

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIA
Departamento de Física



**Optimización del efecto Hall en sistema de multicapas
magnéticas basado en cofeb.**

Profesor Guía:

Juliano C. Denardin

Álvaro Espejo

**Tesis para optar al Título Profesional de
Ingeniero Físico**

Santiago – Chile

2018

© Camilo Bastián Flores Arratia, 2018

Licencia Creative Commons Atribución-NoComercial Chile 3.0

OPTIMIZACIÓN DEL EFECTO HALL EN SISTEMA DE MULTICAPAS MAGNÉTICAS BASADO EN CoFeB

CAMILO BASTIÁN FLORES ARRATIA

“Este trabajo de Titulación fue elaborado bajo la supervisión de los profesores guías Dr. Juliano Casagrande Denardin y Dr. Álvaro Espejo, del Departamento de Física y ha sido aprobado por los miembros de la Comisión Calificadora”

Dr. Sebastián Michea

Dr. Simón Oyarzún

Dr. Álvaro Espejo
Profesor guía

Director departamento de Física

Dr. Juliano C. Denardin
Profesor guía

Resumen

El siguiente trabajo de investigación fue desarrollado dentro del marco del proyecto FONDEF ID15I10541 “Desarrollo de sensores Hall ultrasensibles para detecciones varias en minería”.

En la búsqueda de soluciones para diversas problemáticas industriales, se requiere detectar con exactitud pequeñas variaciones de una magnitud física de interés en un rango determinado, y muchas veces bajo condiciones medioambientales adversas.

Debido a sus características de exactitud, repetibilidad, tamaño, robustez y vida útil, el sensor de efecto Hall se vuelve una tecnología de detección idónea. Por ello, se fabricaron diversos sistemas de multicapas ultradelgadas en base a CoFeB/Pd mediante pulverización catódica, y posteriormente se caracterizaron magnetoeléctricamente en función del espesor de cada capa del arreglo, con el fin de modular la sensibilidad y el rango de operación de los elementos Hall.

Se obtuvo rangos de campo de operación desde 2800[μ T] hasta 113[mT] y valores de sensibilidad Hall de hasta 171 $\left[\frac{\Omega}{T}\right]$, comparables a los valores observados en semiconductores. De esta forma, los resultados obtenidos en esta investigación sirven como guía para la fabricación de sensores Hall de alta sensibilidad para distintos rangos de operación, dependiendo de la aplicación.

Palabras claves: Anisotropía magnética perpendicular, Efecto Hall anómalo, Sensibilidad Hall, Cobalto-Hierro-Boro.

*Dedicado a
mis Padres*

Agradecimientos

Tabla de contenido

Introducción.....	1
1. Marco teórico	3
1.1 Vectores de campo magnético.....	3
1.2 Origen de los momentos magnéticos.....	5
1.3 Resistividad eléctrica	10
1.4 Efecto Hall.....	12
1.5 Micromagnetismo.....	13
1.5.1 Energía de intercambio.....	14
1.5.2 Energía de Zeeman	14
1.5.3 Energía magnetostática	15
1.5.4 Energía de anisotropía magnética	15
1.5.4.1 Anisotropía de forma	16
1.5.4.2 Anisotropía magnetocristalina	16
1.5.4.3 Anisotropía de interfase.....	16
1.5.4.4 Anisotropía magnetoelástica	17
1.5.4.4.1 Régimen coherente	17
1.5.4.4.2 Régimen incoherente	17
1.6 Características de los sensores	20
1.6.1 Linealidad	20
1.6.2 Sensibilidad	20
1.6.3 Histéresis	20
1.6.4 Intervalo de medición.....	21
2. Hipótesis y objetivos	22
2.1 Hipótesis de trabajo	22
2.2 Objetivos	22
2.2.1 Objetivos generales	22
2.2.2 Objetivos específicos	23
3. Método experimental	24
3.1 Fabricación de películas delgadas	24
3.2 Caracterización magnética.....	28
3.3 Caracterización eléctrica.....	29

4. Resultados	31
4.1 Modulación de la anisotropía magnética efectiva.....	31
4.2 Comparación de la histéresis magnética entre el CoFeB y Co	32
4.3 Resultados de magnetotransporte	33
4.3.1 Efecto Hall	33
4.3.1.1 Optimización de las multicapas ultra delgadas	34
4.4. Resultados magnéticos	37
4.4.1 Anisotropía magnética de las multicapas ultra delgadas	37
4.5. Efecto de agregar MgO en los extremos de las bicapas de CoFeB/Pd	39
Conclusiones y perspectivas	40
Referencias bibliográficas	41

Indice de tablas

Tabla 3.1: Resultados de la calibración de cada material.....	26
Tabla 3.2: Composición de las muestras fabricadas.....	27
Tabla 4.1: Resumen de los resultados de la medición de efecto Hall de las muestras P1, J007 y P3.....	33
Tabla 4.2: Resumen de los resultados de la medición de efecto Hall de las muestras J007, J008, J009 y J010	36

Indice de figuras

Figura 1.1: Momentum angular orbital de un electrón	5
Figura 1.2: Modelo clásico del momentum angular de espín de un electrón.....	6
Figura 1.3: Esquema de las configuraciones de los dominios de un material ferromagnético durante varios estados de la magnetización	8
Figura 1.4: Remanencia y campo coercitivo de un material ferromagnético en una curva de BxH.....	9
Figura 1.5: Esquema de un conductor eléctrico por el que circula una corriente I	10
Figura 1.6: Esquema del efecto Hall	12
Figura 1.7: Ejemplo típico de una gráfica de $K_{eff}t$ vs t para multicapas de Co/Pd (den Broeder, Hoving & Bloemen, 1991).....	19
Figura 1.8: Curva de calibración de un sensor	21
Figura 3.1: Esquema del proceso de pulverización catódica.....	25
Figura 3.2: Esquema de sistema de multicapas basado en CoFeB	27
Figura 3.3: Esquema de las máscaras conformadas por cruces.....	27
Figura 3.4: Esquema del magnetómetro de gradiente alterno de campo	28
Figura 3.5: Esquema de la técnica de Van der Pauw para la medición de efecto Hall	30
Figura 4.1: Curvas de magnetización en función del campo magnético aplicado fuera del plano de las muestras P1 y J007.....	31
Figura 4.2: Curvas de magnetización en función del campo magnético aplicado fuera del plano de las muestras J007 y M001	32
Figura 4.3: Resistencia Hall en función del campo magnético de las muestras P1, J007 y P3	33
Figura 4.4: Resistencia Hall en función del campo magnético de las muestras J007, J008, J009 y J010	35
Figura 4.5: Resistividad Hall en función del campo magnético de las muestras J007, J008, J009 y J010	35
Figura 4.6: Curvas de magnetización en función del campo magnético aplicado fuera del plano de las muestras J007, J008, J009 y J010.....	37
Figura 4.7: Curvas de magnetización en función del campo magnético aplicado en el plano de las muestras J007, J008, J009 y J010.....	38
Figura 4.8: Resistencia Hall en función del campo magnético de las muestras J010 y J023.....	39

Introducción

Los primeros sensores de campo magnético datan en la literatura china hace dos mil años, y sus primeras aplicaciones remontan al siglo XI, en el área de la navegación marítima (Langley, 2003). Hoy en día, los sensores magnéticos siguen siendo el principal instrumento en navegación, pero también han expandido vastamente su número de aplicaciones y tecnología, evolucionando en términos de sensibilidad, reducción de tamaño y compatibilidad con sistemas electrónicos, otorgándole así una gran versatilidad (Heremans, 1999).

Se caracterizan principalmente por ser dispositivos de estado sólido, no tener partes móviles, larga vida (admiten 30 billones de operaciones aprox.), margen de temperatura amplio, alta repetibilidad y frecuencia de funcionamiento relativamente alta (100kHz) (Honeywell Inc, s.f.).

Un aspecto único de este tipo de sensores es que la medición de campo magnético usualmente no es el objetivo, sino que otra magnitud física que puede obtenerse indirectamente a través de mediciones de campo magnético cuando existe un modelo físico que relaciona a ambas variables, lo que ofrece un método confiable para la medición de magnitudes físicas que de otra forma serían difíciles de medir.

Entre las diversas tecnologías de detección utilizadas para detectar campos magnéticos, el sensor de efecto Hall es probablemente la más utilizada en la era actual. Sus aplicaciones van desde la medición de campos magnéticos, sensores de posicionamiento, hasta emisores de señales sin contacto, lo que explica su amplia presencia en diversas áreas de la industria, tales como: la automotriz, electrónica de consumo, salud, defensa, etc (Ramsden, 2006).

A nivel mundial, el mercado de estos sensores en el año 2017 alcanzó una cifra de 907 millones de dólares y se estima que para el 2023 la cifra ascienda hasta los 1474 millones de dólares debido a la creciente demanda que se proyecta en los años venideros, especialmente en el área de la industria automotriz (Marketsandmarkets.com, 2017).

Las características óptimas de un sensor Hall varían según la aplicación para la cual es requerido. Entre todas ellas, hay tres características primordiales al momento de evaluar su admisibilidad en determinada aplicación, estas son: sensibilidad Hall, voltaje Hall y rango de campo magnético donde necesita operar (Zhang et al., 2010).

La mayoría de los sensores de efecto Hall comerciales están hechos de capas delgadas de semiconductores no magnéticos (Fu, Ma, Tian, You & Wang, 2018) y su principal limitación es que presentan un voltaje de Hall pequeño ($\sim\mu V$), por lo que su viabilidad en aplicaciones que requieran alta sensibilidad y exactitud se ve imposibilitada sin la presencia de una electrónica sofisticada, con el consiguiente gasto asociado a ello.

De esto surge la necesidad de investigar en laboratorio sistemas de multicapas de espesor nanométrico (ultradelgadas) en base a materiales magnéticos, pues tanto la reducción del espesor de las multicapas como el uso de materiales magnéticos contribuye a aumentar voltaje Hall en los elementos Hall (Gerber et al., 2002).

El objetivo principal de esta investigación es estudiar las propiedades magnetoeléctricas de sistemas magnéticos correspondientes a multicapas ultra delgadas, utilizando materiales como el Pd, CoFeB y MgO, con el fin de modular la sensibilidad Hall, voltaje Hall y rango de campo magnético admitido de los sistemas en función del espesor de cada capa del arreglo, obteniendo así directrices para poder construir sensores Hall de alta sensibilidad para distintos rangos de campo de operación, dependiendo de la aplicación.

Este trabajo de tesis consta de cuatro capítulos. En el capítulo uno se expone los principales conceptos teóricos involucrados en la investigación. En el capítulo dos, se presentan las hipótesis de trabajo y los objetivos. En el tercer capítulo se describe la técnica utilizada para la fabricación de películas delgadas, así como también los equipos utilizados para la caracterización magnética y eléctrica. Por último, en el capítulo cuatro se presentan los resultados de la caracterización magnetoeléctrica de las muestras fabricadas.

1. Marco teórico

1.1 Vectores de campo magnético

Antes de tratar el origen de los momentos magnéticos en los materiales sólidos, se describirá el comportamiento magnético en términos de varios vectores de campo.

Cuando se aplica un campo magnético externo \vec{B}_0 a través de un electroimán en una región del espacio que contiene una cierta sustancia, el campo magnético total \vec{B} en un punto al interior de ésta será

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m \quad (1.1)$$

Siendo \vec{B}_m el campo producido por la propia sustancia.

Es posible relacionar estas magnitudes físicas con vectores denominados magnetización \vec{M} e intensidad del campo magnético \vec{H} de la siguiente manera

$$\vec{B}_m = \mu_o \vec{M} \quad (1.2)$$

$$\vec{B}_o = \mu_o \vec{H} \quad (1.3)$$

Donde μ_o corresponde a la permeabilidad magnética del vacío.

La magnetización se define como el momento magnético neto por unidad de volumen de la sustancia, y la intensidad del campo magnético se relaciona con el campo magnético externo aplicado debido a las corrientes de conducción en los alambres del electroimán o con el campo magnético generado por imanes permanentes.

Usando las relaciones anteriores, es posible escribir la ecuación (1.1) de la siguiente manera

$$\vec{B} = \mu_o (\vec{H} + \vec{M}) \quad (1.4)$$

Para enfatizar la distinción entre los campos \vec{H} y \vec{B} , este último es a menudo llamado inducción magnética o densidad de flujo magnético, y representa la magnitud de la intensidad de campo magnético dentro de una sustancia que es sometida a un campo \vec{H} .

En presencia de un campo \vec{H} , los momentos magnéticos permanentes dentro de un material tienden a alinearse con el campo y a reforzarlo; el término $\mu_o \vec{M}$ es una medida de esta contribución.

La magnitud de \vec{M} es proporcional al campo aplicado de manera que

$$\vec{M} = \chi \vec{H} \quad (1.5)$$

Donde χ es un factor adimensional llamado susceptibilidad magnética y puede considerarse como una medida de lo susceptible que es un material a magnetizarse.

Reemplazando la relación anterior en la ecuación (1.4) se obtiene

$$\vec{B} = \mu_o (1 + \chi) \vec{H} \quad (1.6)$$

$$\vec{B} = \mu_m \vec{H} \quad (1.7)$$

Donde la constante μ_m se conoce como la permeabilidad magnética de la sustancia, y es una propiedad específica del medio a través del cual pasa el campo \vec{H} y en el cual \vec{B} es medido.

1.2 Origen de los momentos magnéticos

Las propiedades magnéticas macroscópicas de los materiales son consecuencia de los momentos magnéticos asociados con los electrones individuales.

En un átomo, cada electrón posee momentos magnéticos que se originan de dos fuentes distintas. Una de estas fuentes está relacionada con el movimiento orbital del electrón alrededor del núcleo, el cual puede ser considerado como una pequeña espira de corriente que genera un campo magnético muy pequeño y que tiene un momento magnético a lo largo de su eje de rotación, tal como se ilustra esquemáticamente en la figura 1.1.

En adición al movimiento orbital, un electrón tiene una propiedad intrínseca llamada espín que también contribuye a su momento magnético. El espín de un electrón puede representarse desde un punto de vista clásico como si éste estuviese girando sobre su eje, originando así un momento magnético a lo largo del eje del espín, tal como se muestra en la figura 1.2.

Por lo tanto, cada electrón en un átomo puede ser imaginado como un pequeño imán que tiene momentos magnéticos orbitales y de espín.

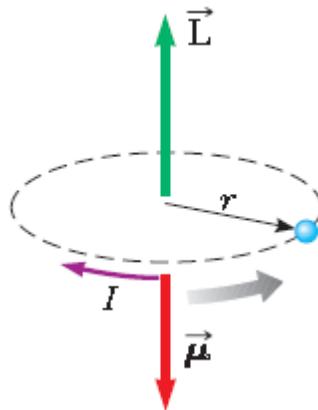


Figura 1.1: Un electrón que se mueve en la dirección de la flecha gris en una órbita circular de radio r tiene un momentum angular \vec{L} en un sentido y un momento magnético orbital $\vec{\mu}$ en el sentido opuesto. Debido a que el electrón tiene una carga negativa, el sentido de la corriente convencional debido a su movimiento alrededor del núcleo es opuesto al sentido de dicho movimiento (Serway & Jewett, 2008).

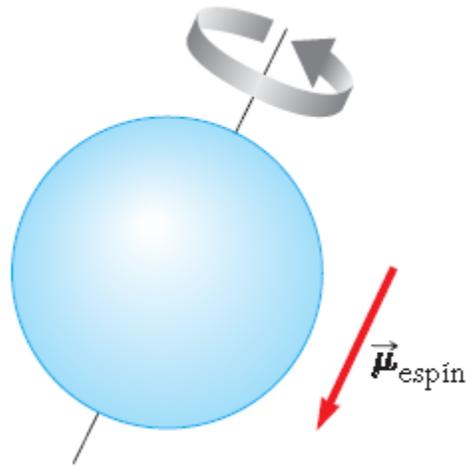


Figura 1.2: Modelo clásico de un electrón girando. Es posible adoptar este modelo para recordar que los electrones poseen un momentum angular intrínseco cómo si estuviesen girando, aunque físicamente no es así, pues el momentum angular de espín es en realidad un efecto relativista (Serway & Jewett, 2008).

Debido a que todas las sustancias contienen electrones, es lógico preguntarse por qué la mayor parte de ellas no son magnéticas. La razón principal es que en la mayoría, el momento magnético orbital de un electrón es cancelado por el correspondiente de otro electrón en órbita en sentido opuesto. Esto también se cumple para el momento magnético de espín, ya que el momento de espín de un electrón con espín hacia arriba se anulará con otro de espín hacia abajo.

El momento magnético neto de un átomo es justamente la suma de los momentos magnéticos de cada uno de los electrones constituyentes, incluyendo tanto las contribuciones orbitales como de espín. Un átomo que tiene completamente llenos los niveles o subniveles electrónicos, cuando todos los electrones son considerados, se produce la cancelación total de los momentos orbitales y de espín. La diferencia en la configuración electrónica entre varios elementos determina la naturaleza y magnitud del momento magnético atómico neto, lo que a su vez determina las diferencias entre las propiedades magnéticas que exhiben los materiales.

En los materiales ferromagnéticos, cada átomo posee un momento magnético permanente en ausencia de un campo magnético externo, y tienden a alinearse paralelamente unos con otros dentro de grandes regiones denominadas dominios magnéticos, aún en presencia de un campo externo débil. Una vez alineados los momentos, la sustancia no pierde completamente su magnetización después de haberse retirado el campo externo, manifestando así una magnetización permanente.

Éste fenómeno se debe a un fuerte acoplamiento entre momentos vecinos, cuyo origen es de naturaleza cuántica (Serway & Jewett, 2005).

La forma de caracterizar magnéticamente este tipo de materiales es a través del estudio del comportamiento de su magnetización en función de un campo magnético \vec{H} (ver figura 1.3).

Cuando la muestra no está magnetizada, los momentos magnéticos en los dominios están orientados al azar y el momento magnético neto es igual a cero. A medida que se aplica un campo \vec{H} , los dominios cambian de forma y tamaño debido al movimiento de las paredes de dominio, y lo hacen de forma tal que el sistema minimiza su energía en todo momento.

Las estructuras típicas de los dominios están representadas de forma esquemática en varios puntos de la curva de \vec{B} frente a \vec{H} en la figura 1.3. Al aplicar un campo externo, los dominios que están orientados en direcciones favorables al campo aplicado (o casi alineados con el) crecen a expensas de aquellos que no están favorablemente orientados. Este proceso continúa al aumentar la intensidad del campo hasta que la muestra macroscópica se convierte en un solo dominio, el cual está casi completamente alineado con el campo. La saturación en la curva se alcanza cuando este dominio gira y se orienta completamente con el campo \vec{H} .

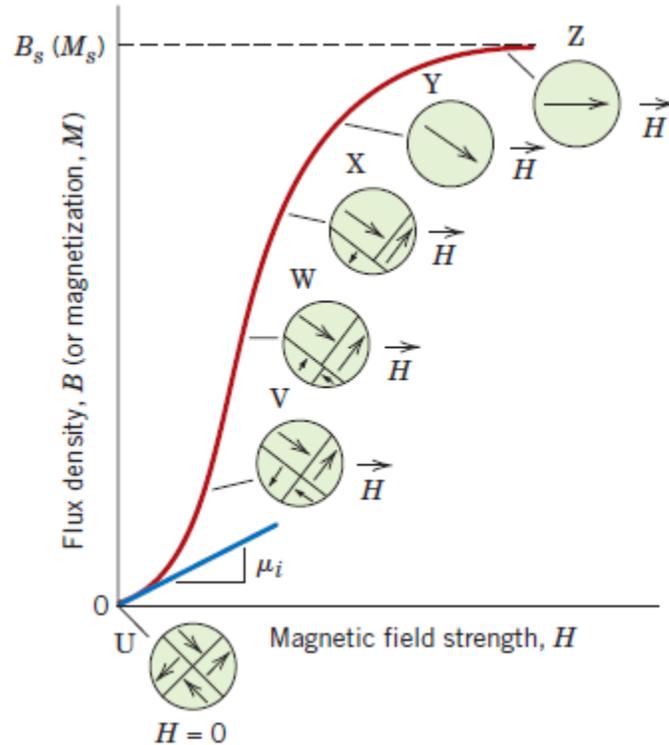


Figura 1.3: Comportamiento de B frente a H de un material ferromagnético que estaba inicialmente desmagnetizado. Se representan las configuraciones de los dominios durante varios estados de la magnetización. La densidad de flujo de saturación B_s , la magnetización de saturación M_s , y la permeabilidad inicial μ_i están también indicadas (Callister, 2009).

A partir de la saturación, punto S de la figura 1.4, a medida que el campo \vec{H} se reduce debido a la inversión de su sentido, la curva no invierte el camino inicial, sino que se produce un efecto de histéresis en el cual el campo \vec{B} va retrasado con respecto al campo aplicado \vec{H} , o sea, disminuye más lentamente. Cuando el campo \vec{H} llega a cero (punto R), aún existe un campo residual B_r ; denominado remanencia. Es decir, el material permanece magnetizado en ausencia de un campo externo \vec{H} .

El comportamiento de histéresis y la magnetización permanente se explican por la resistencia al movimiento de las paredes de dominio que ocurre en respuesta al aumento del campo magnético en la dirección opuesta.

Es por ello que para reducir a cero el campo \vec{B} dentro de la muestra (punto C), es necesario aplicar un campo \vec{H} de magnitud igual a $-H_c$ en sentido opuesto al campo original; denominado campo coercitivo. Al continuar aplicando el campo en sentido contrario, finalmente se alcanza la saturación en el sentido opuesto (punto S'). Una segunda inversión del campo hasta el punto de la saturación inicial (punto S) completa el ciclo de histéresis simétrico y también produce una remanencia negativa $-B_r$ y un campo coercitivo positivo H_c (Callister & Rethwisch, 2009).

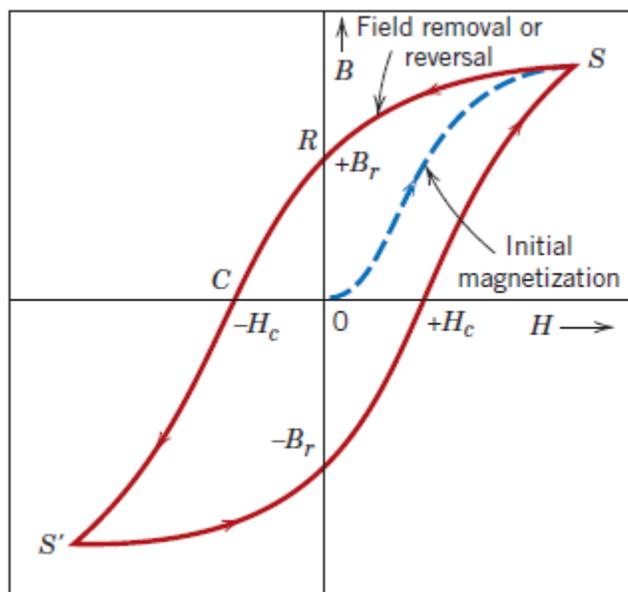


Figura 1.4: Densidad de flujo magnético frente a la intensidad del campo magnético para un material ferromagnético para la saturación en ambas direcciones (puntos S y S'). La curva de histéresis viene representada por la curva continua; la curva de rayas discontinuas indica la magnetización inicial. La remanencia B_r y el campo coercitivo H_c también se indican (Callister, 2009).

1.3 Resistividad eléctrica

Al someter un conductor eléctrico como el que se muestra en la figura 1.5 a una diferencia de potencial V entre sus terminales, se generará una intensidad de corriente I a través de él, que es directamente proporcional al voltaje aplicado. La ecuación que relaciona a ambas variables es:

$$V = IR \quad (1.8)$$

Donde R es un factor de proporcionalidad que se denomina resistencia eléctrica y es una medida de la oposición al flujo de electrones a través de un conductor. Su valor depende de la estructura atómica del conductor, de su temperatura y de su geometría.

A su vez, se define la resistencia eléctrica de un determinado material como:

$$R = \rho \frac{L}{S} \quad (1.9)$$

Donde L es la longitud, $S = wt$ la sección transversal y ρ un coeficiente denominado resistividad eléctrica.

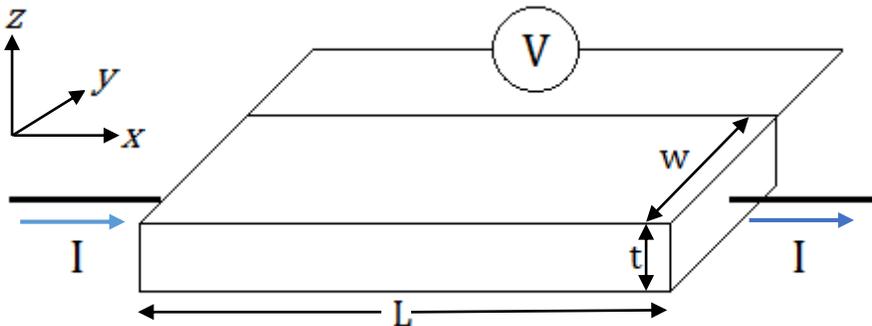


Figura 1.5: Esquema de un conductor eléctrico por el que circula una corriente I .

Acorde al modelo de Drude, la resistividad eléctrica escrita en función de magnitudes físicas microscópicas es:

$$\rho = \frac{m_e}{nq^2\tau} \quad (1.10)$$

Donde m_e es la masa del electrón, q es la carga del electrón, n es el número de portadores de carga por unidad de volumen y τ es el intervalo de tiempo promedio entre dos eventos sucesivos de colisión de un electrón con alguna fuente de dispersión.

Dado que los electrones de conducción se mueven a la velocidad de Fermi v_F , la distancia l que recorre un electrón entre dos eventos sucesivos de colisión es:

$$l = v_F\tau \quad (1.11)$$

Donde l se denomina trayectoria libre media.

Por lo tanto, la resistividad se puede escribir como:

$$\rho = \frac{m_e v_F}{q^2 nl} \quad (1.12)$$

De la ecuación anterior se observa que la resistividad, a diferencia de la resistencia, a una temperatura dada depende exclusivamente de la estructura atómica del material y no de su geometría, pero siempre y cuando el espesor de éste no sea comparable o inferior al valor de su trayectoria libre media, ya que en ese caso la resistividad se torna dependiente del espesor (Zhang et al., 2004).

1.4 Efecto Hall

Cuando circula una corriente a través de un conductor no magnético inmerso en un campo magnético externo, se genera una diferencia de potencial (voltaje Hall) en la dirección perpendicular tanto a la corriente como al campo magnético externo (Hall, 1879). Este fenómeno corresponde al efecto Hall ordinario y fue observado por primera vez por Edwin Hall en 1879 y se presenta debido al corrimiento de los portadores de carga hacia un lado del conductor como resultado de la fuerza magnética que experimentan.

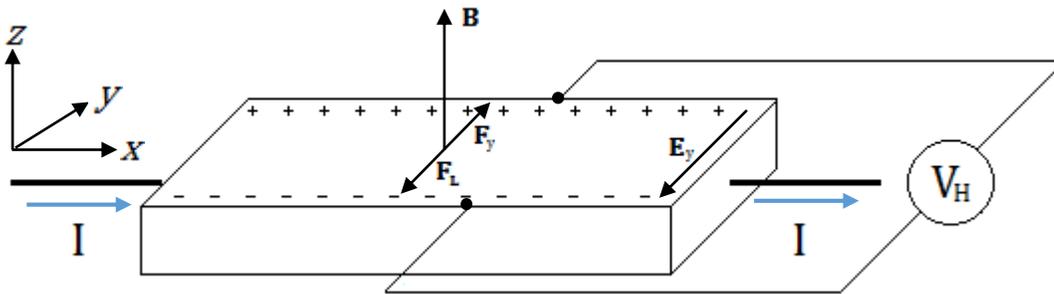


Figura 1.6: Esquema del efecto Hall.

Lo que ocurre es que debido al campo magnético externo, los portadores de carga son desviados de su trayectoria en línea recta al interior del sólido por la fuerza de Lorentz, ocasionando así una acumulación de cargas en un extremo del conductor y un déficit de ellas en el extremo opuesto, lo que genera un campo eléctrico transversal que se traduce en una fuerza eléctrica que eventualmente se equilibrará con la fuerza de Lorentz, y la fuerza neta sobre los portadores de carga será cero, por lo que estos ya no experimentarán una deflexión y viajarán en línea recta aún ante la presencia de un campo magnético externo (Serway & Jewett, 2005).

Cuando en lugar de utilizar un conductor no magnético se utiliza uno ferromagnético, el voltaje Hall se incrementa en uno o dos órdenes de magnitud (Hall, 1881) (Karplus & Luttinger, 1954). Esta contribución anómala que ocurre en materiales magnéticos da nombre al fenómeno conocido como efecto Hall anómalo, el cual es proporcional a la magnetización de la muestra. Empíricamente se estableció que la relación entre

la resistividad Hall (ρ_{xy}), el campo magnético aplicado (H) y la magnetización (M) de un conductor ferromagnético en la dirección del campo (Pugh, 1930) está dada por:

$$\rho_{xy} = R_0 H + R_S M \quad (1.13)$$

Donde ρ_{xy} es la resistividad asociada a la resistencia Hall, siendo esta última la razón entre el voltaje Hall y la corriente, mientras que R_0 y R_S son los coeficientes Hall ordinario y anómalo respectivamente.

El primer término de la ecuación (1.13) se debe al corrimiento de los portadores de carga debido a la fuerza de Lorentz, mientras que el segundo término corresponde a la contribución anómala debido a la magnetización espontánea del ferromagneto.

Por último, también se ha encontrado una dependencia de ρ_{xy} con la resistividad eléctrica longitudinal ρ_{xx} de la forma $\rho_{xy} \sim \rho_{xx}^\alpha$, donde $\alpha = [1,2]$ (Nagaosa, Sinova, Onoda, MacDonald & Ong, 2010).

1.5 Micromagnetismo

Consiste en el estudio de los materiales magnéticos ignorando los detalles de su estructura atómica. El material es considerado macroscópicamente como un continuo (Aharoni, 1996).

Considerar una región Ω ocupada por un cuerpo ferromagnético y una pequeña región dV dentro del cuerpo definida por el vector de posición $\mathbf{r} \in \Omega$. Se supondrá que esta región dV es lo suficientemente grande para contener un gran número de momentos magnéticos, pero lo suficientemente pequeña para que el momento magnético varíe lentamente dentro de ella. Así, se define el vector magnetización $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, tal que $\mathbf{M}(\mathbf{r})dV$ representa el momento magnético neto del elemento de volumen dV .

Las principales contribuciones energéticas que describen el comportamiento de un material ferromagnético son: la energía de intercambio E_{int} , la energía de Zeeman E_Z , la energía magnetostática o dipolar E_d y la energía de anisotropía magnética E_{ani} .

$$E_T = E_{int} + E_Z + E_d + E_{ani} \quad (1.14)$$

Debido al principio de mínima energía, la formación de dominios es consecuencia de una contienda de minimización de energía entre esas cuatro energías (Plonus, 1994) (Coey, 2010).

1.5.1 Energía de intercambio

La energía de intercambio tiene su origen en la mecánica cuántica, ya que surge del traslape de las funciones de onda vecinas en el material, y depende críticamente de la distancia entre los átomos.

En una muestra ferromagnética, la energía de intercambio favorece configuraciones donde la magnetización varíe lentamente a través de la muestra (Plonus, 1994) (Coey, 2010).

$$E_{int} = A \int_V \left[(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2 \right] dV \quad (1.15)$$

donde A es la constante de intercambio y m_x, m_y, m_z son componentes del vector unitario $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ que señala la dirección de la magnetización.

1.5.2 Energía de Zeeman

La energía de Zeeman es la energía correspondiente a la interacción entre la magnetización y un campo magnético externo aplicado. Esta energía favorece la alineación de la magnetización con el campo aplicado (Coey, 2010).

$$E_Z = -\mu_0 \int_V \mathbf{M} \cdot \mathbf{H} dV \quad (1.16)$$

donde \mathbf{H} es el campo magnético externo aplicado, \mathbf{M} es la magnetización y μ_0 es la permeabilidad del vacío.

1.5.3 Energía magnetostática

La energía magnetostática debe su origen a las interacciones dipolares de largo alcance dentro de la muestra y corresponde a la interacción entre la magnetización y el campo desmagnetizante. Esta energía favorece configuraciones continuas de la magnetización, con una dirección preferencial orientada a lo largo del eje de mayor longitud de la muestra (Plonus, 1994) (Spaldin, 2003).

$$E_d = -\frac{\mu_0}{2} \int_V \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d dV \quad (1.17)$$

donde \mathbf{H}_d es el campo desmagnetizante al interior de la muestra.

1.5.4 Energía de anisotropía magnética

El término anisotropía magnética se refiere al hecho de que las propiedades magnéticas dependen de la dirección en la cual son medidas.

Para el caso de muestras correspondientes a multicapas ultra delgadas, una descripción uniaxial de esta es suficiente.

$$E_{ani} = -K_{eff} \cos^2\theta \quad (1.18)$$

donde θ es el ángulo entre la magnetización y la normal al plano de la muestra, y K_{eff} una constante llamada anisotropía magnética efectiva y cuyo valor determina la intensidad de la misma. Si $K_{eff} > 0$, esta energía favorece a que la magnetización

esté perpendicular al plano de la muestra, y si $K_{eff} < 0$, esta energía favorece a que la magnetización esté en el plano de la muestra.

El valor de K_{eff} está determinado por diversas fuentes de anisotropía, siendo las principales la de forma, magnetocristalina, de interfase y magnetoelástica (Johnson, Bloemen, den Broeder & Vries, 1996).

1.5.4.1 Anisotropía de forma

Esta contribución a la anisotropía magnética está implícita en la energía magnetostática.

Para el caso de muestras correspondientes a multicapas ultra delgadas, la anisotropía de forma favorece a que la magnetización se oriente en el plano de la muestra y a lo largo del eje de mayor longitud.

1.5.4.2 Anisotropía magnetocristalina

El origen de este tipo de anisotropía se debe al acoplamiento espín-órbita de los electrones.

Energéticamente, la anisotropía magnetocristalina favorece a que la magnetización en los cristales de un ferromagneto se oriente a lo largo de ciertos ejes cristalográficos (Spaldin, 2003).

1.5.4.3 Anisotropía de interfase

Esta fuente de anisotropía surge como consecuencia de la rotura de la simetría del sólido debido a la presencia de una interfase, ya que el entorno físico de los átomos de la interfase difiere al entorno físico de los átomos del bulk, lo que implica que las interacciones magnéticas atómicas experimentan una discontinuidad (Néel, 1954). Energéticamente, la anisotropía de interfase induce a que los momentos magnéticos de la interfase se orienten perpendicularmente al plano de la muestra.

1.5.4.4 Anisotropía magnetoelástica

Esta fuente de anisotropía surge cuando un material ferromagnético presenta deformación, ya que esto cambia su anisotropía magnetocristalina, y por lo tanto, podría alterar la dirección de la magnetización. Este efecto es el inverso de la magnetostricción, fenómeno en el que las dimensiones de la muestra cambian si la dirección de la magnetización es alterada.

En principio, la anisotropía magnetoelástica podría favorecer a que la magnetización se oriente en el plano o fuera del plano de la muestra.

La deformación en sistemas magnéticos de multicapas puede ser inducida por diversas causas. Entre ellas está la deformación térmica asociada a la diferencia entre los coeficientes de expansión térmica entre los materiales de la interfase, la deformación intrínseca provocada por la naturaleza del proceso de deposición y la deformación asociada a un desajuste estructural η , debido a la diferencia entre las constantes de red de capas adyacentes (Johnson et al., 1996).

Dependiendo del espesor de la capa ferromagnética, se distinguen dos regímenes según el modelo de Van der Merwe (Van der Merwe, 1963).

1.5.4.4.1 Régimen coherente

Por debajo de un espesor crítico $t_c \sim \frac{1}{\eta}$, el sistema minimiza la energía total introduciendo un esfuerzo de tracción en una capa y un esfuerzo de compresión en la capa adyacente, de forma que ambos materiales adoptan los mismos parámetros de red en el plano y el desajuste estructural desaparece completamente.

1.5.4.4.2 Régimen incoherente

Por encima de t_c , el sistema en cambio logra minimizar la energía total introduciendo dislocaciones de desajuste, aunque solo reducen parcialmente el desajuste estructural.

Si el régimen es incoherente, se ha descubierto fenomenológicamente que la anisotropía magnética efectiva en muestras correspondientes a multicapas ultradelgadas se puede separar en una contribución de volumen K_V [Jm^{-3}] y una contribución de interfase K_S [Jm^{-2}] de la siguiente manera:

$$K_{eff} = K_V + n \frac{K_S}{t} \quad (1.19)$$

donde t es el espesor de una capa ferromagnética individual y n una constante proporcional al número de interfases del sistema. K_V contiene los términos de anisotropía de forma K_f y magnetocristalina K_{mc} , mientras que K_S contiene los términos de anisotropía de interfase K_N y magnetoelástica K_{me}^{inc} .

$$K_V = K_f + K_{mc} = -\frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 + K_{mc} < 0 \quad (1.20)$$

$$K_S = K_N + K_{me}^{inc} = K_N - \frac{3}{2} \lambda \sigma > 0 \quad (1.21)$$

donde M_s es la magnetización de saturación, λ la constante de magnetostricción y σ el esfuerzo sobre la capa ferromagnética.

Al graficar $K_{eff}t$ vs t a partir de la ecuación (1.19) (figura 1.7), es posible observar que existe un intervalo por debajo de un espesor t_{\perp} en el que el eje de fácil magnetización es perpendicular al plano de la muestra.

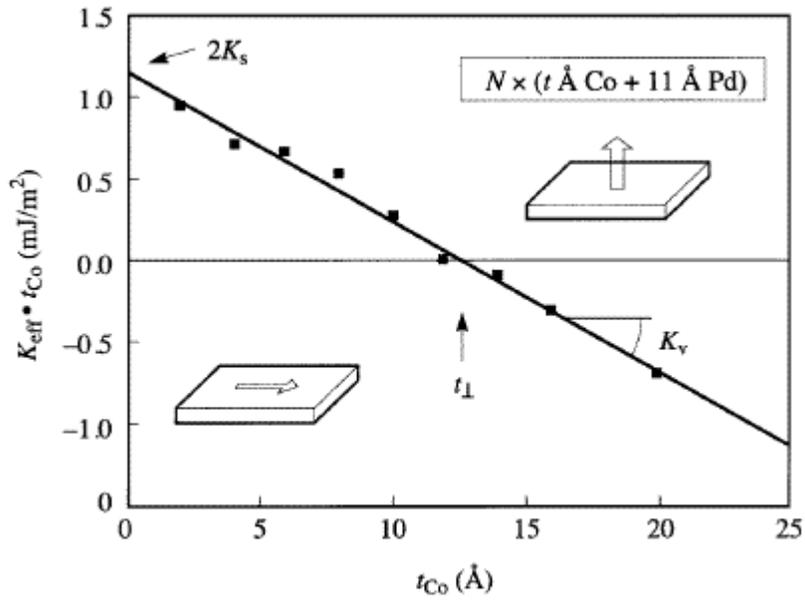


Figura 1.7: Ejemplo típico de una gráfica de $K_{eff}t$ vs t para multicapas de Co/Pd (den Broeder, Hoving & Bloemen, 1991).

En cambio, si el régimen es coherente, no es trivial separar la anisotropía magnética efectiva en términos de contribuciones de volumen e interfase, a menos que el espesor de la lámina ferromagnética sea mucho menor que el espesor de la lámina adyacente y la razón entre sus espesores sea constante (Johnson et al., 1996).

1.6 Características de los sensores

De manera general, los parámetros óptimos de un sensor Hall varían según la aplicación para la cual es requerido. Los más importantes se pueden obtener directamente de la curva de calibración del sensor (figura 1.8), que es la representación gráfica de la relación entre la magnitud de entrada y la magnitud de salida.

1.6.1 Linealidad

La linealidad es la capacidad del sensor de proporcionar una magnitud de salida que se relaciona con la magnitud de entrada mediante una función lineal. No es condición indispensable, pero facilita la conversión lectura-valor medido (Pallás, 2008).

La no linealidad se elimina mediante la selección de un intervalo más restringido.

1.6.2 Sensibilidad

La sensibilidad se define como la pendiente de la curva de calibración (Pallás, 1993).

Es una medida de la capacidad del sensor para discriminar entre pequeñas variaciones de la magnitud de entrada.

1.6.3 Histéresis

La histéresis es el fenómeno que provoca una diferencia en el valor de la magnitud de salida para un mismo valor de la magnitud de entrada, dependiendo del sentido en que se alcanza dicha entrada: ascendente o descendente.

1.6.4 Intervalo de medición

El intervalo de medición es la región de valores de la magnitud de entrada/salida dentro de la que opera el sensor.

La amplitud de este intervalo en la salida está vinculada con la relación señal/ruido del sensor.

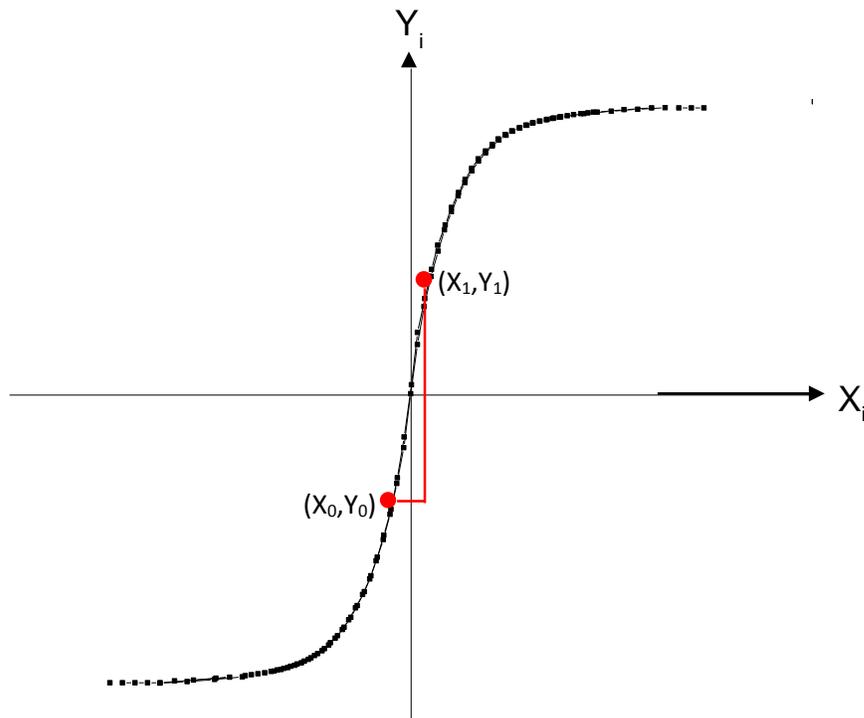


Figura 1.8: Curva de calibración de un sensor.

2. Hipótesis y objetivos

2.1 Hipótesis de trabajo

- La inducción de anisotropía magnética perpendicular (AMP) causa un aumento de la sensibilidad en la curva de efecto Hall, debido a que la configuración geométrica de la medición favorece este efecto.
- Los sistemas magnéticos correspondientes a bicapas de CoFeB/Pd presentan mayor efecto Hall que los de Co/Pd, debido a la mayor resistividad eléctrica del CoFeB respecto al Co. Además, las bicapas de CoFeB/Pd presentan menor histéresis magnética que las de Co/Pd de acuerdo a estudios previos.
- Agregar MgO en los extremos de las bicapas de CoFeB/Pd a modo de sándwich permite incrementar el efecto Hall, debido al aumento de la dispersión interfacial.

2.2 Objetivos

2.2.1 Objetivos generales

Estudiar las propiedades magnetoeléctricas de sistemas de multicapas correspondientes a bicapas de CoFeB/Pd entre dos capas de MgO en función del espesor de los materiales que la constituyen.

2.2.2 Objetivos específicos

- Fabricar sistemas magnéticos correspondientes a bicapas de CoFeB/Pd entre dos capas de MgO que presenten alta sensibilidad Hall, mediante pulverización catódica.
- Utilizar diversos espesores de CoFeB y Pd en la fabricación de los sistemas magnéticos.
- Realizar mediciones de magnetización y efecto Hall a temperatura ambiente en función del campo magnético aplicado, y con ello obtener directrices para potenciales sensores Hall de alta sensibilidad para distintos rangos de campo de operación.

3. Método experimental

3.1 Fabricación de películas delgadas

Para la fabricación de las películas delgadas se utilizó la técnica de deposición por pulverización catódica en una cámara de alto vacío (también conocida como sputtering), proceso físico en el que se produce el desprendimiento en fase de vapor de átomos de un material sólido (denominado blanco) mediante el bombardeo de este por iones energéticos, para posteriormente ser depositados sobre un sustrato. Actualmente es una de las técnicas más utilizadas al momento de fabricar películas delgadas tanto en la investigación como en la industria.

El proceso de pulverización catódica es principalmente un proceso de bombardeo iónico, en el que iones de un plasma, en este caso de argón, son acelerados hacia un blanco mediante la aplicación de un campo eléctrico entre el sustrato (ánodo) y el blanco (cátodo), provocando que estos iones colisionen el blanco con energía suficiente para arrancar átomos de su superficie mediante un proceso de transferencia de momentum, ya que cuando un ion golpea la superficie del blanco, este transfiere parte de su energía a los átomos circundantes, produciendo así una “colisión en cascada”. Las múltiples colisiones hacen posible que algunos átomos del material adquieran la suficiente energía para abandonar la superficie en fase gaseosa, alcanzar el sustrato y adherirse a él en estado sólido, ya que al no estar en equilibrio termodinámico tienden a condensarse al colisionar con cualquier superficie de la cámara, lo que permite el depósito del material en forma de película delgada, ver figura 3.1.

Para evitar que las películas se contaminen de forma considerable y, en cambio, presenten un alto grado de pureza, se requiere un vacío base al interior de la cámara del orden de 10^{-7} Torr, el cual se logra a través de una bomba turbo molecular. Para realizar el depósito de material en sí, se requiere una presión de trabajo del orden de 10^{-3} Torr, cifra necesaria para crear y sustentar el plasma de argón al interior de la cámara del sistema en cuestión. Es importante que durante este

proceso haya una rotación constante del sustrato, con el fin de asegurar un mayor grado de homogeneidad del material depositado.

Además de la erosión del blanco debido a los iones incidentes, se producen otros efectos, tales como: emisión de iones secundarios, emisión de radiación y emisión de electrones secundarios. Parte de los electrones generados se recombinan con los iones y provocan la emisión de luz en la superficie del cátodo. La emisión de electrones secundarios contribuye a aumentar el grado de ionización del plasma y por tanto provoca que el bombardeo sea más intenso.

Cuando un blanco corresponde a un material magnético, ocurre un decaimiento en la tasa de depósito en relación a los materiales no magnéticos. Este problema se corrige mediante una configuración específica de imanes que confinan el movimiento de los iones en una región cercana a la superficie del cátodo, aumentando así la probabilidad de que estos colisionen con el blanco y, por consiguiente, se obtiene una mayor tasa de depósito. Sin embargo, la mayor parte de la energía proporcionada por los iones incidentes se transforma en calor, por lo que es indispensable la presencia de un sistema de enfriamiento adecuado para evitar el sobrecalentamiento del cátodo.

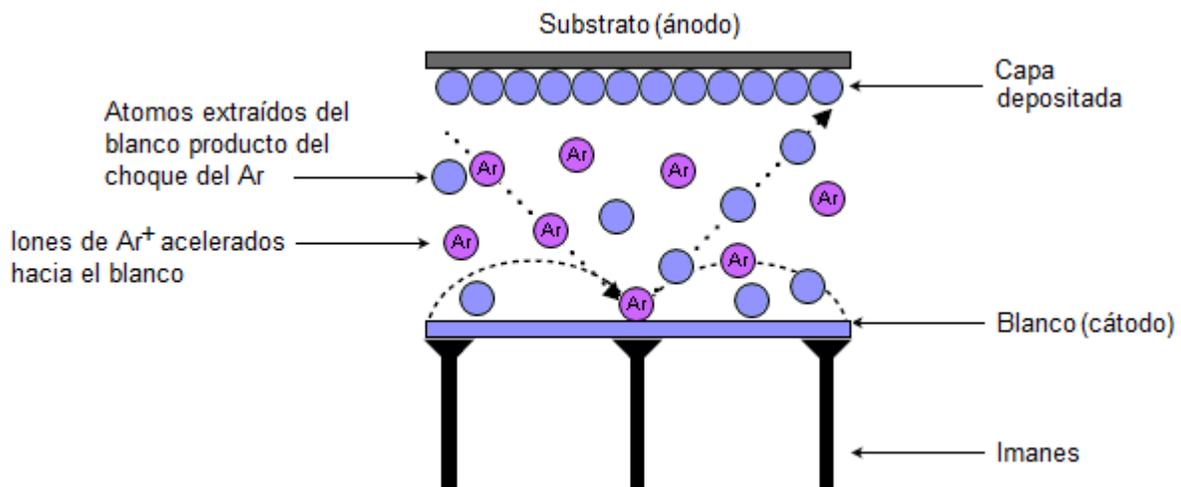


Figura 3.1: Esquema del proceso de pulverización catódica.

Respecto a las fuentes que aceleran los iones contra los blancos, hay de dos tipos; dependiendo de la conductividad eléctrica del mismo. Para materiales metálicos se

utiliza una fuente DC de corriente continua, mientras que para materiales aislantes se utiliza una fuente RF de radiofrecuencias del orden de 13,6 MHz.

En este trabajo de tesis se fabricaron sistemas magnéticos correspondientes a tres bicapas de CoFeB/Pd entre dos capas de MgO a modo de sándwich, utilizando como substratos porta objetos comerciales de vidrio de dimensiones 24[mm]x50[mm] y 150[μm] de espesor (ver figura 3.2). Sobre estos substratos se adhirieron máscaras conformadas por cruces de 4[mm] de largo y 0,9[mm] de ancho (ver figura 3.3), con el fin de que en dichas regiones los depósitos de material cristalicen sobre el vidrio en formato cruz, lo cual es requisito para la posterior caracterización eléctrica de las muestras.

Las bicapas de CoFeB/Pd fueron depositadas alternadamente mediante la apertura y cierre secuencial de los cañones correspondientes a los blancos de dichos materiales por medio de un programa automatizado en Labview, que permite controlar los tiempos de depósito de manera exacta y con ello disminuir el error asociado al espesor del material depositado. En el caso de las dos capas de MgO, los depósitos fueron realizados de forma manual mediante el oportuno abrir y cerrar del respectivo cañón, notificado por un cronómetro.

El espesor de cada material depositado depende del tiempo de exposición del substrato con los átomos arrancados del respectivo blanco y de la tasa de depósito de cada uno de ellos, la cual depende directamente de la potencia eléctrica administrada por la fuente de alimentación para acelerar los iones del plasma hasta el blanco en cuestión.

La calibración de cada material arrojó los siguientes resultados:

Material	Fuente de alimentación	Potencia [W]	Tasa de depósito [nm/s]
Pd	DC	15	0,033
CoFeB	DC	50	0,020
MgO	RF	100	0,012

Tabla 3.1: Resultados de la calibración de cada material.

La composición de cada muestra fabricada se detalla a continuación:

Muestra	Composición	Espesor [nm]
P1	$\text{MgO}_{2,1\text{nm}} / (\text{Pd}_{1,0\text{nm}}\text{CoFeB}_{0,5\text{nm}})_{\text{x}3} / \text{MgO}_{2,1\text{nm}}$	8,7
P3	$\text{MgO}_{2,1\text{nm}} / (\text{Pd}_{1,0\text{nm}}\text{CoFeB}_{0,2\text{nm}})_{\text{x}3} / \text{MgO}_{2,1\text{nm}}$	7,8
J007	$\text{MgO}_{2,1\text{nm}} / (\text{Pd}_{1,0\text{nm}}\text{CoFeB}_{0,3\text{nm}})_{\text{x}3} / \text{MgO}_{2,1\text{nm}}$	8,1
J008	$\text{MgO}_{2,1\text{nm}} / (\text{Pd}_{0,8\text{nm}}\text{CoFeB}_{0,3\text{nm}})_{\text{x}3} / \text{MgO}_{2,1\text{nm}}$	7,5
J009	$\text{MgO}_{2,1\text{nm}} / (\text{Pd}_{0,6\text{nm}}\text{CoFeB}_{0,3\text{nm}})_{\text{x}3} / \text{MgO}_{2,1\text{nm}}$	6,9
J010	$\text{MgO}_{2,1\text{nm}} / (\text{Pd}_{0,7\text{nm}}\text{CoFeB}_{0,3\text{nm}})_{\text{x}3} / \text{MgO}_{2,1\text{nm}}$	7,2
J023	$(\text{Pd}_{0,7\text{nm}}\text{CoFeB}_{0,3\text{nm}})_{\text{x}3}$	3,0
M001	$\text{MgO}_{3,0\text{nm}} / (\text{Pd}_{1,0\text{nm}}\text{Co}_{0,4\text{nm}})_{\text{x}6} / \text{Pd}_{1,0\text{nm}} / \text{MgO}_{3,0\text{nm}}$	15,4

Tabla 3.2: Composición de las muestras fabricadas.

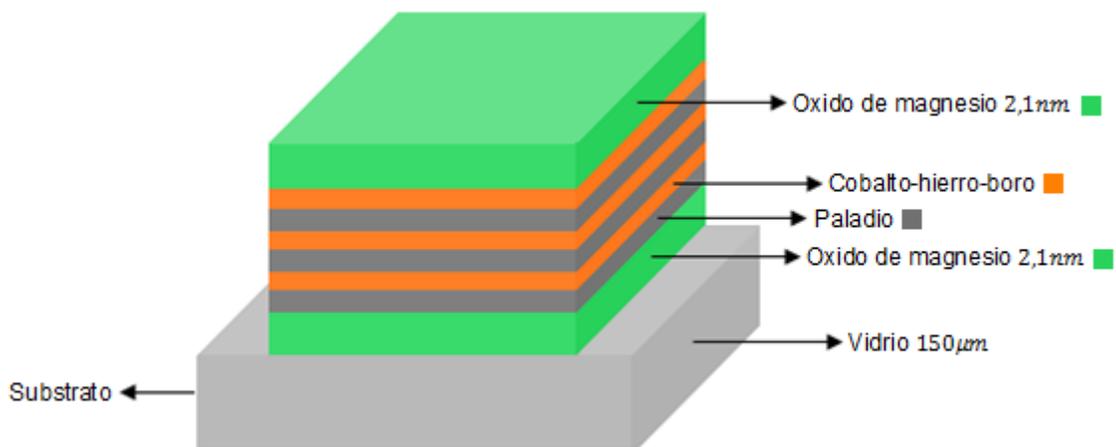


Figura 3.2: Esquema de sistema de multicapas basado en CoFeB.



Figura 3.3: Esquema de las máscaras conformadas por cruces de 4 [mm] de largo y 0,9 [mm] de ancho.

3.2 Caracterización magnética

La caracterización magnética de las muestras se realizó mediante un magnetómetro de gradiente alterno (Roos, Hempel, Voigt, Dederichs & Schippan, 1980).

El instrumento consta de una varilla suspendida verticalmente entre los polos de un electroimán, acoplada en su extremo inferior a un portamuestras y en su extremo superior a un elemento piezoeléctrico fijado a un soporte. En los polos del electroimán se sitúan dos bobinas pequeñas que generan de forma transversal a la varilla un gradiente de campo magnético alterno que se superpone al campo magnético uniforme generado por el electroimán.

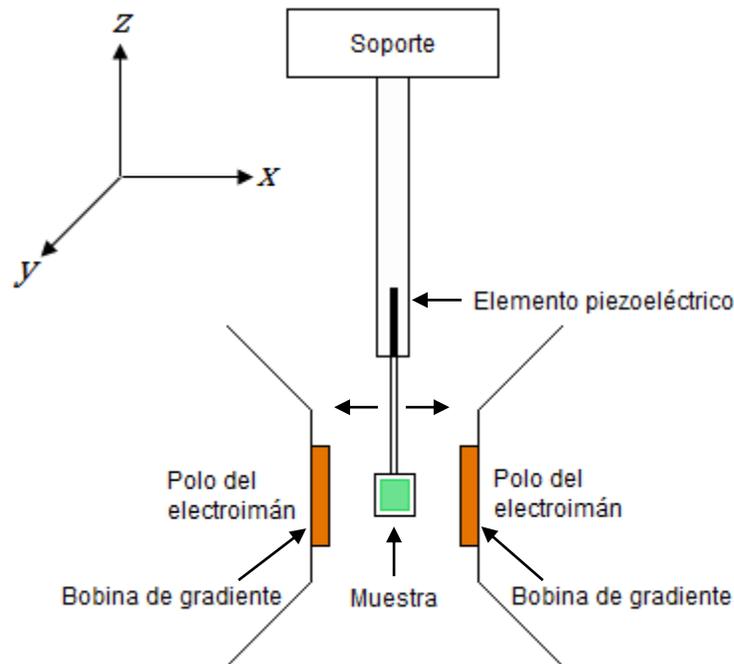


Figura 3.4: Esquema del magnetómetro de gradiente alterno de campo.

El gradiente de campo magnético ejerce una fuerza \vec{F} sobre la muestra que causa una deflexión de la varilla. Esta fuerza está dada por:

$$\vec{F} = -\nabla(-m \cdot \vec{H}) \Rightarrow \vec{F} = m \frac{dH}{dx} \hat{i} \quad (3.1)$$

Donde m es el momento magnético en la dirección \hat{i} y $\frac{dH}{dx}$ es el gradiente de campo magnético en la dirección \hat{i} .

Debido a la alternancia del gradiente de campo, la varilla experimenta una vibración mecánica que es transferida al elemento piezoeléctrico, el cual responde entregando un voltaje de salida proporcional a la fuerza, y por lo tanto, al momento magnético de la muestra.

Con el fin de mejorar la relación señal-ruido, el gradiente de campo se aplica a la frecuencia de resonancia mecánica del sistema, conformado por el elemento piezoeléctrico, varilla, portamuestras y muestra.

Las mediciones magnéticas de cada muestra se realizaron en dos orientaciones distintas, con el campo aplicado de forma perpendicular al plano de la muestra y con el campo aplicado de forma tangencial al plano de la muestra, utilizando en cada caso la varilla con el portamuestras en la orientación requerida.

3.3 Caracterización eléctrica

Para la caracterización eléctrica de las multicapas ultradelgadas se utilizó un equipo de medición de transporte con la capacidad de generar campos magnéticos de hasta 1,2 [T]. Las mediciones de efecto Hall fueron realizadas mediante el método de Van der Pauw (Van der Pauw, 1958), que consiste en una técnica de cuatro puntas cuya ventaja principal es que permite medir la resistividad Hall de las muestras con alta repetibilidad e independientemente de la geometría superficial de estas, lo que posibilita la utilización de un cierto tipo de geometría con el fin de minimizar los errores asociados a este tipo de medición. En la figura 3.5 se ilustra esquemáticamente esta técnica.

Para hacer la medición efectiva, existe una serie de condiciones a satisfacer:

- La muestra debe ser plana y de espesor uniforme.
- El espesor de la muestra debe ser mucho menor que cada parámetro superficial.
- La muestra no debe tener agujeros.
- La muestra debe ser homogénea e isotrópica.
- Los contactos deben estar localizados en el perímetro de la muestra.
- El área superficial de cada contacto aislado debe ser al menos un orden de magnitud menor que el área superficial de la muestra, pues cualquier error asociado a su tamaño estará dado por D/L , donde D es el diámetro promedio del contacto y L es la distancia entre los contactos.

Las componentes principales del equipo de medición de transporte consta de una fuente de poder (6221 DC and AC current source, KEITHLEY), que proporciona la corriente requerida para realizar la medición de voltaje por un nano voltímetro (2182A nanovoltmeter, KEITHLEY). Finalmente, el intercambio de los contactos se logra mediante una tarjeta matricial (multimeter data acquisition, KEITHLEY). Todo el sistema de medición fue automatizado por Labview.

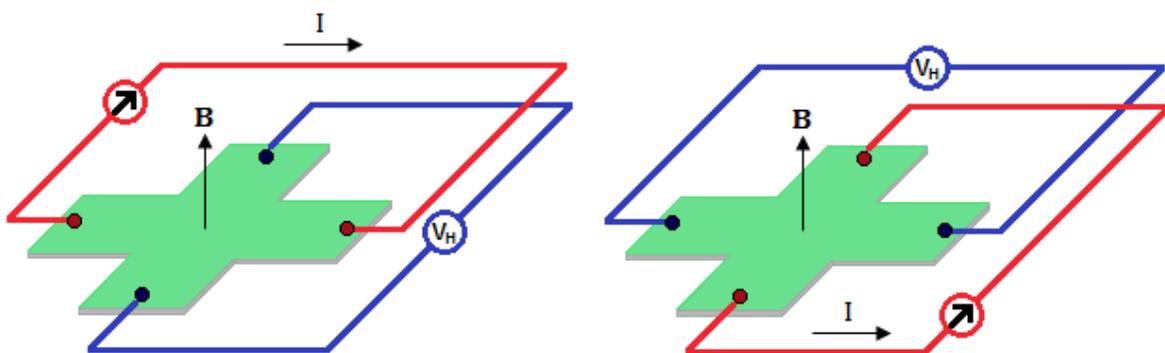


Figura 3.5: Esquema de la técnica de Van der Pauw para la medición de efecto Hall.

4. Resultados

4.1 Modulación de la anisotropía magnética efectiva

Con el objetivo de encontrar la mejor muestra candidata a presentar una curva de efecto Hall con alta sensibilidad, se moduló la anisotropía magnética efectiva de las muestras en función del espesor de CoFeB (ver ecuación (1.19)).

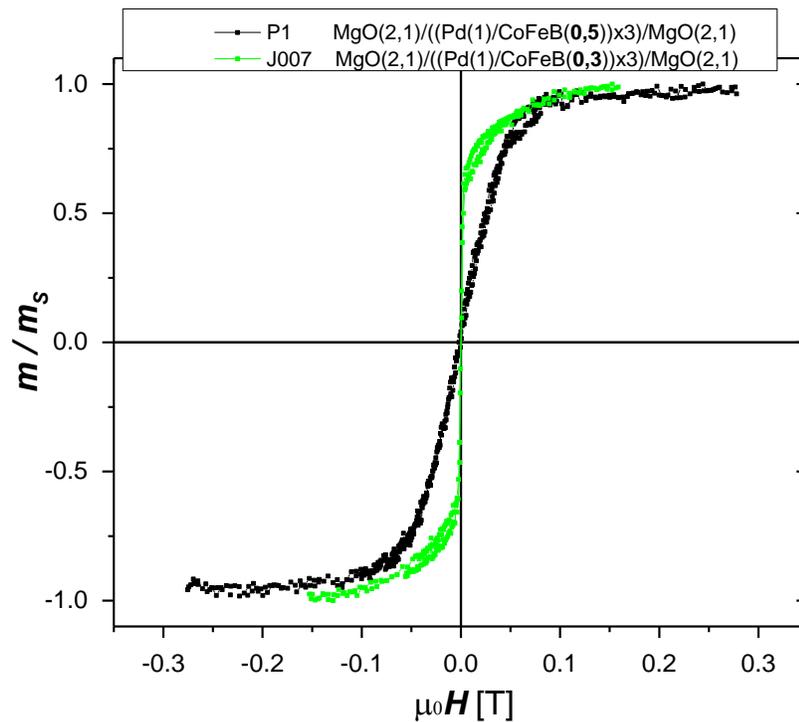


Figura 4.1: Curvas de magnetización en función del campo magnético aplicado de forma perpendicular al plano de las multicapas de las muestras P1 y J007.

En el gráfico de la figura 4.1 se observa las curvas de magnetización en función del campo aplicado para dos multicapas, donde se varió el espesor nominal de CoFeB a la vez que se mantuvo constante el espesor de Pd en 1 nm. Se observa que la mayor anisotropía magnética fuera del plano corresponde a la muestra J007, cuyo espesor nominal de CoFeB es de 0,3[nm].

4.2 Comparación de la histéresis magnética entre el CoFeB y Co

Para obtener sensores Hall de alta exactitud y precisión, es requisito que las multicapas presenten baja histéresis magnética fuera del plano. Por ello, se comparó las curvas de magnetización entre las siguientes muestras:

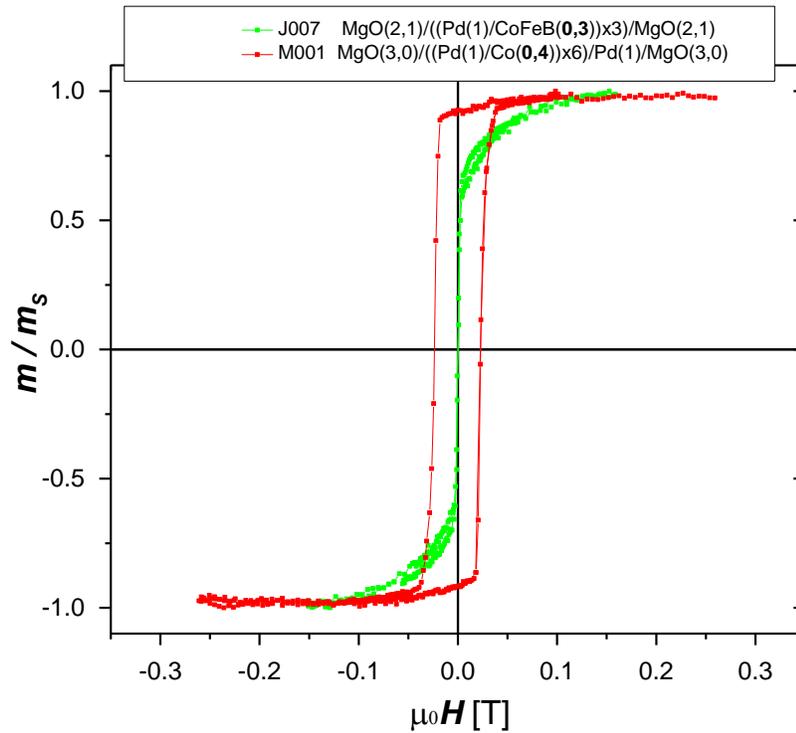


Figura 4.2: Curvas de magnetización en función del campo magnético aplicado de forma perpendicular al plano de las multicapas de las muestras J007 y M001.

En el gráfico de la figura 4.2 se observa que si bien ambas muestras presentan anisotropía magnética efectiva fuera del plano, la histéresis magnética de la multicapa de CoFeB (J007) es muy baja en comparación a la de la multicapa de Co (M001). Lo que corrobora que las multicapas de CoFeB/Pd presentan menor histéresis magnética fuera del plano.

Por todo lo anterior, la muestra J007 parece ser la mejor candidata para obtener una curva de efecto Hall con alta sensibilidad y baja histéresis.

4.3 Resultados de magnetotransporte

4.3.1 Efecto Hall

Los resultados de la caracterización eléctrica para las muestras con distintos espesores de CoFeB son los siguientes:

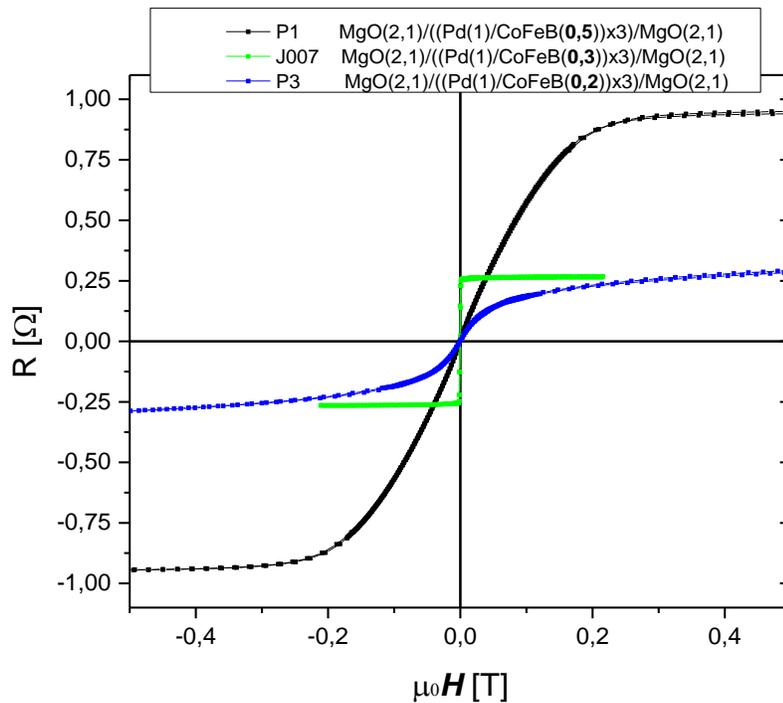


Figura 4.3: Resistencia Hall en función del campo magnético de las muestras P1, J007 y P3.

Muestra	Resistencia Hall [Ω]	Rango de campo operacional [T]	Rango de resistencia operacional [Ω]	Sensibilidad [Ω/T]
P1	0,1008	0,0652	0,24	7,40
J007	0,27	0,0028	0,48	171
P3	0,30	0,0524	0,18	3,70

Tabla 4.1: Resumen de los resultados de la medición de efecto Hall de las muestras P1, J007 y P3.

En el gráfico de la figura 4.3 se corrobora que la muestra con mayor sensibilidad es la J007, ya que la curva de efecto Hall presenta una alta pendiente en torno a campo cero.

Su sensibilidad es de $171 \frac{\Omega}{T}$ y su rango de campo operacional de $0,0028[T]$, lo que la convierte en buena candidata para potenciales aplicaciones que requieran alta sensibilidad y bajo campo de saturación.

Por otro lado, la muestra P1 posee mayor resistencia Hall de saturación, cercana a 1 Ohm, y una linealidad en campo mucho mayor, como se puede observar en la tabla 4.1.

Al disminuir el espesor de CoFeB a $0,2[nm]$, disminuye tanto la AMP como la resistencia Hall y sensibilidad Hall. Este efecto puede ser debido a que las capas de CoFeB tan delgadas se tornan muy discontinuas y granulares, adquiriendo características de nanopartículas finas superparamagnéticas.

4.3.1.1 Optimización de las multicapas ultra delgadas

Con el fin de aumentar la resistencia de Hall obtenida en la muestra J007 y con ello también su sensibilidad, se procedió a disminuir el espesor de Pd, pero manteniendo constante el espesor de CoFeB en $0,3[nm]$.

La hipótesis detrás es que como el Pd tiene una mayor conductividad eléctrica que el CoFeB y el MgO, una disminución de la concentración relativa de Pd conlleva a un aumento de la resistividad de la muestra y por lo tanto a una mayor resistividad Hall (Nagaosa et al., 2010).

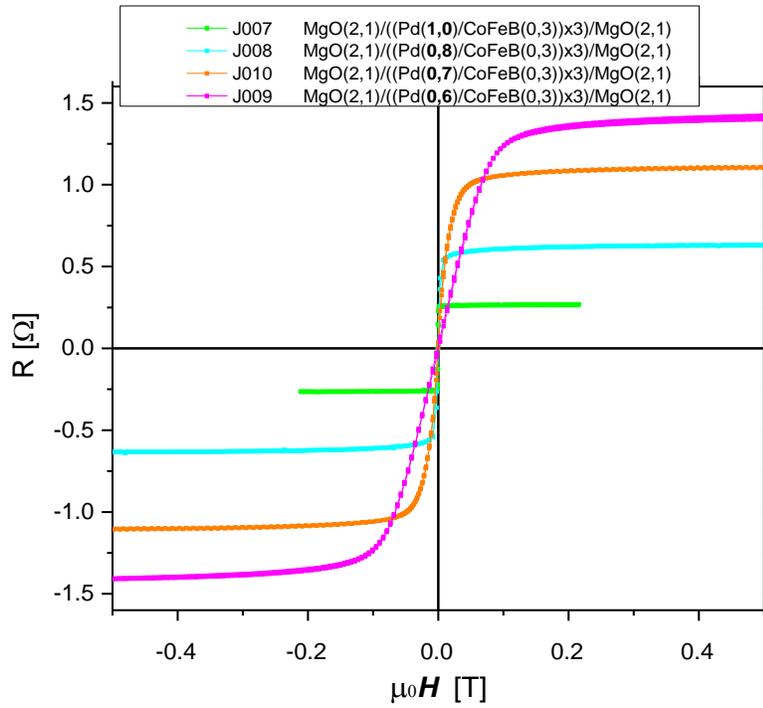


Figura 4.4: Resistencia Hall en función del campo magnético de las muestras J007, J008, J009 y J010.

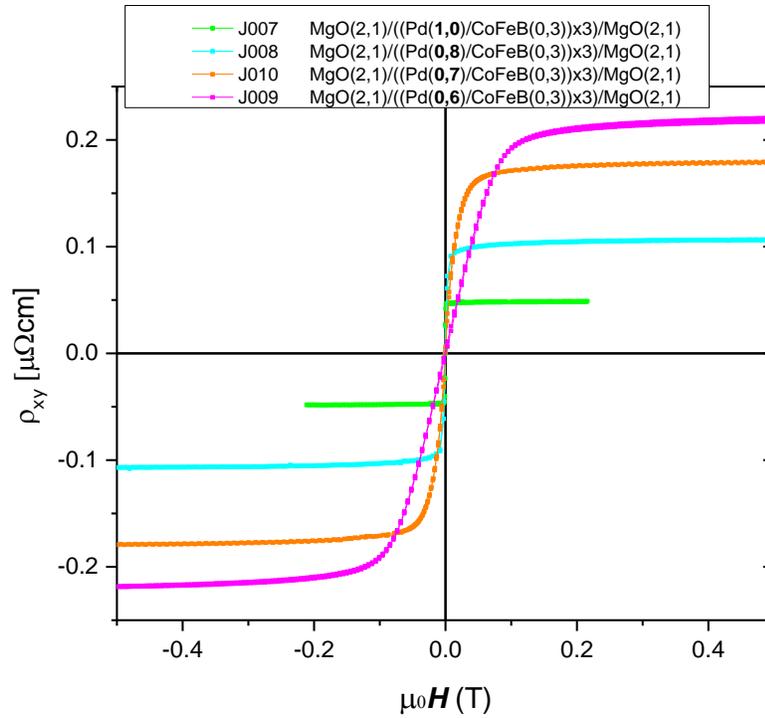


Figura 4.5: Resistividad Hall en función del campo magnético de las muestras J007, J008, J009 y J010.

Muestra	Resistencia Hall [Ω]	Rango de campo operacional [T]	Rango de resistencia operacional [Ω]	Sensibilidad [Ω/T]
J007	0,26	0,0028	0,48	171
J008	0,63	0,0052	0,64	123
J010	1,12	0,0208	1,06	51,0
J009	1,42	0,1128	1,80	16,0

Tabla 4.2: Resumen de los resultados de la medición de efecto Hall de las muestras J007, J008, J009 y J010.

En el gráfico de la figura 4.4 se puede observar que a medida que disminuye el espesor de Pd depositado, la resistencia Hall aumenta hasta a 1,42[Ω] y el rango de campo operacional aumenta hasta a 112,8[mT], sin embargo, la sensibilidad Hall disminuye hasta a 16 $\left[\frac{\Omega}{T}\right]$. Para entender lo ocurrido se procederá a analizar la anisotropía magnética de las muestras a través de sus curvas de magnetización en función del campo magnético aplicado.

4.4. Resultados magnéticos

4.4.1 Anisotropía magnética de las multicapas ultra delgadas

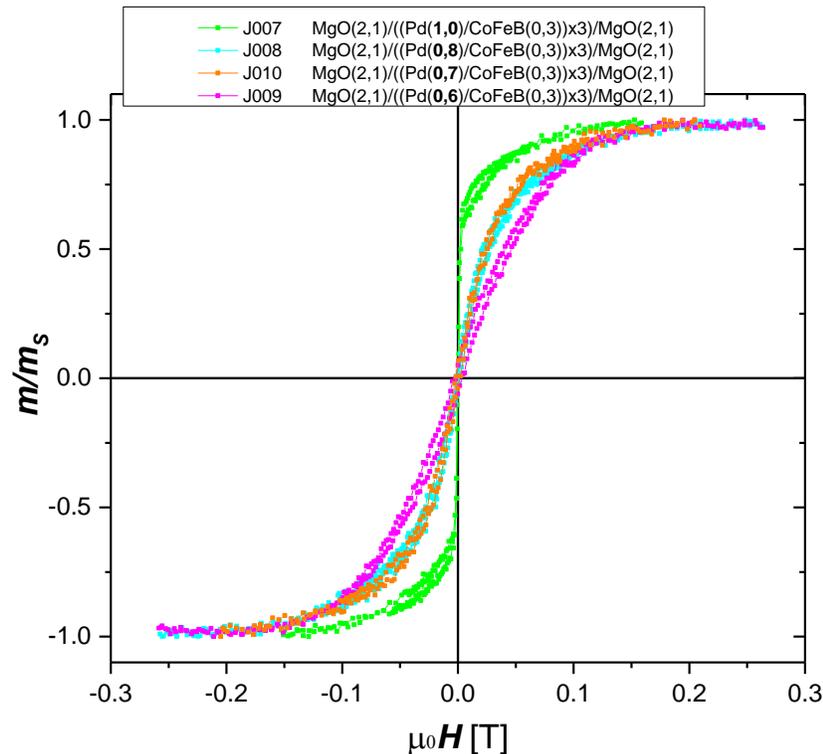


Figura 4.6: Curvas de magnetización en función del campo magnético aplicado de forma perpendicular al plano de las multicapas.

En el gráfico de la figura 4.6, las curvas de magnetización en función del campo magnético aplicado de forma perpendicular al plano de las multicapas evidencian que la muestra con mayor anisotropía fuera del plano es la J007 y que conforme disminuye el espesor de Pd, la anisotropía perpendicular de las muestras disminuye. Esta anisotropía perpendicular es la responsable de que la curva de efecto Hall de la muestra J007 sea la de mayor cuadratura y sensibilidad.

Esto puede ser debido a que cuando se disminuye el espesor del Pd por debajo de 1[nm], sus capas se tornan lo suficientemente discontinuas como para que quede

una mayor área de espacios vacíos entre el MgO y el CoFeB y por lo tanto una mayor probabilidad de que el CoFeB se deposite sobre el MgO, agregando así componentes de anisotropía magnética en el plano a las muestras.

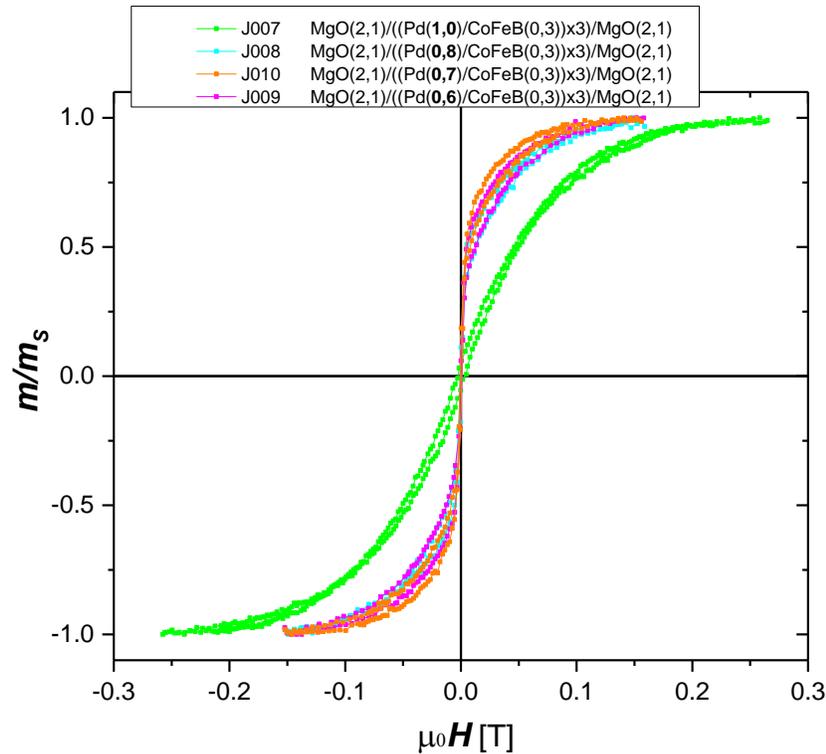


Figura 4.7: Curvas de magnetización en función del campo magnético aplicado de forma paralela al plano de las multicapas.

En las curvas de magnetización en función del campo magnético aplicado de forma paralela al plano de las multicapas (ver figura 4.7) se aprecia el efecto inverso al observado en la figura 4.6. La muestra con menor anisotropía en el plano es justamente la J007, lo cual es consistente con lo observado en las curvas de magnetización fuera del plano.

Si bien la resistencia de Hall de las muestras aumenta al disminuir el Pd, también disminuye su anisotropía perpendicular. El resultado neto es que la sensibilidad de Hall disminuye conforme el espesor de Pd depositado disminuye y viceversa.

4.5. Efecto de agregar MgO en los extremos de las bicapas de CoFeB/Pd

Para observar el efecto de agregar MgO en los extremos de las bicapas de CoFeB/Pd a modo de sándwich, se compararon las curvas de efecto Hall de las siguientes muestras:

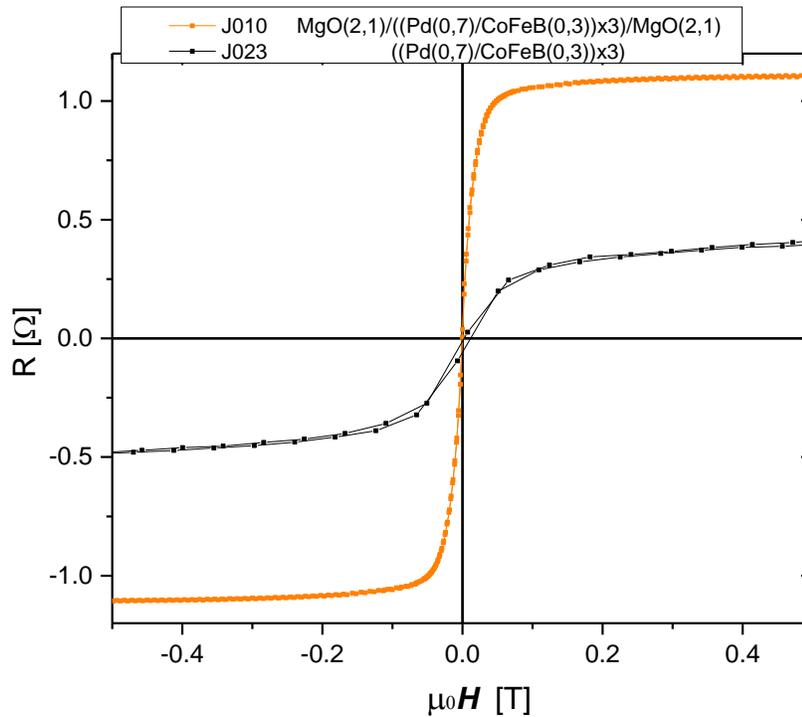


Figura 4.8: Resistencia Hall en función del campo magnético de las muestras J010 y J023.

En el gráfico de la figura 4.8 se puede observar que la presencia de MgO a modo de sándwich efectivamente incrementa el efecto Hall.

Conclusiones y perspectivas

Se logró fabricar sistemas de multicapas correspondientes a bicapas de CoFeB/Pd sandwicheadas con MgO, y posteriormente optimizar el efecto Hall mediante la modulación de la anisotropía magnética fuera del plano, encontrándose que esta es máxima cuando el espesor nominal del CoFeB es de 0,3[nm]. Posteriormente se logró modular la resistencia Hall y el rango de campo operacional mediante la variación del espesor del Pd, encontrándose que para valores menores a 1[nm], este obedece una relación inversa tanto con la resistencia Hall como con el rango de campo operacional.

Además se logró corroborar la hipótesis referente a que las multicapas basadas en CoFeB/Pd presentan menor histéresis magnética fuera del plano que las de Co/Pd, y la hipótesis referente a que agregar MgO en los extremos de las multicapas de CoFeB/Pd incrementa el efecto Hall.

Se concluye que el objetivo general se cumplió, ya que se logró modular la sensibilidad Hall, resistencia Hall y rango de campo de operación de los sistemas magnéticos fabricados mediante la variación de los espesores de CoFeB y Pd, logrando valores de resistencia Hall de hasta 1,42[Ω], rangos de campo de operación desde 2800[μ T] hasta 113[mT] y valores de sensibilidad Hall de hasta 171 [$\frac{\Omega}{T}$], comparables a los valores observados en semiconductores. De esta forma, los resultados obtenidos en esta investigación sirven como guía para la fabricación de sensores Hall de alta sensibilidad para distintos rangos de operación, dependiendo de la aplicación.

Con respecto a las perspectivas de este trabajo, se propone continuar el estudio de las propiedades magnetoeléctricas de los sistemas fabricados para diversos valores del espesor del MgO, así como incorporar un tratamiento térmico de recocido a las muestras para incrementar la sensibilidad Hall.

Referencias bibliográficas

Aharoni, A. (2000). *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*. New York, United States. Editorial: Oxford University Press Inc.

Broeder, F. J. A., Hoving, W., y Bloemen, P. J. H. (1991). Magnetic anisotropy of multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 93, 562-570.

Callister, W. D., (2007). *Materials Science and Engineering: An Introduction*. Utah, Estados Unidos. Editorial: John Wiley & Sons.

Coey, J. M. D., (2010). *Magnetism and Magnetic Materials*. New York, United States. Editorial: Cambridge University Press.

Fu, H. R., Ma, L., Tian, N., You, C. Y., y Wang, K. (2018). The enhancement of anomalous Hall effect by inserting MgO layer in perpendicular anisotropic Pd/Co₂MnSi/MgO/Pd films. *AIP Advances*, 8, 055804.

Gerber, A., Milner, A., Karpovsky, M., Lemke, B., Habermier, H. U., Tuillon, J., Négrier, M., Boisson, O., Mélinon, P., y Perez, A. (2002). Extraordinary Hall effect in magnetic films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 242-245, 90-97.

Hall, E. H. (1879). On a new Action of Magnet on Electric Currents. *American Journal of Mathematics*, 2(3), 287-292.

Hall, E. H. (1881). XVIII. On the “Rotational Coefficient” in Nickel and Cobalt. *Philosophical Magazine*, 12(74), 157.

Heremans, J. P. (1999). Solid State Magnetic Field Sensors and Applications. *Journal of Physics D Applied Physics*, 26(8):1149.

Honeywell Inc., (s.f.). *Hall Effect Sensing And Application*. Illinois, United States.
Editorial: Honeywell Inc.

Johnson, M. T., Bloemen, P. J. H., Broeder, F. J. A., y Vries, J. J. (1996). Magnetic anisotropy in metallic multilayers. *Reports on Progress in Physics*, 59, 1409-1458.

Karplus, R., Luttinger, J. M. (1954). Hall Effect in Ferromagnetics. *Physical Review*, Volume 95, Number 5.

Langley, R. B. (2003). The Magnetic Compass and GPS. *GPS World*.

Marketsandmarkets.com. (2017). Hall-Effect Current Sensor Market.

Nagaosa, N., Sinova, J., Onoda, S., MacDonald, A. H., y Ong, N. P. (2010). Anomalous Hall effect. *Reviews of modern Physics*, Volume 82, April-June.

Néel, L. (1954). L'approche a la saturation de la magnétostriction. *Journal Physique Radium*, 15(5), 376-378.

Pallás, R. (1993). *Adquisición y Distribución de Señales*. Barcelona, España.
Editorial: Marcombo.

Pallás, R. (2008). *Sensores y Acondicionadores de Señal*. Barcelona, España.
Editorial: Marcombo.

Plonus, M. A. (1994). *Applied Electromagnetics*. New York, United States. Editorial: McGraw-Hill.

Pugh, E. M. (1930). Hall Effect and the Magnetic Properties of Some Ferromagnetic Materials. *Physical Review Journal*, 36, 1503.

- Ramsden, E. (2006). *Hall-Effect Sensors: Theory and Applications*. New York, United States. Editorial: Newnes.
- Roos, W., Hempel, K. A., Voigt, C., Dederichs, H., y Schippan, R. (1980). High sensitivity vibrating reed magnetometer. *Review of Scientific Instruments*, 51, 612.
- Serway, R. A., Jewett, J. W. (2005). *Electricidad y Magnetismo*. Sexta edición. ISBN: 970-686-538-1.
- Serway, R. A., Jewett, J. W. (2008). *Physics for Scientists and Engineers, Volume 2, with modern Physics*. Seventh Edition. ISBN-13: 978-0495385448, ISBN-10: 0495385441.
- Spaldin N. (2003). *Magnetic Materials Fundamentals and Applications*, Nueva York, Estados Unidos. Editorial: Cambridge University Press.
- Van Der Merwe. J. H. (1963). Crystal Interfaces. Part I. Semi-Infinite Crystals. *Journal of Applied Physics*, 34, 117.
- Van Der Merwe. J. H. (1963). Crystal Interfaces. Part II. Finite Overgrowths. *Journal of Applied Physics*, 34, 123.
- Van der Pauw, L. J. (1958). Method of Measuring Specific Resistivity and Hall Effect of Discs of Arbitrary Shape. *Philips Research Report*, 13(1), 1-9.
- Zhang, S. L., Teng, J., Zhang, J. Y., Liu, Y., Li, J. W., Yu, G. H., y Wang, S. G. (2010). Large enhancement of the anomalous Hall effect in Co/Pt multilayers sandwiched by MgO layers. *Appl. Phys. Lett.*, 97, 222504.

Zhang, W., Brongersma, S. H., Richard, O., Brijs, B., Palmans, R., Froyen, L., y
Maex, K. (2004). Influence of the electron mean free path on the resistivity
of thin metal films. *Microelectronic Engineering*, 76, 146–152.