el caso experimental, la inversión ( $H_c < 0$ ) aparece

un amplio rango angular. En el caso simulado la inversión aparece en el rango  $95^\circ \leq \gamma \leq 115^\circ$  que es relativamente coincidente con el rango  $100^\circ \leq \gamma \leq 125^\circ$  del caso experimental.

Por otra parte, a partir de  $\gamma = -85^\circ$  se observa un fenómeno inédito en el caso experimental, donde la rama roja correspondiente a campos decrecientes baja por debajo de la azul correspondiente a campos crecientes cuando el campo se acerca a la saturación. No obstante en  $\gamma = 95^\circ$  ya no se observa, sino que coincide con el resultado experimental al encontrarse la rama de campos crecientes por debajo de la decreciente a campos altos (figura 4.7f). Experimento y teoría coinciden en que a menor ángulo la rama de bajada es la inferior y a mayor ángulo la de bajada es la superior.



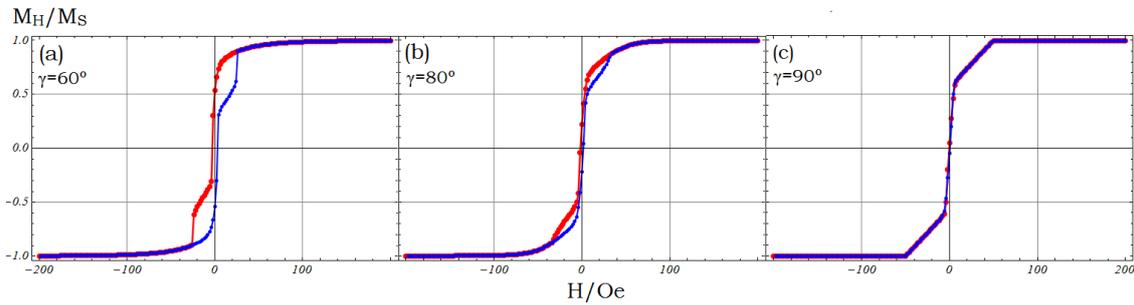
4.13 Curvas de histéresis simuladas a partir del modelo expuesto para la muestra Py1.9-25 de los casos (a)  $\gamma = -85^\circ$ , (b)  $\gamma = 95^\circ$  y (c)  $\gamma = 115^\circ$ . La curva azul corresponde a la imanación relativa a campo  $H$  creciente y la curva roja a campo  $H$  decreciente.

#### 4.3.4.- Muestra Py1.9-57.

La figura 4.14 es la representación de las curvas de histéresis simuladas para la muestra Py1.9-57 en los ángulos  $\gamma = 60^\circ$ ,  $80^\circ$  y  $90^\circ$ .

En este caso, es interesante observar la evolución de la curva desde  $\gamma = 60^\circ$  hasta  $\gamma = 90^\circ$ . En primer lugar, se detecta fácilmente como el proceso de imanación se hace más reversible a medida que las simulaciones se aproximan al caso  $\gamma = 90^\circ$ ; esta tendencia también se observa en el caso experimental. Por otra parte, en  $\gamma = 60^\circ$  se obtiene la misma señal característica en forma de “rodillas” causada por la inversión separada de la capa de las líneas y de la capa continua. Asimismo, tanto experimentalmente como en la simulación, se obtiene un proceso de imanación lineal cuasireversible en  $\gamma = 90^\circ$ . Además, en la simulación se detectan las tres

regiones lineales marcadamente diferentes al aproximarnos al campo de saturación, al igual que en el caso experimental (figuras 4.8f y 4.9).



4.14 Curvas de histéresis simuladas a partir del modelo expuesto para la muestra Py1.9-57 de los casos (a)  $\gamma=60^\circ$ , (b)  $\gamma=80^\circ$  y (c)  $\gamma=90^\circ$ . La curva azul corresponde a la imanación relativa a campo  $H$  creciente y la curva roja a campo  $H$  decreciente.

#### 4.4.- Justificación del modelo.

##### 4.4.1. Interacción de Canje.

El modelo presentado en 4.1, parte de la presunción de que el grosor de la pared  $t_w$  que separa ambas regiones (la capa A de la B), tiende a ser un plano, esto es,  $t_w \rightarrow 0$ . Es decir, se propone un modelo simple en el que coexisten básicamente dos dominios magnéticos: el de la región A de las líneas y el de la capa continua B, donde todos los espines giran coherentemente en cada región. A la vista de de la expresión (8), la energía de canje tenderá a disminuir la diferencia  $\theta_A - \theta_B$ , es decir, a hacer paralelas las magnetizaciones de cada región  $m_A$  y  $m_B$ , disminuyendo así la energía total del sistema.

Ahora bien, mediante medidas magneto-ópticas de cada cara de la muestra se puede estudiar el comportamiento magnético de cada región. Se han medido los ciclos de histéresis iluminando la muestra por el lado de las líneas y por el lado del sustrato (en el que sólo obtendremos la señal de la parte continua). Si los ciclos MOKE de ambas caras no son muy coincidentes puede ser debido a dos razones:

- a) Se ha formado una pared profunda entre las líneas ( $t_w \neq 0$ ) y la parte continua cuando invertimos la imanación (en este caso el modelo no sería muy exacto, ya que si hay una pared con espesor no despreciable en lugar de un plano de separación, no todos los espines del material

apuntan en la misma dirección a la vez y por tanto las energías no estarían bien descritas).

- b) La pared es muy fina ( $t_w \rightarrow 0$ ) pero el acoplamiento es débil y cada sistema rota por separado (en este caso el modelo seguiría siendo válido).

La comprobación mediante medidas MOKE longitudinal se realizaron en una muestra con el mismo perfil de tipo Py400nm-25, es decir, de 400nm de período y 25nm de profundidad en las líneas. En la figura 4.15 se puede observar fácilmente que los ciclos prácticamente se superponen, lo que descarta la posibilidad de que  $t_w$  tenga grosor en lugar de aproximarse a un plano de espesor cero. No obstante sería interesante realizar esta comprobación en cada medición de las muestras analizadas, especialmente en los casos en los que existe una discrepancia cualitativa entre los casos experimental y teórico, en aras de establecer un rango angular en el que este modelo sea válido.

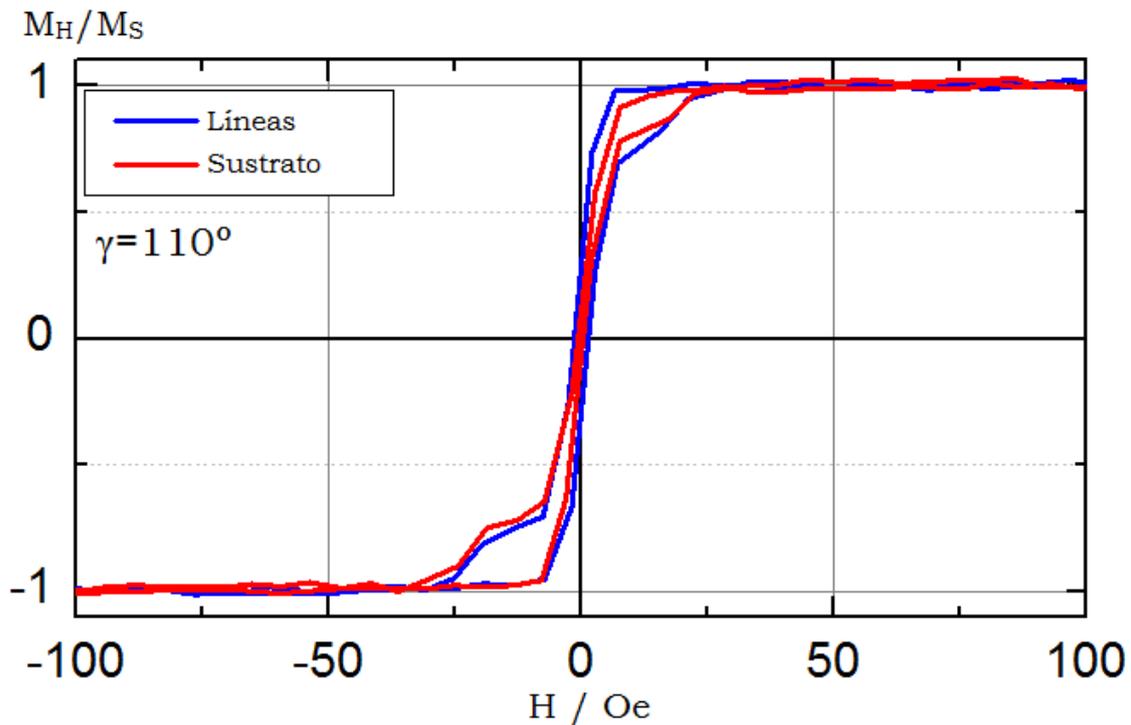


Figura 4.15 Medidas L-MOKE de la capa continua o capa B (roja) y de la capa de las líneas o capa A (azul) para  $\gamma=110^\circ$ .

Además, hay que tener especial cuidado al medir mediante este método por el lado de las líneas y por el lado de la capa continua si se quiere comparar los ciclos. Se debe tener especial atención en la medición separa de la señal del Kerr transversal y del Kerr longitudinal ya que pueden mezclarse, tal y como se ha descrito en la exposición del Magnetómetro de efecto Kerr magneto-óptico.

#### **4.4.2. Inversión por rotación.**

Por otra parte, el modelo propuesto puede fallar cuando los ejes de las anisotropías  $K_A$  y  $K_B$  están muy próximos y además medimos el ciclo con un campo aplicado  $H$  cerca de estos ejes (cerca del eje fácil). En este caso los procesos de imanación son por creación de dominios inversos y propagación de paredes. Ya no son por rotación como supone el modelo. Entonces las coercitivades de la simulación no tienen por qué coincidir con las experimentales, ni con los saltos que se ven en los ciclos.

La figura 4.16b son medidas MOKE transversal, donde se aprecian unos picos muy anchos y buena señal. No se puede cuantificar el porcentaje que rota, si es toda la imanación o únicamente parte de ella, pero se trata de curvas típicas de procesos de rotación. Recuérdese que en el MOKE transversal está midiendo la proyección de la imanación en la dirección perpendicular al campo aplicado, y el hecho de tender a cero al llegar a la saturación y a un máximo ancho en torno a campo coercitivo, es un claro indicador de un fenómeno de imanación por rotación de espines. En definitiva, la medición T-MOKE sobre la muestra Py400nm-25 del caso anterior, justifica la suposición de la dinámica del proceso de magnetización por rotación en los ángulos analizados.

No obstante, se aprecia una asimetría en las curvas: la señal positiva da un máximo que en valor absoluto es más pequeño que la señal negativa. Esto indica que la rotación de la imanación al disminuir el campo aplicado  $H$  no sigue el mismo camino que al aumentarlo. Debido a la composición de anisotropías, el sistema pasa por configuraciones de ángulos de mínima energía diferentes cuando disminuye el campo que cuando aumenta. Aunque el proceso está dominado por un proceso de rotación, no quiere decir que éste

sea siempre suave. El sistema puede rotar hasta un ángulo y después saltar bruscamente a otro ángulo que minimiza su energía.

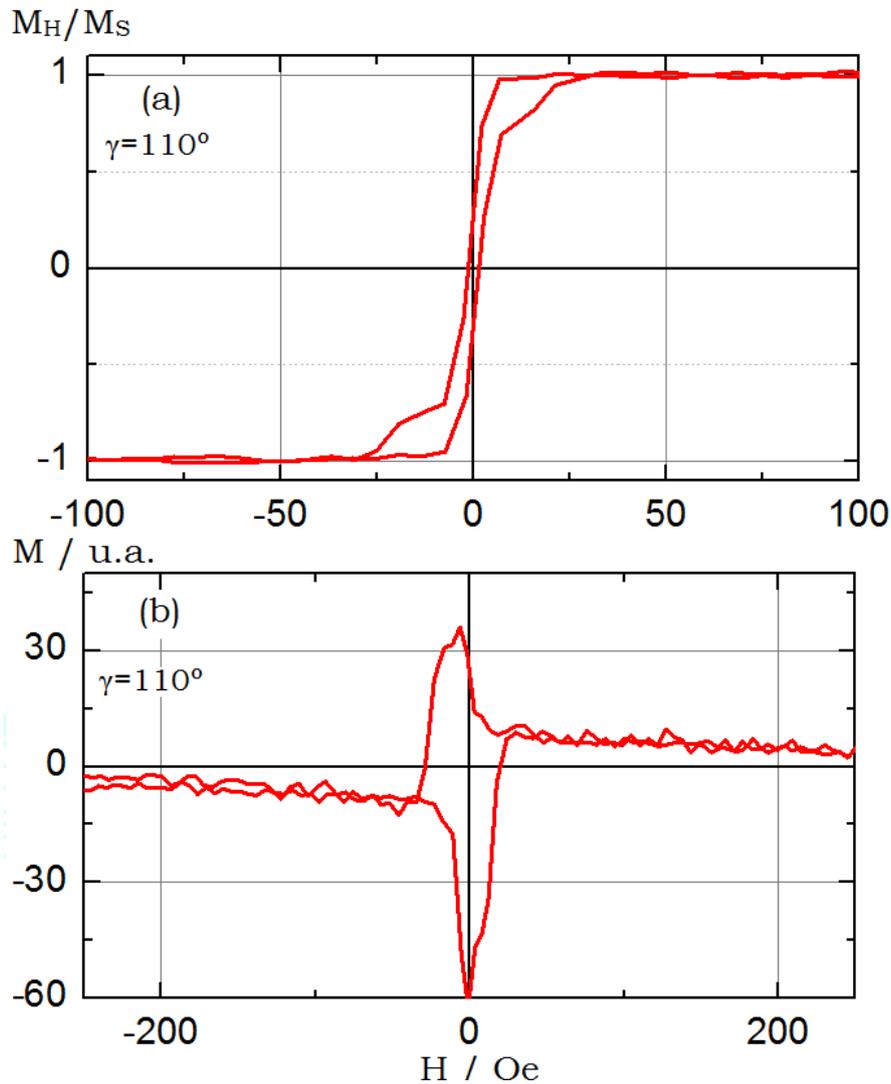


Figura 4.16 (a) Curva de histéresis de la muestra Py400nm-25 para  $\gamma=110^\circ$  medidas en régimen L-MOKE; (b) Magnetización en unidades arbitrarias en régimen T-MOKE de la misma muestra Py400nm-25 para  $\gamma=110^\circ$ .

Algunos de las discrepancias en los resultados pueden ser debidos a la invalidez de algunos supuestos, como por ejemplo, la aparición de una región intermedia entre cada capa o que el fenómeno de imanación no ocurra por rotación de espines sino por inversión y ampliación de dominios. De hecho, algunos de los resultados de medidas T-MOKE apuntan a la existencia de rotación de la imanación, pero es imposible saber en qué porcentaje respecto de la imanación total. Además sabemos que el proceso de rotación no es igual al aumentar el campo que al disminuirlo, es decir, parece que el sistema

encuentra recorridos de mínima energía en función de la configuración de las anisotropías. En otras palabras, el modelo tiene un recorrido limitado ya que una de las carencias del mismo es la imposibilidad de realizar cálculos cuantitativos basados en métodos numéricos.

## **5.-Conclusiones.**

El presente estudio trató de lograr un doble objetivo: por un lado la caracterización magnética a través de la medición de los ciclos de histéresis de muestras almenadas e investigar cómo los efectos de dimensionalidad lateral afectan a las propiedades magnéticas del material; por otra parte, dar una explicación física que se ajustase al comportamiento magnético previamente medido.

El principal logro del análisis experimental fue la detección del fenómeno de inversión de la remanencia, es decir, la medición de una curva de histéresis con coercitividad negativa. Este fenómeno se había observado en multicapas continuas, pero no en nanoestructuras magnéticas de un mismo material. Esta y otras características en la forma de las curvas fueron explicadas a partir de la hipótesis del modelo bicapa, en virtud del cual, el sistema se divide en únicamente dos regiones magnéticas separadas por un plano: la capa continua y la capa de las líneas periódicas. En cada región todos los espines giran simultáneamente y tienen su propia anisotropía. La anisotropía de la almena es una anisotropía de forma, es decir, es inducida por las líneas de las almenas y paralelas a éstas; mientras que la parte continua mantiene la misma anisotropía de la lámina sin litografiar.

## 6.- Referencias.

- [1] J.I. Martín et al, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **256** (2003) 449–501.
- [2] R. Skomski, *Journal of physics: Condensed matter* **15** (2003) 841-896.
- [3] D. Navas et al. *Shape and strain-induced magnetization reorientation and magnetic anisotropy in thin film Ti/CoCrPt/Ti lines and rings*. *Physical Review B* **81**, (2010) 224439.
- [4] B. D. Terris et al. *Patterned media for future magnetic data storage*, *Microsyst. Technol.* **13** (2007) 189-196.
- [5] Chikazumi S. *Physics of ferromagnetism* (1997) Ed. Oxford University Press 45-49.
- [6] Chikazumi S. *Physics of ferromagnetism* (1997) Ed. Oxford University Press 393-394.
- [7] B. Mora *Litografía de Sistemas Magnéticos Almenados* Tesis de Máster UPV (2013).
- [8] J. Stöhr H.C. Siegmann. *Magnetism From Fundamentals to Nanoscale Dynamic* (2006) Ed. Springer 517-120.
- [9] S.M. Valvidares, L.M. Álvarez-Prado, J.I. Martín J.M. Alameda *inverted hysteresis loops magnetically coupled bilayers with uniaxial competing anisotropies: Theory and experiments* *Physical Review B* **61**, (2001) 134423.

