

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA DE MATERIALES



TRABAJO DE FIN DE GRADO

Código de TFG: FM01

Materiales magnéticos

Magnetic materials

Rocío Ranchal Sánchez

Daniel Erskine Rodríguez

Grado en Física

Curso académico 2024-25

Convocatoria Ordinaria

Calificación: 9.1

Materiales magnéticos para sensores

Resumen:

El crecimiento y la caracterización de láminas delgadas de NiFe son los objetivos fundamentales de este Trabajo Fin de Grado, además de entender varios fenómenos magnéticos desde los puntos de vista de la Física Cuántica y la Física Experimental. Se exploraron los diferentes tipos de sensores magnéticos más comunes y su funcionamiento básico, ya que el material objeto de estudio se aplica en sensores magnetorresistivos anisotrópicos. El método de crecimiento utilizado para las películas de NiFe fue la electrodeposición, y se caracterizaron mediante difracción de rayos X y microscopía electrónica de barrido. Se estudió el mecanismo de medida de magnetorresistencia anisótropa mediante la técnica de van der Pauw para comprender la obtención de parámetros magnetorresistivos. Se ha obtenido una tendencia creciente del parámetro de red y decreciente de la longitud de coherencia cristalina con el aumento de la cantidad de hierro presente en las capas, que se relacionó con los resultados de magnetorresistencia obtenidos.

Abstract:

The growth and characterization of NiFe thin films are the main objectives of this Bachelor Degree Thesis, as well as understanding several magnetic phenomena from Quantum Physics and Experimental Physics viewpoints. Different types of common magnetic sensors and their working mechanisms were explored, since the material synthesized in this case is often destined to be used in anisotropic magnetoresistive sensors. The growth technique used for the NiFe films was electrodeposition, and the films were characterized via X-ray diffraction and scanning electron microscopy. Van der Pauw anisotropic magnetoresistance was studied in order to understand certain magnetic parameters obtained from the process. The obtained increasing tendency of the lattice parameter and the descending one for the crystalline coherence length for increasing iron percentage in the films was correlated with the magnetoresistance measurements obtained.

Índice

1. Introducción teórica	2
1.1. Origen cuántico del magnetismo en sólidos	2
1.2. Visión macroscópica del magnetismo en sólidos	3
2. Sensores magnéticos	5
2.1. Funcionamiento y tipos	5
2.2. Magnetorresistencia anisotrópica	8
3. Crecimiento y caracterización de las muestras permalloy	10
3.1. Crecimiento: electrodeposición	10
3.2. Caracterización morfológica y composicional: microscopía electrónica de barrido . . .	12
3.3. Caracterización estructural: difracción de rayos X	14
3.4. Caracterización de magnetotransporte: magnetorresistencia anisotrópica	17
4. Discusión de resultados	18
5. Conclusiones y trabajo futuro	19
6. Referencias	20

1. Introducción teórica

1.1. Origen cuántico del magnetismo en sólidos

El origen del magnetismo en los sólidos se debe a la existencia de dos fuentes de momento angular electrónico: el orbital y el de espín [1] [2]. Para el átomo hidrogenoide, el momento orbital se puede explicar por el modelo de Bohr, con momento angular ℓ y momento magnético m proporcionales y opuestos:

$$m = -\frac{e}{2m_e}\ell \quad (1)$$

$$m_z = -\frac{e}{2m_e}m_l\hbar \quad (2)$$

siendo e la carga del electrón, m_e la masa del electrón en reposo, ℓ el número cuántico de momento angular, \hbar la constante de Planck reducida y m_z es la proyección del momento sobre el eje z . Se describe el magnetón de Bohr $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,274 \cdot 10^{-24}$ J/T como la unidad de magnetismo electrónico orbital [3]. Similarmente, se cuantiza el momento magnético de espín (s):

$$m = -\frac{e}{2m_e}s \quad (3)$$

$$m_z = -\frac{e}{2m_e}m_s\hbar \quad (4)$$

con m_s el momento magnético de espín.

El acoplamiento espín-órbita es una interacción relativista que unifica los efectos del espín de una partícula con su movimiento orbital, y se considera como el origen de muchos fenómenos magnéticos. Desde el marco de referencia de un electrón en órbita, se presencia un campo magnético aparente B_{SO} por la órbita alrededor del núcleo (momento orbital), acoplado a un momento magnético intrínseco del electrón (momento de espín).

La energía de interacción en átomos multielectrónicos viene dada por la aplicación del operador $H = \xi(r) L \cdot S$ al sistema [4], donde $\xi(r)$ es una constante que aumenta con el número atómico y disminuye con el radio r del electrón que se mueve alrededor del núcleo. Esta interacción implica la división de los niveles de energía en subniveles:

$$\varepsilon_{SO} = -\mu_B \cdot B_{SO} \approx -\frac{\mu_0\mu_B^2 Z^4}{4\pi a_0^3} \quad (5)$$

donde μ_0 es la permeabilidad magnética en el vacío, Z el número atómico y a_0 el radio de Bohr.

Todos los elementos en su estado atómico presentan algún tipo de magnetismo débil: diamagnetismo o paramagnetismo[5]. Sin embargo, los rasgos asociados a un magnetismo fuerte requieren no solo la presencia de momentos magnéticos permanentes, presentes en elementos cuyos orbitales (3d en metales de transición y 4f en tierras raras) mantienen su momento magnético cuando se forma el sólido, sino que además haya interacción entre ellos. Dependiendo del ordenamiento que adquieran los momentos magnéticos en el sólido, puede aparecer ferro-, ferri- o antiferromagnetismo. Los materiales con los que se ha trabajado de manera experimental en este TFG son aleaciones de metales de transición ferromagnéticas. En este caso, el valor del momento angular orbital es nulo [6], significando que el comportamiento magnético se debe a la interacción entre los espines.

La formación de un sólido con N átomos implica la división de los estados de energía atómicos

en N niveles, esencialmente formando un continuo de energías permitidas (una banda de energía permitida) para los primeros electrones en solapar ($3d$ y $4s$ en el caso de los metales de transición, cuyas energías se encuentran próximas). Representando la densidad de estados de nuestros metales de estudio frente a la energía, se observa que estos elementos presentan una descompensación entre los niveles poblados con distinto espín debido a la estructura de bandas [6], lo que da lugar a un momento magnético neto. En el caso de la Figura 1, se observa que para la aleación se produce una gran descompensación de espín para estados vacíos cercanos al nivel de Fermi, lo que origina un momento magnético importante. Para el caso de níquel esta descompensación es menor, lo que explica su menor momento magnético atómico. Además, es importante entender cómo cambia el momento magnético en una aleación en función de las cantidades atómicas presentes en la misma. Esta dependencia es estudiada en la curva de Slate-Pauling (Figura 2).

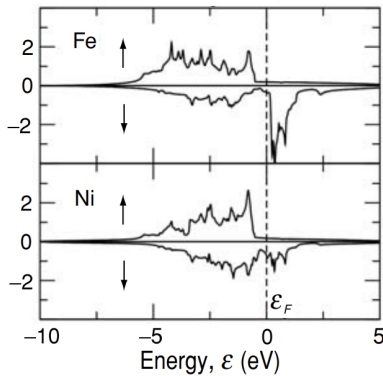


Figura 1: Densidad de estados para el Ni_3Fe [1]. Se representan las polarizaciones de espín para comparar los dos canales (*spin up* y *spin down*).

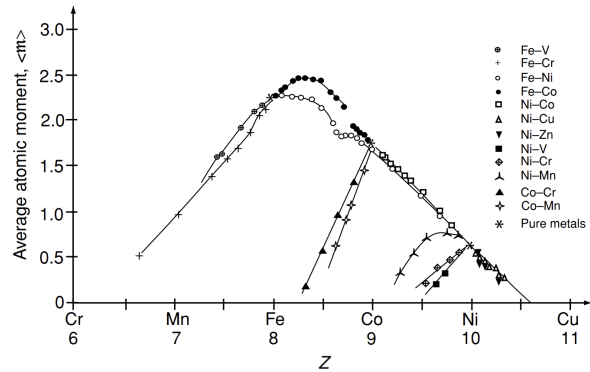


Figura 2: Curva de Slate-Pauling [1]. Predice el momento magnético esperado para varias aleaciones de materiales ferromagnéticos.

Debemos tener en cuenta también la temperatura, ya que la agitación térmica desorienta los momentos magnéticos. Son ferromagnéticos a temperatura ambiente el hierro, cobalto y níquel, ya que la temperatura crítica (temperatura de Curie para el paso de ferromagnetismo a paramagnetismo), por encima de la cual gobierna el paramagnetismo, es superior [7]. En este TFG, todo el trabajo experimental se ha realizado a temperatura de ambiente (~ 300 K) para garantizar el estado ferromagnético de las aleaciones estudiadas.

1.2. Visión macroscópica del magnetismo en sólidos

Para conocer las propiedades de un material a escala macroscópica, es importante describir las relaciones fundamentales y constitutivas del electromagnetismo, que son presentadas en este TFG en el Sistema Internacional de Unidades (SI) [8]. Enuncian que el campo total B (también denominado densidad de flujo magnético) es la suma del campo magnético aplicado H y la intensidad de magnetización M (Ecuación 6). Si generalizamos para un medio isótropo y homogéneo, la susceptibilidad χ_m puede establecerse como un escalar, y representa la relación entre el campo aplicado y la magnetización. Por otro lado, la permeabilidad magnética μ es la relación entre el campo B y el campo aplicado. Esta permeabilidad μ es el producto de la permeabilidad magnética en el vacío μ_0 y la permeabilidad relativa μ_r , característica de cada material (Ecuación 7) [6].

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (6)$$

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \implies \vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \chi_m \vec{H}) = \mu_0(1 + \chi_m)\vec{H} = \mu_0\mu_r \vec{H} = \mu \vec{H}$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (7)$$

Para medir χ_m y μ , es conveniente realizar ciclos de histéresis ya que grafican la reacción del material frente a un campo magnético H (Figura 3). En los materiales ferromagnéticos, la relación entre χ_m o μ y H no es lineal debido a la dinámica de los dominios magnéticos (regiones del espacio con los momentos magnéticos alineados). Partiendo desde el material desimanado, las pendientes de la primera curva de imanación (aquella que parte del origen, es decir, el material en su estado desimanado para un campo externo nulo) resultan en los valores para $\chi_m = dM/dH$ y $\mu = dB/dH$. Se usan con frecuencia la permeabilidad inicial μ_i (pendiente para valores de H bajos) y μ_{max} (máxima pendiente).

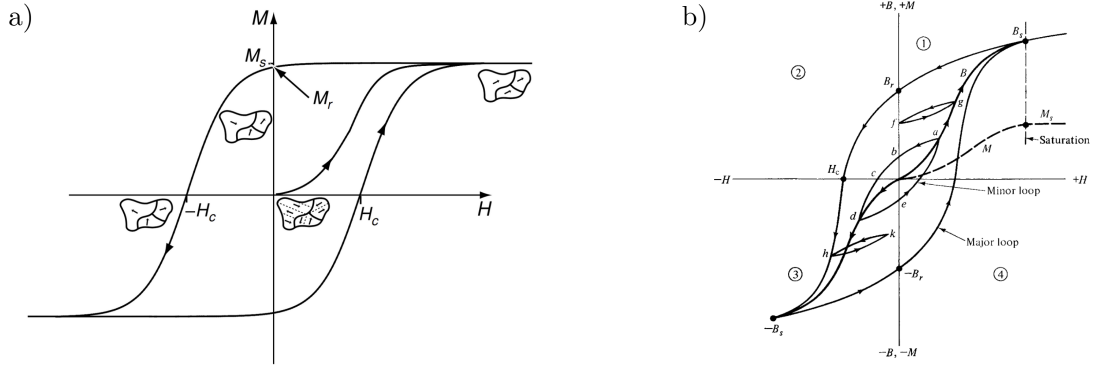


Figura 3: Ciclos de histéresis típicos para un material ferromagnético. a) M vs. H [1]; b) B vs. H [6].

Es conveniente representar el cambio de la magnetización M con el campo aplicado H (Figura 3a)). La magnetización de saturación, M_s , es la máxima magnetización que puede alcanzar el sistema debido a que todos los momentos magnéticos se encuentran alineados en la misma dirección. En ese punto, la gráfica destaca por presentar una tendencia asintótica en la imanación, al no cambiar tras aplicar más campo H . La magnetización de remanencia M_r es aquella que el material presenta tras dejar de aplicar el campo H después de la saturación. A su vez, si representamos B frente a H , existen los puntos de inducción de saturación B_s e inducción de remanencia B_r , descritos cuando se alcance la magnetización correspondiente (Figura 3b)). Además, en esta figura se pueden apreciar los ciclos menores de histéresis, que corresponden a distintos rangos del campo aplicado (trazados f-g, abcde y h-k). Otra propiedad crucial es la coercitividad o campo coercitivo (H_c), que es aquel necesario para anular la magnetización del material.

Los materiales magnéticos pueden clasificarse en función de lo que se conoce como su dureza magnética. Si el material magnético es blando, presentará bajo H_c , de 10^{-4} a 10^{-7} T, lo cual indica alta sensibilidad a campos magnéticos y valores elevados de χ_m y μ (aunque también depende de la presencia de ejes fáciles o difíciles como se explicará a continuación). Además, presentan una inducción de saturación alta (1-2 T) y permeabilidad relativa inicial elevada ($10^4 > \mu_r > 100$), en algunos casos hasta 10^6) [6]. Si el material es duro (alto H_c , 10^{-1} - 10 T) presenta elevada remanencia. Los materiales blandos se emplean sobre todo en sensores magnetorresistivos y fluxgate debido a su sensibilidad (que exploraremos más adelante), mientras que algunos duros se emplean en otro tipo de sensores, como los de posición o los de polarización, aunque son menos comunes [9].

El campo H aplicado a una muestra ferromagnética imanará con mayor facilidad en una dirección, llamada dirección fácil, en relación a otras en las que sea necesario aplicar campos más elevados para alcanzar la saturación. Aquella dirección en la que se requiera mayor campo H se denominará dirección difícil, y la inversión de la imanación se produce por la rotación del sentido de la imanación. La anisotropía magnetocristalina se debe a la interacción espín-órbita, y los ejes fácil y difícil aparecen en determinadas direcciones cristalográficas. En el caso del hierro la familia de direcciones fáciles es $\langle 100 \rangle$ y la difícil es $\langle 111 \rangle$, viceversa para el níquel [1].

Existen varias fuentes de anisotropía magnética a parte de la magnetocristalina. Una de ellas es la anisotropía de forma, en la que existe un campo desimanador debido a la presencia de dipolos magnéticos en la superficie. La anisotropía inducida puede estar presente en una muestra dependiendo del método de fabricación, los tratamientos térmicos o las fuerzas externas, viéndose afectada en magnitud por el tiempo de relajación del sistema desde un punto de vista termodinámico [9].

2. Sensores magnéticos

2.1. Funcionamiento y tipos

Un sensor magnético es un sistema sensible a la presencia o a cambios de campos magnéticos externos, típicamente cuantificando la señal de entrada en forma de un voltaje medible. Debido al elevado número de sensores magnéticos (Figura 4), en este TFG se presentan algunos de los más importantes: sensores de inducción, fluxgate, de efecto Hall, magnetorresistivos, magnetoópticos y los SQUID [9]. El rango de funcionamiento de cada tipo descrito se encuentra en la Figura 4, al igual que el uso que puede dársele.

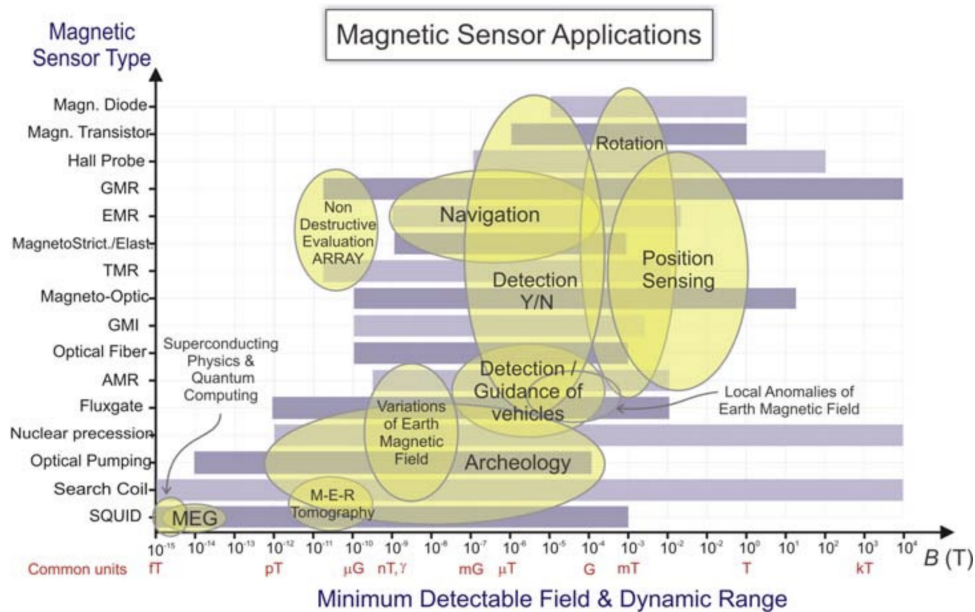


Figura 4: Propiedades magnéticas (rangos dinámicos y detectividades) y aplicaciones de diferentes tipos de sensores [10].

Los **sensores de inducción** funcionan según la ley de Faraday: si el flujo magnético a través

de un conductor solenoidal cambia, se genera un voltaje proporcional al ritmo de cambio entre sus extremos. Existen diversos tipos, siendo los más empleados los *air coils* y los *ferromagnetic core search coils*. Los primeros presentan una relación lineal entre campo aplicado y voltaje de salida, mientras que los segundos presentan una relación no lineal debido a histéresis a campos altos. En general, son capaces de discernir campos de hasta 20 fT [11]. Los *air coils* tienen un diámetro mucho mayor que su espesor (Figura 5a)), mientras que para la misma sensibilidad, aquellos con núcleo ferromagnético (Figura 5b)) tienen menor razón espesor-diámetro. Se fabrican de cobre, o en su defecto de aluminio por consideraciones de peso [9]. La desventaja que presentan es su sensibilidad a las vibraciones, lo que es una fuente de ruido en el sensor.

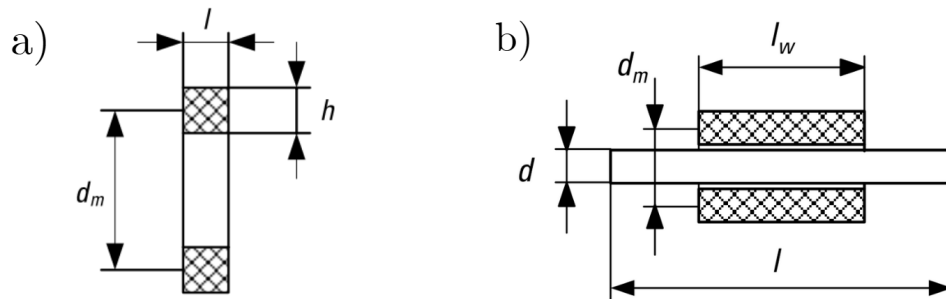


Figura 5: Esquemas de dos tipos de sensores de inducción. a) *Air coil* de espesor l , grosor h y diámetro d_m [9]. b) *Ferromagnetic core search coil* de grosor l_w y diámetro d_m con núcleo de longitud l y diámetro d . [9].

Los **sensores fluxgate** se basan también en el concepto de inducción electromagnética. Constata de dos bobinados, y su configuración típica es la paralela (Figura 6), donde el campo medido y el excitador tienen la misma dirección. Se miden por el bobinado de sentido y el bobinado de accionamiento, respectivamente. El núcleo entra y sale del estado de saturación produciendo una dependencia de $\mu(t)$. Las bobinas son típicamente de cobre, mientras que el material del núcleo es de alta permeabilidad y con un ciclo de histéresis estrecho (material blando)[9]. El rango de detección de campo magnético es de 10^{-2} a 10^7 nT [11]. Pueden configurarse para consumir poca energía debido a su funcionamiento por ciclos menores de histéresis.

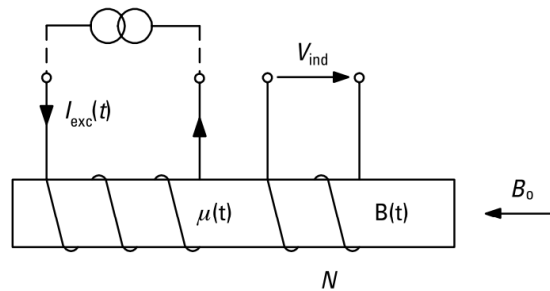


Figura 6: Sensor *fluxgate* de núcleo ferromagnético en el que el flujo interior es dependiente del tiempo, al igual que su permeabilidad magnética. Se aplica una corriente I_{exc} y se mide el voltaje de inducción V_{ind} bajo el campo aplicado B_0 [9].

Los **sensores Hall** (Figura 7) están basados en el efecto del mismo nombre y se fabrican de manera rutinaria a partir de semiconductores dopados. Se requiere una alta movilidad para los

portadores ya que el voltaje medido es directamente proporcional a ella. Por lo tanto, semiconductores como el antimonio de indio (InSb) o el arseniuro de galio (GaAs) fácilmente crecidos por epitaxia de haces moleculares (MBE) son idóneos para estos sensores. Los portadores experimentan la fuerza de Lorentz por la intensidad de campo magnético, lo cual genera el voltaje Hall (Ecuación 8). Pueden digitalizarse fácilmente para cuantificar el campo magnético ya que el voltaje de salida se expresa de manera proporcional al coeficiente Hall R_H , a la intensidad I y al campo B , e inversamente proporcional a la anchura de la muestra t :

$$V_H = \frac{R_H}{t} \cdot I \cdot B \quad (8)$$

Su sensibilidad varía entre los 10^{-3} - 10^{-1} T para dispositivos de silicio, aunque para aquellos de InSb se pueden detectar campos de hasta 10^2 nT [11]. Aunque no es necesario el uso de materiales magnéticos para desarrollar este tipo de sensores, en algunos casos se utilizan concentradores de flujo como se observa en la Figura 8.

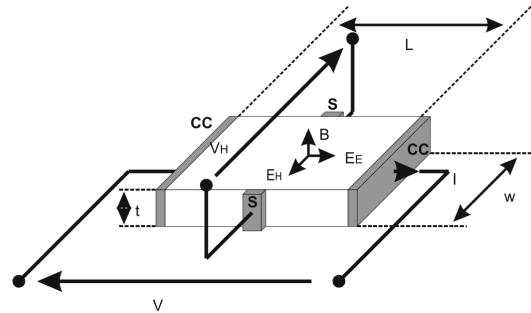


Figura 7: Muestra Hall de grosor t en la que se detecta el voltaje Hall V_H tras aplicar una corriente I y un campo normal a la superficie $L \times w$ [9].

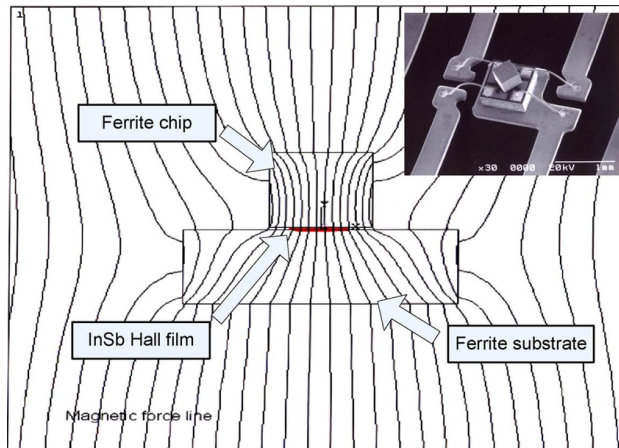


Figura 8: Líneas de fuerza magnética de concentradores de campo para un sensor Hall de película delgada [12].

Los **sensores de magnetorresistencia** (MR) se basan en la detección de un cambio de resistencia ΔR bajo un campo H . Existen diversos tipos, entre ellos: MR anisotrópica (AMR), MR gigante (GMR) y MR túnel (TMR). Los primeros, cuyos principios físicos se discuten más adelante, detectan campos magnéticos en el rango de 1 T a 5 mT [11]. Los GMR (Figura 9a)) se componen de una estructura multicapa de distintos materiales, generalmente de dos ferromagnéticos, uno de ellos con inhibición de la rotación de la imanación por acoplamiento con una capa antiferromagnética,

separados por un conductor delgado. Se estudia de esta manera el cambio de resistividad en configuraciones de imanación paralela y antiparalela. Estos sensores reaccionan bien a campos entre 10 nT hasta 0,1 T. Los TMR (Figura 9b)) involucran el efecto túnel a través de un aislante de espesor nanométrico.

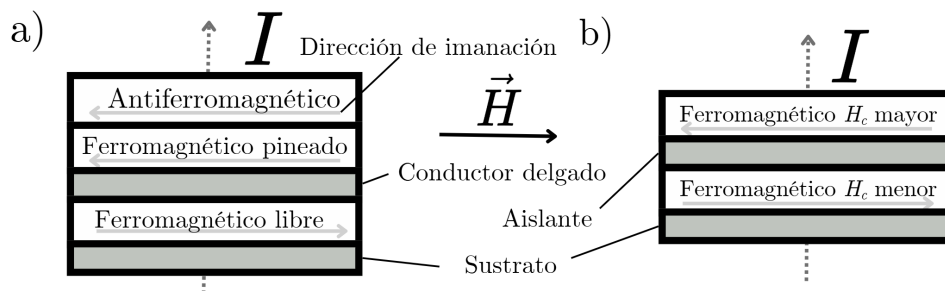


Figura 9: Esquemas multicapa de a) un GMR y b) un TMR por los que circula una corriente I . En el primer caso, el antiferromagnético pinea el ferromagnético subyacente mediante interacciones de canje, impidiendo que el campo H lo voltee, mientras que el ferromagnético debajo del conductor delgado tiene una imanación opuesta vencida por el campo externo. Un caso similar ocurre en TMR, con dos ferromagnéticos con H_c distintos y con una interfaz aislante por la que se produce efecto túnel de los electrones [11].

En los **sensores magnetoópticos** se aprovecha el hecho de que el índice de refracción del cristal es diferente si la precesión de los electrones alrededor del campo magnético es en la misma dirección o en distinta dirección de la luz polarizada que incide: lo que se conoce como el efecto Faraday, y permite una sensibilidad máxima de 30 pT en algunos casos [11]. Los sensores más precisos hasta el momento son los **SQUID (Superconducting Interference Device)**, que se basan en detectar corrientes inducidas en materiales enfriados por debajo de su temperatura de transición a superconductividad, siendo increíblemente precisos al estar el flujo cuantizado. Esto permite unas resoluciones de 10 fT, valor debajo del cual predomina el ruido [11].

2.2. Magnetorresistencia anisotrópica

El estudio experimental de este TFG se enfoca en el desarrollo de materiales para sensores AMR. En concreto, he trabajado con películas delgadas (en el orden de cientos de nanómetros) crecidas mediante la técnica de electrodeposición de níquel-hierro, un material blando denominado generalmente como permalloy. Sus propiedades varían según la proporción atómica x de hierro presente [13][14].

En el efecto AMR la resistencia eléctrica varía con el campo magnético debido a la dispersión (*scattering*) de los electrones de conducción con los espines desapareados de los ferromagnéticos, en este caso en las aleaciones de NiFe. Existe una dependencia geométrica de la respuesta del material debida al ángulo entre la magnetización y la corriente eléctrica circulante por él [9]. La presencia de este efecto se cuantifica con el coeficiente de AMR, descrito como la variación relativa de la resistividad en configuraciones ortogonales, es decir:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho} \quad (9)$$

$$\rho = \rho_{\parallel} \sin^2(\varphi) + \rho_{\perp} \cos^2(\varphi) = \rho_{\perp} + \Delta\rho \cos^2(\varphi) \equiv \frac{A}{l} R \quad (10)$$

con ρ_{\perp} siendo la resistividad cuando la densidad de corriente eléctrica j es perpendicular a la magnetización M (configuración transversal), ρ_{\parallel} cuando es paralela (configuración longitudinal) y $\Delta\rho$ la diferencia entre estas dos últimas. El ángulo entre corriente e imanación es φ , como puede verse en la Figura 10.

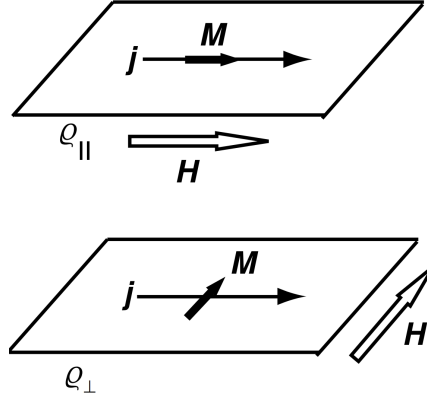


Figura 10: Esquema de configuraciones de medida magnetorresistiva longitudinal (arriba) y transversal (abajo) de la película delgada por la cual circula una densidad de corriente j , y la imanación es M bajo campo H [1].

El coeficiente AMR es normalmente positivo debido a la interacción espín-órbita, ya que la dispersión de los electrones es eficiente cuando el plano de la órbita está en el plano de la densidad de corriente [1]. La movilidad de los electrones ($\mu_{e^-} \propto 1/\rho(\varphi)$) en la configuración transversal es menor que la longitudinal, lo cual implica que la resistividad es mayor para el caso longitudinal que para el transversal. Esto se debe a que existe una mayor dispersión en configuración longitudinal: la mayor dispersión de electrones da lugar a mayor resistencia, mientras que en la configuración transversal el acoplamiento espín-órbita produce menos dispersión.

El uso de permalloys con porcentajes entre el 10 at.% y el 20 at.% de hierro se debe a que optimiza el compromiso entre el coeficiente AMR y el campo magnético anisotrópico más la magnetostricción λ_s (tensor cuyas constantes son nulas en casi todas las direcciones cristalográficas para ciertas composiciones), que es el cambio de las dimensiones de un material ferromagnético al imanarse. Además, debido a la Ecuación 10, este material se usa en sensores de rotación o brújulas. En el caso tabulado de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ [9], los valores intrínsecos del campo coercitivo son bajos: $H_c < 10$ A/m, $\lambda_s \rightarrow 0$, obteniendo unos resultados en torno a $\rho = 2,2 \cdot 10^{-7} \Omega\text{m}$ y $\Delta\rho/\rho = 2 - 4\%$ [9]. El campo desimanador normal a la superficie en películas delgadas fuerza a la imanación a permanecer en el plano, lo que no ocurre en el material *bulk*.

En un estudio de McGuire [13], se grafica el coeficiente AMR frente a la composición, que puede verse en la Figura 11. Las ventajas económicas de esta tecnología de película delgada frente al material masivo incluyen una fabricación de coste reducido, habiendo sido utilizada en la construcción de conjuntos de cabezales de grabación magnéticos para uso multipista [13] [15]. Con estas interesantes propiedades en mente, la motivación de nuestro estudio será aprender sobre procesos de crecimiento y caracterización de materiales que puedan ser utilizados en sensores de AMR.

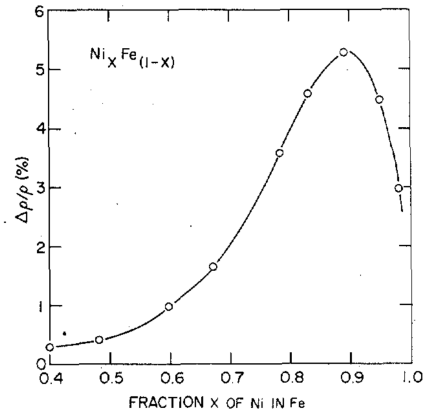


Figura 11: Coeficiente AMR en función de la composición del permalloy masivo (en *bulk*). Se obtienen un máximo para una composición Ni₉₀Fe₁₀ [13].

3. Crecimiento y caracterización de las muestras permalloy

3.1. Crecimiento: electrodeposición

Las muestras de Ni_{100-x}Fe_x se han crecido en este trabajo mediante electrodeposición [14]. Se trata de un proceso de crecimiento a partir de la reducción de cationes presentes en el electrolito (disolución en agua desionizada) sobre la superficie de un electrodo debido al paso de corriente eléctrica. El cátodo es el sustrato metálico (vidrio cubierto por una capa de 10 nm de titanio o cromo y 50 nm de oro encima) colocado sobre un soporte de cobre cubierto por kapton (material aislante) salvo el área del sustrato y el extremo opuesto del soporte de Cu, para permitir el flujo de corriente. Para que circule corriente hasta el sustrato, se emplea pintura de plata. El ánodo es una malla de platino. Se emplea un electrodo de referencia para controlar la diferencia de potencial entre cátodo y ánodo. Los componentes del montaje experimental se aprecian en la Figura 12a), y de manera más esquematizada en la Figura 12b). Es importante asegurarse de que existe una buena conexión eléctrica, por lo que se emplea un multímetro para determinar la resistencia que ofrece el sistema del cobre más el sustrato, en la mayoría de los casos midiendo una resistencia aproximada de 3 Ω cuando el contacto eléctrico es bueno.

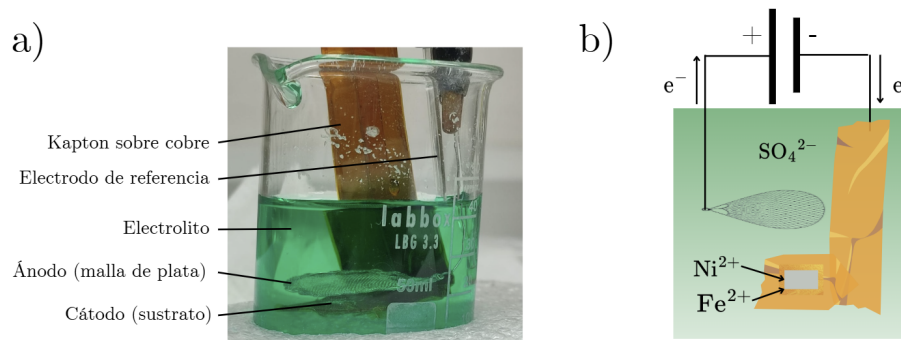


Figura 12: Montaje experimental para la electrodeposición y componentes químicos. a) Vaso de precipitados de 40 mL de disolución con componentes para la electrodeposición. b) Simplificación de la reacción de reducción.

Los solutos del electrolito se enumeran en la Tabla 1 con sus respectivas concentraciones, em-

pleando como disolvente agua desionizada. Para conseguir distintos x , en el grupo donde he realizado el TFG conocen el potencial y cantidad de sulfato de Fe que hay que utilizar de estudios previos. En todos los casos, el pH adecuado para el electrolito se encuentra a $2,2 \pm 0,2$, una disolución ácida. Esto es medido por el pH-metro.

Tabla 1: Componentes del electrolito[14].

Componente	Molaridad
H ₃ BO ₃ (ácido bórico)	0,4 M
C ₇ H ₅ NO ₃ S (sacarina)	17 mM
NiSO ₄ · 6 H ₂ O (sulfato de níquel (II) hidratado)	0,7 M

En el caso de las muestras E180 y E181, se completó una disolución de 40mL, y se produjo la electrodeposición a una diferencia de potencial de aproximadamente -1,2 V (Tabla 2), lo que consideraremos ritmo rápido. Las muestras E157 y E158 fueron preparadas previamente a mi trabajo en el laboratorio, con un ritmo considerado lento respecto al anterior (-0,95 V) (Tabla 3).

Tabla 2: Componentes variables. Crecimiento de muestras a velocidad rápida [14].

Muestra	Valor objetivo de x	FeSO ₄ · 7 H ₂ O (sulfato de hierro (II) hidratado)	Diferencia de potencial	Área
E180	10 (Ni ₉₀ Fe ₁₀)	19,7 mM	-1,2 V	0,158 cm ²
E181	20 (Ni ₈₀ Fe ₂₀)	48,5 mM	-1,15 V	0,170 cm ²

Tabla 3: Componentes variables. Crecimiento de muestras a velocidad lenta[14].

Muestra	FeSO ₄ · 7 H ₂ O (sulfato de hierro (II) hidratado)	Diferencia de potencial	Área
E157	5,4 mM	-0,95V	0,17 cm ²
E158	10,8 mM	-0,95 V	0,19 cm ²

El tiempo necesario para el espesor deseado es calculado con la 1^a y 2^a ley de Faraday de la electrólisis. La primera enuncia que la masa m de una sustancia depositada en un electrodo es proporcional a la carga Q . La segunda establece que la masa depositada en el electrodo es directamente proporcional a lo que él llamó equivalente químico, que es la masa molar M_{mol} entre el número de valencia v . En el caso de corriente constante, $Q = I \cdot t$, la carga puede despejarse para llegar a la expresión:

$$Q = \frac{nFm}{M_{mol}} = \frac{nF\rho Aw}{M_{mol}} \quad (11)$$

siendo n el número de electrones reductores, F la constante de Faraday. Para $x = 10$, el valor de Q es $2,36 \cdot 10^{-3} \cdot A \cdot w$, mientras que para $x = 20$ es $2,24 \cdot 10^{-3} \cdot A \cdot w$, siendo A el área del sustrato disponible en cm² y w el espesor de la lámina que deseamos crecer. El programa PStTrace nos ayudará a determinar la cantidad de carga que se depositará para los diferentes casos de porcentajes atómicos tras calcularla con la Ecuación 11, y detendremos la aplicación de diferencia de potencial cuando lleguemos a ella. Los resultados de los cálculos junto al tiempo de electrodeposición se encuentran en la Tabla 4.

Tabla 4: Carga de la electrodeposición según las Ecuaciones de Faraday.

Muestra	Carga (μC)	Tiempo (s)
E156	$8,5 \cdot 10^4$	51
E157	$9,0 \cdot 10^4$	165
E180	$7,46 \cdot 10^4$	9,75
E181	$7,62 \cdot 10^4$	10,75

Teniendo en cuenta estas condiciones de crecimiento, se han depositado diferentes muestras que han sido analizadas en este TFG: las muestras E180 y E181 fueron crecidas por mí mismo, mientras que el grupo de laboratorio me facilitó las muestras E157 y E158 y los datos de crecimiento.

3.2. Caracterización morfológica y composicional: microscopía electrónica de barrido

Con el fin de estudiar la composición y la morfología de las muestras E157 y E158, se recurrió a microscopía electrónica de barrido (SEM, *Scanning Electron Microscope*) para obtener espectros de EDX e imágenes de las mismas. En concreto, se utilizó un microscopio JSM 6400 JEOL del Centro Nacional de Microscopía Electrónica de la UCM, contando con la ayuda del técnico, David Benito. El microscopio electrónico de barrido empleado en este TFG trabaja con un haz de electrones emitidos desde un filamento de wolframio por el que circula corriente eléctrica (emisión termoiónica). El haz es acelerado y enfocado por una serie de lentes condensadoras, lentes objetivo y aperturas como se puede observar en la Figura 13. La diferencia de potencial aplicada fue de 20 kV y la magnificación era x1000. Se empleó SEM para dos muestras de 200 nm de espesor de níquel-hierro cuya composición deseaba determinarse.

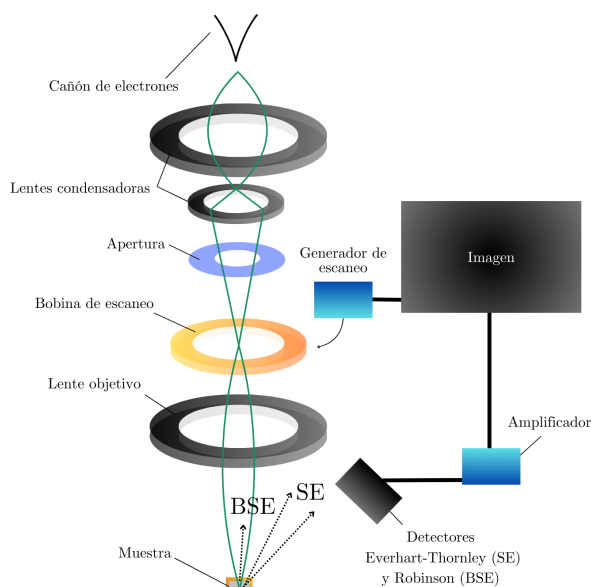


Figura 13: Esquema del SEM.

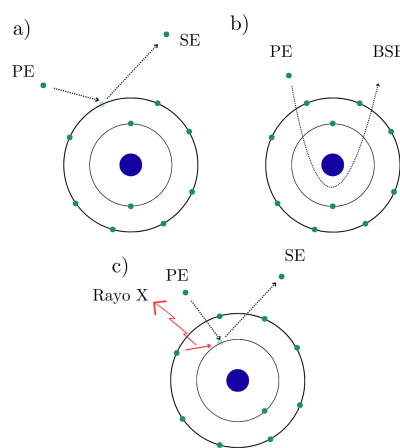


Figura 14: Mecanismo de generación de a) electrones secundarios, b) electrones retrodispersados y c) emisión rayos X.

El barrido ocurre debido a la desviación del haz que traza un patrón rectangular de escaneo. El haz interactúa con la muestra subyacente, dando lugar entre otros a los electrones secundarios (SE) y los electrones retrodispersados (BSE) (Figura 14): los primeros son procedentes de la colisión

inelástica con los átomos de los primeros nanómetros de profundidad, y los segundos provienen de más adentro en el volumen de interacción. Los SE son fundamentales en la formación de imagen gracias al detector Everhart-Thornley, un sistema centelleador-fotomultiplicador, y son los utilizados en este TFG para obtener la información topográfica de las muestras.

El sistema además recibe la señal de rayos X generada por la muestra que provienen de transiciones energéticas electrónicas, que dan lugar a un espectro. Este fenómeno se conoce como espectroscopía de energía dispersiva de rayos X (EDX por sus siglas en inglés). El espectro es analizado por el programa vinculado al microscopio, INCA, para determinar la composición de la muestra. Las dos muestras analizadas se denominan E157 y E158. Se contactó eléctricamente mediante cinta de carbono cada muestra al portamuestras para evitar el exceso de carga causado por el haz de electrones.

En primer lugar se midió la composición de la muestra E157 en varias regiones, existiendo entre ellas alguna diferencia, por lo que se presenta el valor medio. Se tomaron imágenes tanto de topografía como mapas de composición, y se registraron los resultados de la espectroscopía de las muestras E157 y E158: se ilustra un ejemplo en las Figuras 15, 16 y 17. Gracias a la espectroscopía EDX, se puede determinar la composición del material depositado, resultando ser $\text{Ni}_{91}\text{Fe}_9$ para la muestra E157. La segunda región analizada presentaba características similares, pero su composición no era idéntica, si no que esta parte del material presentaba unos porcentajes atómicos $\text{Ni}_{89}\text{Fe}_{11}$. En promedio, podría considerarse como una muestra $\text{Ni}_{90}\text{Fe}_{10}$. Se observa en la Figura 15 que la muestra E158 es lisa y no presenta rugosidades. No obstante, se pueden observar pequeños defectos puntuales en ella.

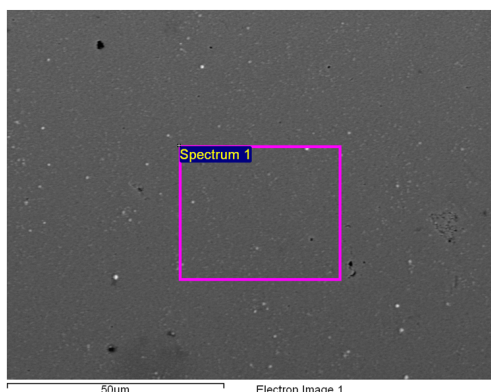


Figura 15: Imagen de la topografía de la muestra E158.

En la muestra E158, se esperaría un aumento en la cantidad de hierro atómico presente (x) debido a que el electrolito contaba con el doble de sulfato de hierro. Considerando los datos del caso E158 de la Tabla 5, efectivamente es el caso. La homogeneidad de la muestra E158 observada en la morfología (Figuras 17a) y 17b)) nos indica que la electrodeposición se realizó de manera correcta. Sin embargo, la primera región estudiada presenta una composición $\text{Ni}_{87}\text{Fe}_{13}$, mientras que para la segunda región es de $\text{Ni}_{90}\text{Fe}_{10}$, siendo la media $\text{Ni}_{89}\text{Fe}_{11}$.

Como puede verse en la Figura 16, se obtienen máximos de intensidad de Ni y Fe gracias al EDX. Aparecen además otros picos, pertenecientes al sustrato. En la Figura 17 se aprecia una región de la muestra E158 donde la composición es homogénea, por lo que la composición sigue la morfología de la capa.

Tabla 5: Porcentajes atómicos obtenidos EDX en SEM .

Muestra	% Atómico Primera región	% Atómico Segunda Región	Promedio
E157	Ni: 91 Fe: 9	Ni: 89 Fe: 11	Ni ₉₀ Fe ₁₀
E158	Ni: 87 Fe: 13	Ni: 90 Fe: 10	Ni ₈₉ Fe ₁₁

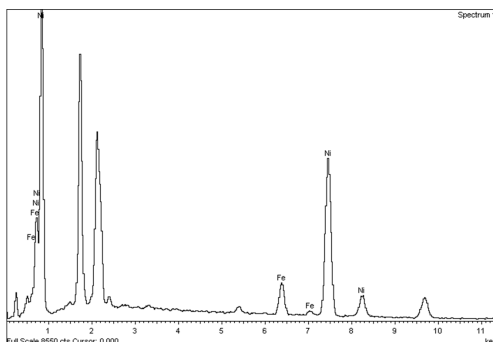


Figura 16: Espectro de EDX de la muestra E158.

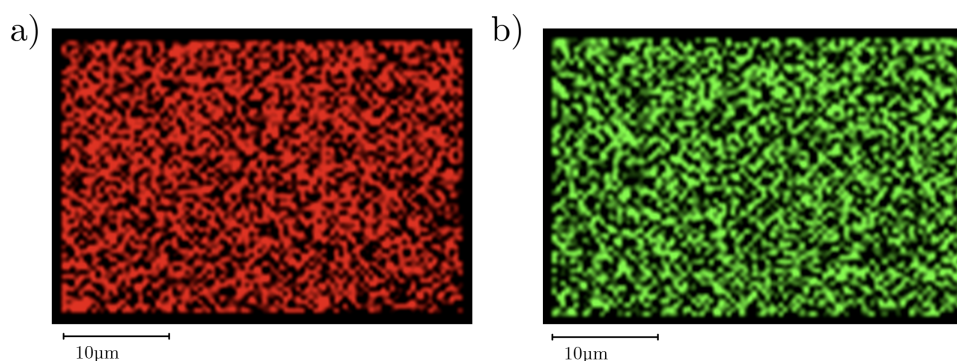


Figura 17: Mapas de composición de la muestra E158 en un área $40 \times 30 \mu\text{m}^2$. a) Níquel, b) hierro.

Analicemos a continuación los datos experimentales obtenidos en la Tabla 5 que nos proporciona el porcentaje atómico de diversas secciones de barrido que se llevaron a cabo sobre las muestras. Estas se distinguen en que el electrolito contenía 5,4 mM de sulfato de hierro en el primer caso y el doble, 10,8 mM, en el segundo. Sin embargo, no varió considerablemente la composición.

3.3. Caracterización estructural: difracción de rayos X

Esta técnica experimental, también llamada XRD por sus siglas en inglés (x-ray diffractometry), se basa en la dispersión elástica de rayos X con los átomos de la red. Los rayos difractados interfieren constructivamente, resultando en máximos de intensidad que recoge un detector de rayos X, y muestra esos máximos en gráficas analizables por software comparadores con bases de datos. Matemáticamente, la interferencia debe cumplir que la diferencia del camino óptico sea múltiplo de la longitud de onda de los rayos X, es decir, que se cumpla la ley de Bragg:

$$2d_{hkl} \sin \theta = n\lambda \quad (12)$$

siendo d_{hkl} la distancia interplanar, mientras que los subíndices corresponden a los índices de Miller

de la familia de planos que difracta. Para generar los rayos X el equipo emplea la aceleración de electrones que chocan contra un blanco, cuyas desexcitaciones atómicas emiten fotones por transiciones cuánticas. En este caso, la radiación característica empleada $\lambda = 1,5406\text{\AA}$, emitida de un blanco de cobre. Gracias a la Unidad de Difracción de Rayos-X de la Fac. CC. Químicas de la UCM, se pudieron obtener los patrones de difracción para las muestras crecidas a ritmo lento (E180 y E181).

El software empleado para el análisis del patrón de difracción obtenidos es Profex. La librería asociada *Crystallography Open Database* (COD) permite la correlación de los picos de intensidad en función de los índices de Miller. Además, la relación de la distancia interplanar con el parámetro de red permite obtener datos numéricos analizables.

$$d_{hkl} = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}, \quad a = \frac{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}\lambda}{2 \sin \theta} \quad (13)$$

La estructura cristalina del níquel es FCC, cúbica centrada en las caras. Debido a que las aleaciones estudiadas presentan una composición mayoritaria en níquel, sabemos que las muestras mantienen esta estructura FCC de níquel con sustituciones de hierro. Este hecho se verifica ya que las extinciones debidas a la red por el factor de estructura únicamente permiten picos de máxima intensidad para índices de Miller h, k, l con la misma paridad, según se observa en los datos obtenidos para varias muestras de NiFe con distintas composiciones.

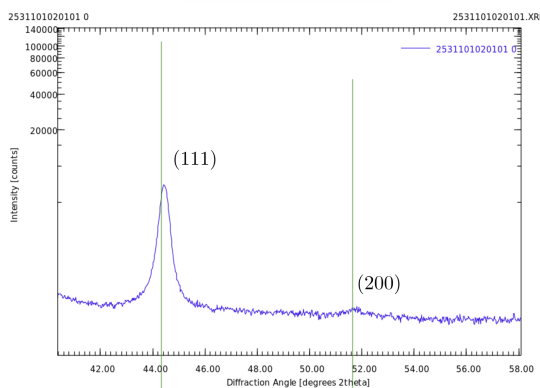
Un parámetro que puede ser relevante para las propiedades magnéticas es la longitud de coherencia cristalina, que representa el tamaño promedio de dominios cristalinos ordenados, y se define mediante la fórmula de Scherrer [16]:

$$D = \frac{K\lambda}{FWHM \cos \theta} \quad (14)$$

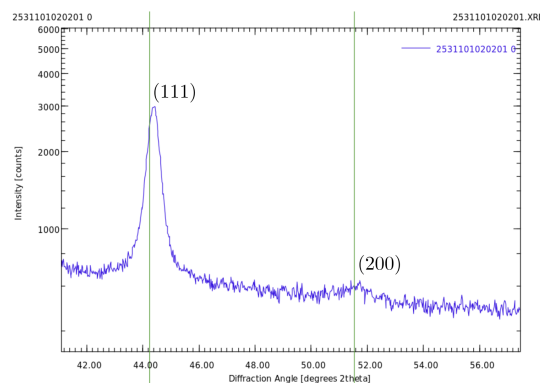
con el factor instrumental $K \approx 0,9$, siendo FWHM la anchura a mitad de altura (*Full Width at Half Maximum*) de un pico determinado (datos que se determina empleando el software Origin) y θ el ángulo incidente del haz de rayos X, y λ es la longitud de onda de la línea de transición del cobre $K_{\alpha 1}$.

A partir de los patrones de difracción se ha obtenido a y D , al igual que identificado los picos de NiFe para los planos (111) y (200) (Figuras 18a) y 18b)), cuyo eje de intensidad es logarítmico. El desplazamiento de los picos se debe a la variación en composición con respecto al valor teórico de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ $2\theta = 44,24^\circ$ para el primer pico y $2\theta = 51,24^\circ$ para el segundo. En el caso de $\text{Ni}_{90}\text{Fe}_{10}$, los valores son $2\theta = 44,32^\circ$ y $2\theta = 51,64^\circ$. Sin embargo, el valor experimental de la posición del pico del plano de difracción (111) se encuentra ligeramente a la derecha en ambos casos.

Los máximos de intensidad presentes para el pico (111) de las muestras E157, E158, E180 y E181 se analizaron con Origin. Se realizó un ajuste lorentziano (ver Figura 19) para la obtención paramétrica del FWHM, entre otros valores.



a) Muestra 180, Ni₉₀Fe₁₀.



b) Muestra 181, Ni₈₀Fe₂₀.

Figura 18: Patrones de difracción de rayos X de las muestras E180 y E181 (azul) y los valores teóricos para la composición Ni₉₀Fe₁₀ y Ni₈₀Fe₂₀, respectivamente (verde). Cada muestra se compara con su valor teórico. El eje de ordenadas es intensidad logarítmica y el de abscisas es 2θ . Gráficas obtenidas en Profex.

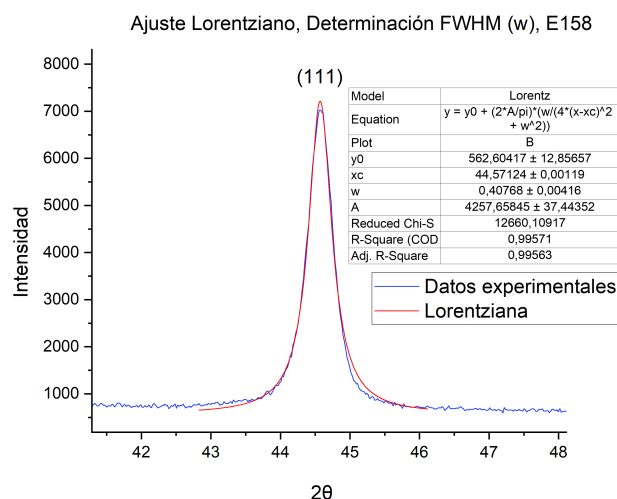


Figura 19: Máximo en $2\theta = 44,57^\circ$ de la muestra E158. Datos experimentales en azul y ajuste en rojo.

Tabla 6: Datos obtenidos de los patrones de difracción de rayos X, Profex y Origin.

Muestra	Molaridad FeSO ₄ (mM)	θ (rad)	w (rad)	Parámetro de red a ($\cdot 10^{-10}$ m)	Longitud de coherencia cristalina D ($\cdot 10^{-8}$ m)
E157 (Ni ₉₀ Fe ₁₀)	5,4	0,3893	0,006794	3,516	2,28
E158 (Ni ₈₉ Fe ₁₁)	10,8	0,3890	0,006789	3,518	2,11
E180 (Ni ₉₀ Fe ₁₀)	19,7	0,3878	0,006768	3,528	2,40
E181 (Ni ₈₀ Fe ₂₀)	48,5	0,3874	0,006761	3,532	1,77

El parámetro de red en todos los casos es muy similar al del níquel, 0,352 nm [17], y se mantiene la estructura FCC debido a que la matriz es rica en Ni y el contenido de Fe es relativamente bajo. A pesar de que se aumentó la cantidad de sulfato en el electrolito entre las muestras E157 y E158, la composición de las muestras no aparentó ser afectada más que un 1 at. % para los átomos de hierro presentes. Creemos que esto se puede deber a que fueron crecidas para el mismo potencial de tal forma que en estas condiciones, ritmo rápido de crecimiento, si se mantiene el potencial la

composición no se ve afectada. Por el contrario, en las muestras E180 y E181 crecidas a un ritmo más lento, sí que se pudo controlar el contenido de Fe en las muestras mediante la composición del electrolito al ser crecidas más lentamente. La longitud de coherencia cristalina tiene una tendencia decreciente con x , más acentuada en el segundo caso. El promedio D es de 21,4 nm.

3.4. Caracterización de magnetotransporte: magnetorresistencia anisotrópica

La técnica empleada en las medidas de AMR es el método de Van der Pauw [18]. Trata de una configuración de cuatro contactos conductores en los bordes de la muestra, pequeños en comparación al tamaño de esta. Entre dos puntas fluye corriente mientras que las otras dos miden la diferencia de voltaje: esto implica 8 medidas en total de corriente-voltaje.

$$R_A = \frac{R_{12,43} + R_{21,34} + R_{43,12} + R_{34,21}}{4}, \quad R_B = \frac{R_{23,14} + R_{32,41} + R_{14,23} + R_{41,32}}{4} \quad (15)$$

$$e^{-\pi R_A/R_s} + e^{-\pi R_B/R_s} = 1 \quad (16)$$

Si se considera que $R = R_s \approx R_b$, las medidas de resistencia pueden calcularse con la expresión:

$$R_s = \frac{\pi R}{\ln(2)} (R_{12,43} + R_{21,34} + R_{43,12} + R_{34,21}) \quad (17)$$

El sistema utilizado se encuentra en el laboratorio bajo la supervisión de mi tutora de TFG. En concreto, el sistema experimental (ver Figura 20) consta de una fuente de alimentación que proporciona como máximo 5 A y 60 V, conectada a un electroimán o carretes Helmholtz, según la necesidad. Con los carretes se consigue un campo máximo de 30 mT, mientras que con el electroimán de 150 mT, ambos medidos por un teslámetro (el equipo empleado en el laboratorio es el DX-160 de Dexing Magnets), en sí un sensor magnético basado en el efecto Hall. La resistencia de la muestra es medida por un *sourcemeater* (Keithley 2400), que puede emplear una fuente de corriente y medir el voltaje, presentando en la pantalla numérica el valor de la resistencia en un amplio rango de ohmios (desde 100 $\mu\Omega$ hasta 211 M Ω). La muestra no requiere tratamiento previo.

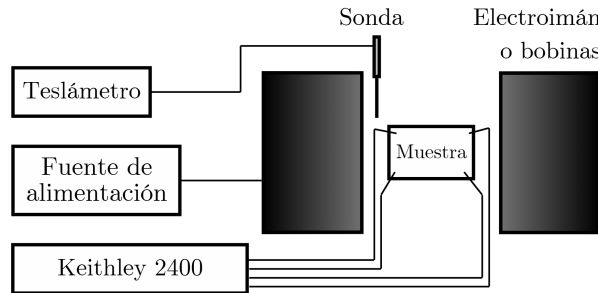


Figura 20: Esquema básico del montaje experimental para las medidas de magnetorresistencia.

Los datos de MR de una muestra del laboratorio de $\text{Ni}_{90}\text{Fe}_{10}$ (E150) fue proporcionada por mi tutora. El espesor, a diferencia de las muestras anteriores (200 nm), es de una micra, y las condiciones de crecimiento se corresponden con las de ritmo lento. La intensidad de corriente que circula por la muestra se mantiene constante en 0,1 A, obteniendo una resistencia sin campo aplicado de 0,1407 Ω para el caso longitudinal y 0.13901 Ω para el caso transversal. Esta diferencia entre configuraciones ya la descubrió lord Kelvin para este material en 1857 [19] cuando se percató de una disminución de la resistencia cuando variaba la corriente que circulaba por un rectángulo de

níquel, mucho antes del nacimiento de la Física Cuántica.

Para la configuración transversal, se aplica un campo desde los 49,4 mT hasta los $-47,92$ mT (el signo negativo por el sentido contrario), y de vuelta a los 47,97 mT. El recorrido longitudinal es para los mismos valores, como puede verse en la Figura 21.

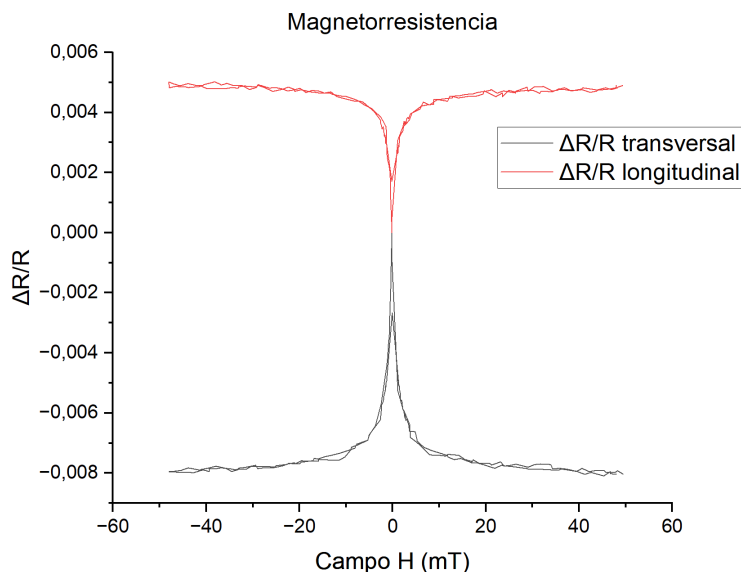


Figura 21: Configuraciones longitudinal y transversal de la muestra E150 para la medida de AMR.

Se verifica lo discutido en la Sección 2.2, ya que la resistencia en la configuración longitudinal es mayor ($0,1413 \Omega$ de media) que en la configuración transversal ($0,1382 \Omega$ de media). La configuración longitudinal alcanza una variación en la resistencia de 0,5 %, mientras que en la configuración transversal alcanza el 0,8 %, una variación total de AMR de 1,3 %, que se encuentra en el orden de magnitud del material en bulk. El sistema es sensible a cambios de 5 mT, un valor que cae dentro del rango estimado por otros autores [11]. Quedaría como trabajo futuro ver como afecta a la AMR la reducción de espesor y las condiciones de crecimiento (ritmo lento vs. ritmo rápido) para diferentes composiciones.

4. Discusión de resultados

El trabajo experimental ha sido variado y exhaustivo, favoreciendo una caracterización morfológica, composicional, estructural y magnética satisfactoria. El crecimiento mediante electrodeposición resulta ventajoso frente a otros métodos como el *sputtering*, debido a que no requiere de cámaras de vacío, abaratando el proceso. Para el crecimiento de nuestras muestras se estudiaron distintos ritmos de deposición para los cuales variaba considerablemente la molaridad. En primer lugar, el empleo del SEM permitió obtener imágenes para verificar una superficie lisa y libre de defectos que posiblemente interferirían en medidas de AMR (sobre todo en la muestra E158). La composición homogénea también se pudo verificar con EDX, al igual que los picos de níquel y hierro en las gráficas obtenidas por espectroscopía. Se caracterizaron entonces las dos muestras como $\text{Ni}_{90}\text{Fe}_{10}$ (E157) y $\text{Ni}_{89}\text{Fe}_{11}$ (E158).

La caracterización de las muestras E157 y E158 mediante SEM indica que la variación de la

molaridad en el electrolito no es un factor tan determinante como el ritmo de deposición (rápido siendo $-1,2$ V y lento siendo $-0,95$ V), ya que aun duplicando el contenido de sulfato en la muestra, el porcentaje atómico no varía mucho. Esto se ha estudiado en el grupo de laboratorio con otras muestras y se ajusta a lo observado en nuestros resultados. Los componentes del electrolito (salvo el sulfato de hierro) se han mantenido igual para todos los casos, y se aprecia mediante XRD en las muestras E180 y E181 que corresponden a las composiciones que se tenían como objetivo.

Las medidas de magnetorresistencia de la muestra E150 proporcionaron un valor del coeficiente AMR, con un máximo en la configuración longitudinal ($0,8\%$) debido a que existe una mayor dispersión de electrones dando lugar a mayor resistencia en esa configuración, observado macroscópicamente, pero comprendido desde un punto de vista cuántico. El análisis de la quinta muestra en la última sección respalda el potencial del permalloy en sensores AMR, con un coeficiente de $1,3\%$ que cae dentro de lo esperado para este tipo de materiales según los estudios del grupo. Podría usarse en sensores integrados, típicamente son cuatro resistencias de permalloy sobre un sustrato de silicio formando un circuito de corriente de dos vías, llamado puente [11], aunque generalmente el método de crecimiento es por sputtering en vez de electrodeposición. Los sensores basados en permalloy pueden emplearse en tecnología de navegación, cabezales de lectura magnética o instrumentación biomédica [9], por lo que es de interés optimizar su fabricación mediante electrodeposición para abaratar los precios de dispositivos comerciales.

5. Conclusiones y trabajo futuro

Este Trabajo Fin de Grado ha permitido abordar los materiales magnéticos desde una rama más fundamental de la Física, y adquirir competencias a nivel experimental. La revisión bibliográfica realizada acerca del magnetismo desde un punto de vista cuántico facilitó la comprensión del papel fundamental que juegan los espines de los electrones en el magnetismo de la materia. La interacción de canje, la teoría de bandas y la densidad de estados de estos sistemas, aun lejos de ser fenómenos fáciles de modelar, dan una explicación inteligible del magnetismo a nivel atómico. La comprensión del acoplamiento espín-órbita resultó ser crucial para entender el efecto de AMR, y su modelo cuántico es coherente con los resultados experimentales. Se han estudiado los distintos parámetros que rigen el comportamiento de las muestras ferromagnéticas, como aquellos de los ciclos de histéresis o el coeficiente de AMR. A efectos experimentales, se trabajó en varias disciplinas tratadas como asignaturas en la carrera, como la Química, Métodos Experimentales de Física del Estado Sólido y Física de Materiales Avanzados. Se aprendieron técnicas de crecimiento (electrodeposición) y de caracterización de materiales (SEM, EDX, XRD y el método van der Pauw).

Se ha estudiado la tendencia decreciente de la coherencia cristalina y la tendencia creciente del parámetro de red (y por tanto de la distancia interplanar) con el aumento de molaridad de sulfato de hierro, aunque no se ha podido estudiar el efecto que conlleva en el coeficiente AMR, si no que queda pendiente en la línea de investigación. El grupo de laboratorio podrá realizar un análisis similar al mío con las muestras que crecí si así lo decide; sería interesante observar cómo depende la calidad de la muestra variando el potencial de crecimiento pero manteniendo la molaridad de todos los componentes del electrolito constante. También sería de interés someter las muestras a tratamientos térmicos post-crecimiento, o realizar las medidas de magnetorresistencia a diferente temperatura que la ambiental, para estudiar si los sistemas integrados en dispositivos comerciales pueden alcanzar temperaturas superiores a las trabajadas.

6. Referencias

- [1] John MD Coey. *Magnetism and magnetic materials*. Cambridge university press, 2010.
- [2] Miriam Martínez Flórez. *Láminas delgadas magnéticas: obtención y propiedades*. Trabajo fin de grado, Universidad de Oviedo, 2020.
- [3] Codata value: Bohr magneton — physics.nist.gov. <https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?mub>. [Accessed 20-05-2025].
- [4] D. Dai, H. Xiang, and M. Whangbo. Effects of spin-orbit coupling on magnetic properties of discrete and extended magnetic systems. *Journal of Computational Chemistry*, 29(13):2187–2209, May 2008.
- [5] Charles Kittel. *Introduction to Solid State Physics*. Wiley, 8 edition, 2004.
- [6] B.D. Cullity and C.D. Graham. *Introduction to Magnetic Materials*. Wiley, 2011.
- [7] Wikipedia. Temperatura de curie — wikipedia, la enciclopedia libre, 2024. [Internet; descargado 7-diciembre-2024].
- [8] D.J. Griffiths. *Introduction to Electrodynamics*. Pearson Education, 2014.
- [9] Pavel Ripka. *Magnetic sensors and magnetometers*. Artech house, 2021.
- [10] M. Díaz-Michelena. Small magnetic sensors for space applications. *Sensors*, 9(4):2271–2288, March 2009.
- [11] J. Lenz and S. Edelstein. Magnetic sensors and their applications. *IEEE Sensors Journal*, 6(3):631–649, 2006.
- [12] P. Ripka and M. Janosek. Advances in magnetic field sensors. *IEEE Sensors Journal*, 10(6):1108–1116, June 2010.
- [13] T McGuire and RL Potter. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys. *IEEE Transactions on magnetics*, 11(4):1018–1038, 1975.
- [14] A. Begué, N. Cotón, and R. Ranchal. Magnetic anisotropy evolution with fe content in electrodeposited ni100xfex thin films. *J. Mater. Chem. C*, 12:10104–10109, 2024.
- [15] L. Jogschies, D. Klaas, R. Kruppe, J. Rittinger, P. Taptimthong, A. Wienecke, L. Rissing, and M. Wurz. Recent developments of magnetoresistive sensors for industrial applications. *Sensors*, 15(11):28665–28689, November 2015.
- [16] S.A. Hassanzadeh-Tabrizi. Precise calculation of crystallite size of nanomaterials: A review. *Journal of Alloys and Compounds*, 968:171914, December 2023.
- [17] Wikipedia contributors. Nickel — Wikipedia, the free encyclopedia, 2025. [Online; accessed 21-April-2025].
- [18] L. J. van der Pauw. *A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape*, page 174–182. World Scientific, March 1991.
- [19] W. Thompson. *Proceedings of the Royal Society of London*, 8:546–550, December 1857.