



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
DOCTORADO EN INGENIERÍA ELÉCTRICA – INSTRUMENTACIÓN

TRANSPORTE MAGNÉTICO Y ELÉCTRICO EN TRICAPAS
FERROMAGNÉTICAS BASE COBALTO PARA APLICACIÓN
EN ESPINTRÓNICA

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN INGENIERÍA

PRESENTA:
M. I. ENRIQUE FRANCISCO PINZÓN ESCOBAR

TUTOR PRINCIPAL
DRA. MA. HERLINDA MONTIEL SÁNCHEZ, ICAT-UNAM.
COMITÉ TUTOR
DR. ASUR GUADARRAMA SANTANA, ICAT-UNAM.
DR. DANIEL MATATAGUI CRUZ, IMA-UCM ADIF.

CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX, ABRIL 2023



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

JURADO ASIGNADO:

Presidente: DR. KOLOKOLTSEV OLEG
Secretario: DR. PÉREZ ALCÁZAR PABLO ROBERTO
1 er. Vocal: DRA. MONTIEL SÁNCHEZ M. HERLINDA
2 do. Vocal: DR. MATATAGUI CRUZ DANIEL
3 er. Vocal: DR. ALVAREZ LUCIO GUILLERMO

Lugar o lugares donde se realizó la tesis: Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología,
Ciudad Universitaria, UNAM.

TUTORA DE TESIS:

Dra. Ma. Herlinda Montiel Sánchez

FIRMA

(Segunda hoja)

Agradecimientos

Quiero agradecer especialmente a mi directora de tesis y tutora, la Dra. M. Herlinda Montiel Sánchez por la confianza, paciencia y todo su apoyo durante este proyecto de doctorado. Le agradezco guiarme con todo su conocimiento, experiencia, dedicación y las lecciones académicas, para facilitar mi crecimiento profesional, personal y el desarrollo de este trabajo.

A mi comité tutor del cual formaron parte mi directora de tesis, el Dr. Daniel Matatagui Cruz y el Dr. Asur Guadarrama Santana por la orientación y evaluación durante el desarrollo de este proyecto de doctorado.

Al M. C. Alejandro Esparza García y al técnico Martín Briseño García del laboratorio de películas delgadas del ICAT, quienes fueron parte fundamental de este trabajo, al enseñarme y apoyarme con depósito de las películas delgadas y las tricapas que se estudiaron en este trabajo. Además, les agradezco sus consejos y amistad durante todo este tiempo.

Al Dr. Agustín Conde Gallardo y al departamento de física del CINVESTAV por el apoyo en la caracterización de ciclos de histéresis por medio de magnetometría de muestra vibrante.

Al Dr. Félix Sánchez de Jesús, la Dra. Ana M. Bolarin Miró y al Instituto de Ciencias Básicas e Ingeniería de la Universidad Autónoma del estado de Hidalgo por la caracterización de ciclos de histéresis y anisotropía magnética por magnetometría de muestra vibrante en diversas direcciones de magnetización.

Al M. C. José Guadalupe Bañuelos Muñetón y al Laboratorio Universitario de Caracterización Espectroscópica del Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología de la UNAM, por las caracterizaciones de microscopía de fuerza atómica.

Al Dr. Násir Qureshi y a mis compañeros de doctorado Dahi Ludim Hernández y Cristian Rodríguez por enseñarme el proceso de fotolitografía.

A mis compañeros de laboratorio y amigos el Dr. J. Francisco Barrón López y el Dr. Everardo López Moreno por compartir sus conocimientos de magnetismo y materiales, además de apoyarme con las caracterizaciones de microscopía óptica y microscopía Raman.

De manera afectuosa quiero agradecer a mi querida Universidad Autónoma de México, al posgrado de Ingeniería y al Instituto de Ciencias Aplicadas y Tecnología, por permitirme realizar mis estudios de doctorado.

A mis padres.

Finalmente quiero agradecer a CONACYT por el apoyo económico brindado durante el doctorado y los proyectos PAPIIT IN106621 por financiar el término de mis estudios de doctorado.

Resumen

La investigación en el área de espintrónica ha crecido en las últimas tres décadas, debido a que promete grandes avances en diversas áreas de la tecnología electrónica moderna, donde la inclusión del espín del electrón incrementa las capacidades y funcionalidades tecnológicas. El descubrimiento de la magnetorresistencia gigante por A. Fert y P. Grünberg, revolucionó el área que hoy se conoce como espintrónica. Dicho fenómeno explota el hecho de que la conducción eléctrica depende del espín en multicapas ferromagnéticas, alternadas por películas no magnéticas, usualmente de forma periódica y en condiciones de anisotropía uniaxial, donde se aprovecha el modelo de dos corrientes de Mott sobre la movilidad electrónica dependiente del espín en materiales ferromagnéticos.

Actualmente existe gran cantidad de investigaciones en torno a estructuras tricapa y multicapa en el campo de la espintrónica, los cuales *permiten controlar tanto el transporte magnetoeléctrico, como el estado magnetización de las películas ferromagnéticas mediante campos eléctricos.*

La principal ventaja de emplear estructuras tricapa en las que dos películas ferromagnéticas son separadas por una película no ferromagnética, es que permite investigar y controlar la alineación relativa de la magnetización entre películas ferromagnéticas adyacentes, es decir, se puede optar por una alineación paralela o antiparalela entre películas ferromagnéticas. El tipo de alineación depende del acoplamiento magnético entre películas ferromagnéticas, que puede ser de intercambio o dipolar, permitiendo ajustar la respuesta espintrónica o magnetorresistiva deseada mediante los espesores de las películas, además, se puede incrementar la respuesta mediante la repetición periódica de estructuras multicapa.

Los materiales magnéticos amorfos ganan cada vez más relevancia en las investigaciones en espintrónica, entre las cuales se destacan posibles aplicaciones en almacenamiento de información, válvulas de espín, conmutación y compuertas lógicas, sin embargo, aún las investigaciones y aplicaciones son pocas en comparación con las hechas para los materiales cristalinos, debido a que, al carecer de un ordenamiento atómico de largo alcance, complica su caracterización, las predicciones teóricas al ser materiales más complejos, además, de una mayor dificultad para conducir corrientes con su espín.

Motivado por lo anterior, este trabajo de investigación doctoral presenta un nuevo trabajo experimental que estudia y compara las características magnéticas, eléctricas y el transporte magnetoeléctrico de diferentes espesores monocapa de películas ferromagnéticas amorfas y tres tipos de tricapas: ferromagnético amorfo/ espaciador/ ferromagnético amorfo, ferromagnético amorfo/ espaciador/ ferromagnético cristalino sin anisotropía magnetocristalina y ferromagnético amorfo/ espaciador/ ferromagnético cristalino con anisotropía magnetocristalina.

En este trabajo de doctorado se presenta un estudio basado en una *aleación metálica amorfa* compuesta principalmente por *cobalto*, conocida como **VITROVAC 6030**, en donde se realizan depósitos de películas delgadas mediante la técnica de sputtering asistido por magnetrón, con espesores de 31.25 nm, 62.5 nm, 125 nm y 250 nm sobre vidrio.

Posteriormente se depositaron tres estructuras tricapa, las cuales están compuestas por películas de **VITROVAC 6030** con espesores de 31.25 nm, 62.5 nm y 125 nm depositadas sobre un sustrato de vidrio; una película de oro que funciona como *un separador no magnético* que provee al sistema de electrones libres con un espesor que de 5 nm; y en la parte superior se emplea una película ferromagnética de 30 nm de espesor entre los siguientes tres materiales ferromagnéticos elegidos:

- **VITROVAC 6030**, un material de estructura amorfa, lo que resulta en alta resistividad eléctrica ($\rho = 130\mu\Omega \cdot cm$), características magnéticas ultrasuaves, libre de anisotropía magnetocristalina, magnetostricción negativa cercana a cero ($\lambda < 0.2 \times 10^{-6}$), bajo campo coercitivo ($H_C = 1 \frac{A}{m}$), alta magnetización de saturación ($M_s = 0.8 T$) y un alto valor de permeabilidad magnética ($\mu_r = 3000$). Por lo tanto, la primera estructura tricapa es conformada por **VITROVAC/Oro/VITROVAC**.
- **Permalloy 80**, una aleación basada en níquel-hierro, la cual es de características magnéticas similares al VITROVAC, donde la magnetostricción es aproximadamente $\lambda \approx 6.65 \times 10^{-8}$, la anisotropía magnetocristalina debido a su estequiometría es diseñada para ser cercana a cero, una magnetización de saturación $M_s = 0.75 T$, un bajo campo coercitivo $H_C = 1.19 \frac{A}{m}$ y alta permeabilidad magnética ($\mu_r = 65000$); sin embargo, la principal diferencia radica en su estructura cristalina cúbica centrada en las caras FCC, que se traduce en menor resistividad eléctrica ($\rho = 58\mu\Omega \cdot cm$) y menor resistencia mecánica. La segunda estructura tricapa es conformada por **VITROVAC/Oro/Permalloy**.
- **Níquel**, el cual es un metal ferromagnético, con estructura cristalina cúbica centrada en las caras FCC, que presenta anisotropía magnetocristalina, alta magnetostricción negativa en monocristales ($\lambda_{100} = -46 \times 10^{-6}$ y $\lambda_{111} = -24 \times 10^{-6}$), campos coercitivos 100 veces mayores respecto los otros materiales ferromagnéticos empleados ($H_C = 100 \frac{A}{m}$) y menor resistividad eléctrica ($\rho = 6.97\mu\Omega \cdot cm$). Con este material ferromagnético, la tercera estructura tricapa es conformada por **VITROVAC/Oro/Níquel**.

De todos los depósitos se realiza un proceso de grabado por fotolitografía de líneas con espesor de 0.1 mm, 0.4 mm, 0.6 mm, 0.8 mm y 1 mm, *con la intención de modificar las características de transporte magnetoeléctrico* mediante el incremento de la *anisotropía de forma*.

La caracterización de las películas y tricapas, se conforma por difracción de rayos X, microscopía de fuerza atómica, magnetometría de muestra vibrante, la caracterización eléctrica de corriente directa y *finalmente el estudio de la magnetorresistencia en las tres estructuras tricapa*, lo cual *permite establecer las diferencias del transporte magnetoeléctrico* debido al *acoplamiento magnético* entre películas ferromagnéticas con diferentes propiedades estructurales y magnéticas.

Mediante la técnica de depósito de magnetrón sputtering, fue posible mantener la fase amorfa del VITROVAC al ser depositado. Por otra parte, el depósito de permalloy y níquel presenta un cambio importante en su microestructura cuando es depositado sobre el substrato de vidrio o sobre la película de oro, observándose una microestructura definida cuando se deposita sobre oro.

Entre los principales resultados obtenidos, se encuentra que la estructura tricapa magnéticamente más suave, son las tricapas de VITROVAC/Oro/Permalloy, respecto las otras estructuras estudiadas, además, que también resultan ser las de menor resistividad de las tres estructuras tricapa investigadas, derivado de sus características morfológicas y topológicas; sin embargo, no fue posible medir magnetorresistencia en este sistema, a pesar de que el permalloy es ampliamente usado en sensores magnetorresistivos.

En el caso de las tricapas conformadas por VITROVAC/Oro/VITROVAC y VITROVAC/Oro/Níquel se obtuvieron algunas condiciones donde se observó un pequeño fenómeno de magnetorresistencia negativa, a campos magnéticos de 4 Oe y 60 Oe, respectivamente, lo cual es un resultado importante ya que *usualmente las magnetorresistencias reportadas se encuentran alrededor de algunos kOe,* sugiriendo que son tricapas candidatas a investigaciones más profundas para incrementar la magnitud del fenómeno.

La caracterización eléctrica de la cinta de VITROVAC revela que la anisotropía magnetoelástica está correlacionada con anisotropía eléctrica, un resultado que se mantiene en las películas monocapa y las estructuras tricapa, sin embargo, la dirección no se mantiene constante debido a que los substratos, presentan defectos en diferentes direcciones.

Al comparar las propiedades eléctricas y magnéticas, se estableció que la resistividad de las tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC y VITROVAC/Oro/Níquel están inversamente relacionadas con el producto del campo coercitivo por la magnetización de saturación $H_c M_s$, lo cual indica que existe una correlación inversa con la constante de anisotropía de las tricapas. Por otra parte, la resistividad de *las tricapas VITROVAC/Oro/Permalloy, esta correlacionada con la longitud de intercambio, indicando que se relaciona con el acoplamiento dipolar de la tricapa.*

Contenido

| | |
|--|-----------|
| Agradecimientos | I |
| Resumen..... | II |
| 1. Antecedentes | 1 |
| 1.1. Fundamentos de magnetismo | 1 |
| 1.1.1. Magnetismo | 1 |
| 1.1.2. Magnetostática..... | 2 |
| 1.1.3. Campo magnético, inducción magnética y magnetización | 4 |
| 1.1.4. Clasificación de los materiales magnéticos | 5 |
| Diamagnetismo..... | 5 |
| Paramagnetismo | 5 |
| Ferromagnetismo | 6 |
| Antiferromagnetismo | 7 |
| Ferrimagnetismo..... | 8 |
| 1.1.5. Anisotropía magnética | 9 |
| Anisotropía magnetocristalina | 9 |
| Anisotropía de forma | 11 |
| Anisotropía magnética inducida | 12 |
| Magnetostricción y anisotropía magnetoelástica | 13 |
| Anisotropía aleatoria..... | 13 |
| Anisotropía de superficie y anisotropías de interfaz | 14 |
| 1.1.6. Dominios magnéticos..... | 15 |
| 1.1.7. Ciclo de histéresis..... | 17 |
| 1.2. Materiales magnéticos amorfos | 18 |
| 1.2.1. VITROVAC | 19 |
| 1.3. Permalloy..... | 20 |
| 1.4. Níquel..... | 21 |
| 1.5. Teoría clásica de conducción | 22 |
| 1.5.1. Modelo de Drude | 23 |
| 1.5.2. Consideraciones cuánticas del modelo del electrón libre | 24 |
| 1.5.3. Resistencia en metales cristalinos y policristalinos | 26 |
| 1.5.4. Conducción eléctrica en metales amorfos | 27 |
| Modelo de difracción de Ziman-Faber | 27 |
| Modelo de dispersión s-d de Mott..... | 28 |
| 1.6. Modelo de dos corrientes para metales magnéticos de transición | 30 |
| 1.7. Magnetorresistencia..... | 31 |
| 1.7.1. Magnetorresistencia Anisótropa..... | 32 |
| 1.7.2. Magnetorresistencia Gigante | 33 |
| Acoplamiento de intercambio entre capas ferromagnéticas | 34 |
| Transporte dependiente de espín..... | 35 |
| 1.7.3. Efecto de transferencia de torca espín y bombeo de espín | 37 |
| 1.8. Espintrónica | 39 |
| 2. Desarrollo experimental | 41 |

| | |
|--|-----------|
| 2.1. Tecnología de depósito de películas delgadas | 43 |
| 2.1.1. Depósito de películas delgadas por magnetron sputtering | 43 |
| 2.1.2. Metodología experimental de depósito | 45 |
| 2.2. Caracterización estructural | 48 |
| 2.2.1. Caracterización mediante difracción de rayos X | 49 |
| 2.2.2. Microscopía de fuerza atómica | 50 |
| 2.3. Proceso de Fotolitografía | 51 |
| 2.3.1. Generación de la mascarilla | 52 |
| 2.3.2. Impresión | 53 |
| 2.3.3. Grabado | 53 |
| 2.3.4. Limpieza | 54 |
| 2.4. Caracterización magnética | 54 |
| 2.4.1. Caracterización de la anisotropía magnética | 56 |
| 2.5. Caracterización eléctrica DC | 57 |
| 2.6. Experimentos de magnetorresistencia | 61 |
| 3. Resultados y discusión | 63 |
| 3.1. Resultados de la caracterización estructural | 63 |
| 3.1.1. Difracción de rayos X | 63 |
| Discusión del estudio de difracción de rayos X | 66 |
| 3.1.2. Microscopía de Fuerza Atómica | 67 |
| MFA de monocapas de VITROVAC MV31, Permalloy MP30 y Níquel MN30 | 67 |
| Discusión del MFA de las monocapas de VITROVAC MV31, Permalloy MP30 y Níquel MN30 | 71 |
| MFA de tricapas TV125, TP125 y TN125 | 72 |
| Discusión de MFA de tricapas TV125, TP125 y TN125 | 76 |
| 3.2. Resultados de la caracterización magnética | 77 |
| 3.2.1. Caracterización magnética de monocapas de VITROVAC | 77 |
| Discusión de la caracterización magnética de la cinta y monocapas de VITROVAC | 81 |
| 3.2.2. Caracterización magnética de las tricapas depositadas sobre vidrio | 81 |
| Discusión sobre la caracterización magnética de las estructuras tricapa depositadas sobre vidrio | 87 |
| 3.2.3. Caracterización de anisotropía magnética de la cinta de VITROVAC, monocapa MV 31, tricapas TV 30, TN30 y sus patrones de 0.4 mm de ancho | 88 |
| Discusión de la caracterización de anisotropía magnética de la cinta de VITROVAC, la monocapa MV31 y tricapas TV30 y TN30 | 97 |
| 3.3. Resultados de la caracterización eléctrica DC | 98 |
| 3.3.1. Caracterización eléctrica en corriente directa de cinta de VITROVAC, monocapas de VITROVAC, tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC y sus patrones | 98 |
| Caracterización eléctrica de cinta de VITROVAC y monocapas de VITROVAC | 98 |
| Caracterización eléctrica de los patrones de monocapas de VITROVAC | 101 |
| Caracterización de corriente directa de tricapas VITROVAC/ Oro/ VITROVAC y sus patrones | 102 |
| Discusión de caracterización eléctrica de cinta de VITROVAC, monocapas de VITROVAC, tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC y sus patrones | 104 |

| | |
|--|------------|
| 3.3.2. Caracterización eléctrica de corriente directa de monocapa de permalloy, tricapas VITROVAC/Oro/Permalloy y sus patrones | 107 |
| Discusión de caracterización eléctrica de la monocapa MP 30, tricapas VITROVAC/ Oro/ Permalloy y sus patrones | 109 |
| 3.3.3. Caracterización eléctrica de corriente directa de monocapa de níquel, tricapas VITROVAC/Oro/Níquel y sus patrones..... | 111 |
| Discusión de la caracterización eléctrica de la monocapa de níquel MN 30, las tricapas VITROVAC/Oro/Níquel y sus patrones..... | 114 |
| 3.4. Magnetorresistencia..... | 116 |
| 3.4.1. Magnetorresistencia en monocapas VITROVAC, tricapas VITROVAC /Oro/ VITROVAC y sus patrones | 116 |
| 3.4.2. Magnetorresistencia en monocapa de Permalloy MP 30, tricapas VITROVAC/ Oro/ Permalloy y sus patrones..... | 119 |
| 3.4.3. Magnetorresistencia en monocapa de níquel MN 30, tricapas VITROVAC/Oro/Níquel y sus patrones | 121 |
| Discusión de resultados de magnetorresistencia | 124 |
| 4. Conclusiones | 127 |
| 4.1. Trabajo a futuro | 129 |
| Referencias..... | 131 |
| Contribuciones..... | 137 |
| Publicaciones..... | 137 |
| Congresos | 137 |

1. Antecedentes

Este capítulo hace una breve revisión de conceptos de magnetismo, espintrónica y transporte eléctrico. También se aborda el estado del arte de materiales amorfos magnéticos y su empleo en diversas aplicaciones como sensores o dispositivos espintrónicos.

1.1. Fundamentos de magnetismo

El magnetismo es uno de los fenómenos más antiguamente estudiados por la ciencia, que comenzaron con las observaciones reportadas desde la antigua Grecia y China; más tarde, científicos como Maxwell, Gauss y Faraday describieron el magnetismo mediante la teoría clásica del electromagnetismo. Por otra parte, las propiedades magnéticas de la materia en sólidos tienen su origen en los grados de libertad del espín de los electrones en las capas externas del átomo y las interacciones de intercambio entre átomos vecinos, lo cual se explica mediante la mecánica cuántica.

1.1.1. Magnetismo

De forma clásica se sabe que el magnetismo proviene del movimiento de cargas eléctricas, donde el ejemplo más común recurre a una corriente I circulando una trayectoria cerrada de área A , donde se genera un dipolo magnético al que se le asocia un momento magnético m .

$$m = IA \quad (1.1.1)$$

La teoría atómica de Bohr supone que un electrón se mueve a una velocidad v alrededor del átomo en una órbita de radio r , por lo que la corriente eléctrica que circula en un punto de la órbita es igual a $I = ev/2\pi r$, por lo que el momento magnético se expresa como:

$$\mu_l = -\frac{evr}{2} \quad (1.1.2)$$

Además, el segundo postulado de la teoría atómica de Bohr establece que solo están permitidas aquellas órbitas en las cuales el momento angular $l = m_e vr$ es un múltiplo entero n de $h/2\pi$ siendo m_e la masa del electrón y h la constante de Planck. Entonces el momento magnético orbital es igual a:

$$\mu_l = -n \frac{eh}{4\pi m_e} \quad (1.1.3)$$

La ecuación anterior dice que el momento magnético angular esta cuantizado y el valor del momento magnético en la primera órbita de Bohr ($n=1$) es conocido como el magnetón de Bohr y es una unidad fundamental del magnetismo:

$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi m_e} = 9.27 \times 10^{-24} [Am^2] \quad (1.1.4)$$

De tal forma que el momento magnético orbital también puede reescribirse en términos del número cuántico m_l y el magnetón de Bohr como:

$$m_{lz} = -\mu_B m_l \quad (1.1.5)$$

El momento magnético electrónico total, se compone por el momento angular orbital μ_l y el momento magnético debido al espín del electrón μ_s y se describe por:

$$\mu_{tot} = \left(\frac{-e}{m_e}\right) \left(m_s \frac{h}{2\pi}\right) + \left(\frac{-e}{2m_e}\right) \left(m_l \frac{h}{2\pi}\right) = -g_e \mu_B \vec{J} \quad (1.1.6)$$

Donde m_s es el número cuántico del espín. Por otra parte g_e se conoce como el factor giromagnético y J es el momento angular total, que es la combinación vectorial del momento angular orbital L y del espín S , interacción conocida como acoplamiento Russel-Saunders.

El magnetismo tiene un origen cuántico que debe de cumplir el principio de exclusión de Pauli, esto implica que no es posible la ocupación de un mismo estado por dos electrones, y los electrones están caracterizados por los números cuánticos n , l , m_l y m_s , con un número máximo de ocupación por capa igual a $2n^2$.

El número cuántico n es el número cuántico principal, que determina el tamaño de la órbita y define su energía, el cual puede tomar valores enteros positivos 1, 2, 3, ... y se refieren a la ocupación de las capas K, L, M, ...; a medida que su valor incrementa, indica que los electrones se encuentran más alejados del núcleo. El valor l describe el momento angular orbital, así como la forma del orbital, tomando valores de 0, 1, 2, ..., $n-1$, que corresponden a los niveles electrónicos s, p, d, f, g, ... respectivamente y donde $(h/2\pi)\sqrt{l(l+1)}$ equivale al momento angular de un electrón. El número cuántico m_l describe la componente angular orbital l a lo largo de una dirección y toma valores enteros iguales a $-l, -l-1, \dots, 0, l-1, l$. Por último, el número cuántico m_s conocido como el número cuántico del espín, indica la dirección de precesión del espín y toma valores de $\mp 1/2$.

1.1.2. Magnetostática

La manifestación del magnetismo más conocida es la fuerza de atracción o repulsión entre los extremos de dos imanes, a los cuales se les nombra polos magnéticos. Dichas fuerzas se comportan de forma análoga a las fuerzas de Coulomb de cargas electroestáticas y se describen matemáticamente de la siguiente forma [1, 2]:

$$F = k \frac{p_1 p_2}{d^2} \quad (1.1.7)$$

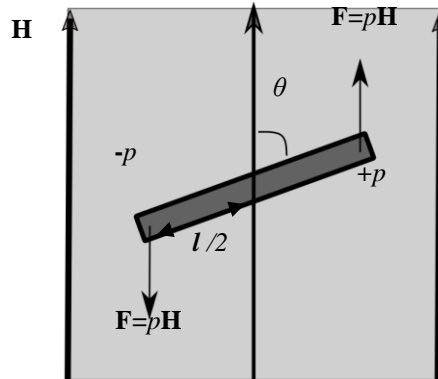


Figura 1. Momento de una barra magnética ejercido por un campo magnético H [1, 2].

En donde k es una constante de proporcionalidad, p_1 y p_2 son cargas magnéticas elementales (virtuales) de cada polo y d es la distancia que los separa. Cada polo magnético posee un campo magnético H que lo rodea y este campo magnético produce una fuerza sobre el otro polo. De forma experimental, se puede encontrar que la fuerza ejercida sobre un polo magnético es proporcional al producto de la fuerza del polo por la intensidad del campo magnético H [2]:

$$F = kpH \quad (1.1.8)$$

Por lo tanto, mediante las ecuaciones (1.1.7) y (1.1.8) se puede ver que el campo magnético H es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia respecto al polo [2], como se muestra en la ecuación (1.1.9).

$$H = \frac{p}{d^2} \quad (1.1.9)$$

Ahora bien, suponiendo que a una barra magnética de longitud l , se le aplica un campo magnético H como se muestra en la Figura 1; entonces, sobre cada polo se ejercerá una fuerza igual a $F = pH$, por lo que, el torque ejercido sobre la barra magnética será igual a:

$$plH\sin(\theta) = mH\sin(\theta) \quad (1.1.10)$$

En donde el producto pl es conocido como *momento magnético* m [1, 2].

Los campos y polos magnéticos no son exclusivos de los imanes, también una corriente eléctrica circulando a través de un conductor, genera campos y polos magnéticos. El ejemplo más común es una corriente I que circula a través de un solenoide de N vueltas por metro, que genera una intensidad de campo magnético H en el centro del solenoide [3] descrito por:

$$H = IN \quad (1.1.11)$$

1.1.3. Campo magnético, inducción magnética y magnetización

La materia al estar en presencia de un campo magnético \mathbf{H} , presenta una respuesta magnética a la cual se le conoce como inducción magnética o densidad de flujo magnético \mathbf{B} , que en espacio libre tiene una relación lineal con \mathbf{H} y se escribe de la siguiente forma [2, 4, 5]:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (1.1.12)$$

En donde \mathbf{H} en el sistema internacional de unidades se mide en A/m , \mathbf{B} en Teslas y $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \frac{H}{m}$; siendo el valor de la permeabilidad en el vacío. Sin embargo, la inducción magnética \mathbf{B} generalmente también está relacionada con la *magnetización* \mathbf{M} , que es una propiedad de los materiales y depende de la suma de todos los dipolos magnéticos contenidos en el volumen del material, definida por [1, 2]:

$$\mathbf{M} = \frac{\mathbf{m}}{V} \quad (1.1.13)$$

En otras palabras, la inducción magnética dentro de un material está compuesta por dos partes: en primer lugar, por la presencia del campo magnético \mathbf{H} y en segundo lugar por la magnetización \mathbf{M} del material [2], como se muestra en la ecuación (1.1.14).

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (1.1.14)$$

Por otra parte, la permeabilidad y susceptibilidad magnética son dos parámetros mediante los cuales se pueden clasificar el orden magnético de los materiales, los cuales se definen de la siguiente manera [2]:

$$\mu = \frac{B}{H} \quad (1.1.15)$$

$$\chi = \frac{M}{H} \quad (1.1.16)$$

En donde, μ es la permeabilidad magnética, que es la propiedad de los materiales que indica la capacidad de concentrar líneas de campo magnético; mientras que χ , es la susceptibilidad, que es una medida de la capacidad de magnetizarse como resultado de un campo magnético externo. Ambas cantidades se relacionan mediante la siguiente expresión [2]:

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} = 1 + \chi \quad (1.1.17)$$

Donde μ_r es la permeabilidad relativa del material.

1.1.4. Clasificación de los materiales magnéticos

Como se mencionó en la sección anterior, mediante los valores de susceptibilidad y permeabilidad y a partir de las curvas de M vs H y B vs H respectivamente, se puede clasificar el comportamiento magnético de los materiales en *diamagnéticos*, *paramagnéticos*, *ferromagnéticos*, *antiferromagnéticos* y *ferrimagnéticos* como se muestra en la Figura 2.

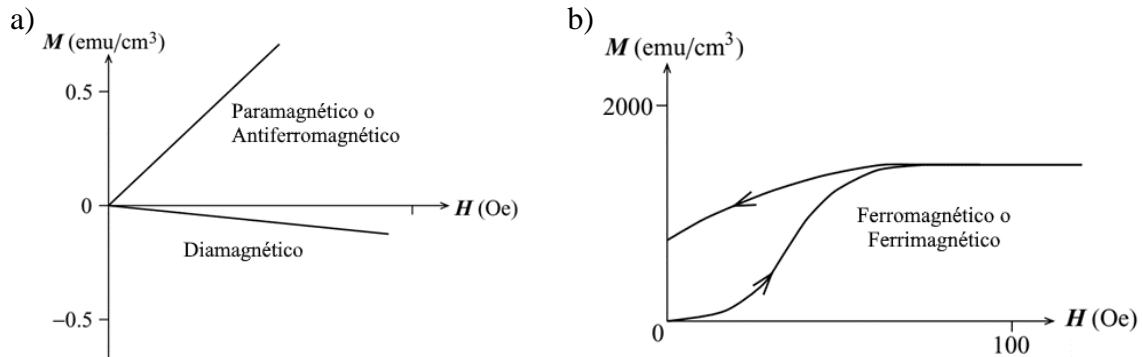


Figura 2. a) Curvas de magnetización para materiales paramagnéticos, antiferromagnéticos y diamagnéticos; b) curvas de magnetización para materiales ferromagnéticos y ferrimagnéticos [1].

Diamagnetismo

Los materiales diamagnéticos tienen espín $S=0$, debido a que son materiales con orbitales completos, por lo que en presencia de un campo magnético aplicado H , se presenta una magnetización opuesta al campo magnético aplicado debido a la ley de Lenz ($\mathcal{E} = -N d\phi/dt$), es decir, aparece una magnetización que se opone al campo magnético H . La susceptibilidad magnética χ es muy pequeña y negativa en el orden de -10^{-6} a -10^{-5} , teniendo una dependencia lineal negativa (ver Figura 2a) y es independiente de la temperatura, mientras que su permeabilidad relativa es $\mu_r \lesssim 1$ [1-5].

Paramagnetismo

Los materiales paramagnéticos presentan una respuesta magnética débil, donde la susceptibilidad χ tiene valores entre 10^{-5} a 10^{-3} y una permeabilidad relativa $\mu_r \gtrsim 1$. Los materiales paramagnéticos tienen un momento magnético neto, sin embargo, dicho momento magnético está débilmente acoplado a los átomos o moléculas vecinas y generalmente es dependiente de la temperatura, por lo que, la energía térmica genera que los momentos magnéticos estén desordenados. Al aplicar un campo magnético, se comienzan a alinear los momentos magnéticos en la dirección de H , sin embargo, solo una fracción de estos lo hace como se muestra en Figura 3a. Los materiales paramagnéticos poseen una capa electrónica parcialmente llena, por lo que sus momentos están parcialmente localizados. Este comportamiento magnético es dependiente de la temperatura T y sigue la ley de Curie (ver ecuación (1.1.18)), que indica que la susceptibilidad es inversamente proporcional a la temperatura en grados Kelvin y C es conocida como la constante de Curie. En la Figura 3b

se muestra el comportamiento clásico del inverso de la susceptibilidad paramagnética respecto la temperatura absoluta [1-5].

$$\chi = \frac{C}{T} \quad (1.1.18)$$

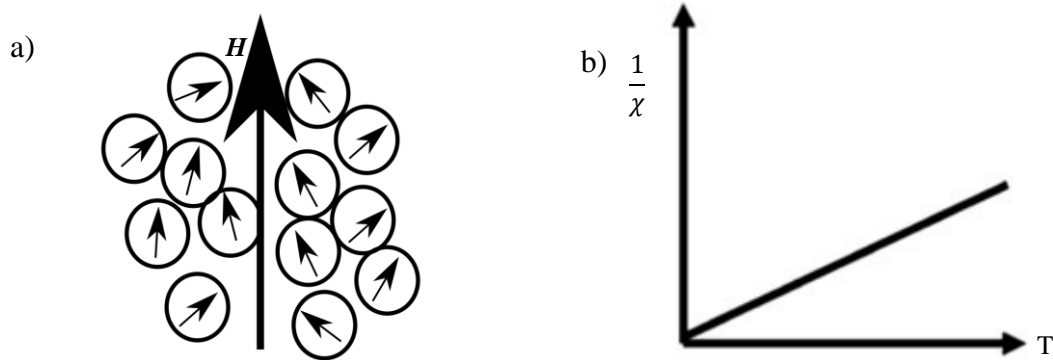


Figura 3. a) Respuesta paramagnética a un campo H . b) Ley de Curie-Weiss, la susceptibilidad es inversamente proporcional a la temperatura.

Ferromagnetismo

Los materiales ferromagnéticos tienen una susceptibilidad magnética $\chi \gg 0$ y permeabilidad relativa $\mu_r \gg 1$. La principal característica del ferromagnetismo es presentar una magnetización espontánea, aún en ausencia de un campo externo H . Dicha magnetización espontánea tiende a disminuir en función de la temperatura y desaparece al superar una temperatura crítica, conocida como temperatura de Curie T_c .

Cuando un material ferromagnético supera la temperatura de Curie T_c se comporta como un material paramagnético (ver Figura 4a), a esto se le conoce como la ley Curie-Weiss [1-5] y es representado mediante la ecuación (1.1.19), donde C es la constante de Curie.

$$\chi = \frac{C}{T - T_c} \quad (1.1.19)$$

Cuando $T=0$ K, los momentos magnéticos se alinearán paralelamente (ver Figura 4b), debido a la interacción de intercambio descrita por Heinsberg como $E_{ex} = -2J_{ex}S_iS_j$, donde S_i y S_j son operadores que describen los espines localizados de dos átomos adyacentes; J_{ex} es conocida como la integral de intercambio, en donde un valor $J_{ex} > 0$ indica que el ordenamiento de los espines es paralelo, por lo tanto E_{ex} tiene un valor mínimo, por lo tanto el material posee un comportamiento ferromagnético. Por otra parte, cuando $J_{ex} < 0$ indica un ordenamiento antiparalelo de los espines, resultando en un comportamiento

antiferromagnético. J_{ex} Depende principalmente de las distancias interatómicas y por lo tanto existe en cualquier material sólido ya sea cristalino o amorfo [1-5].

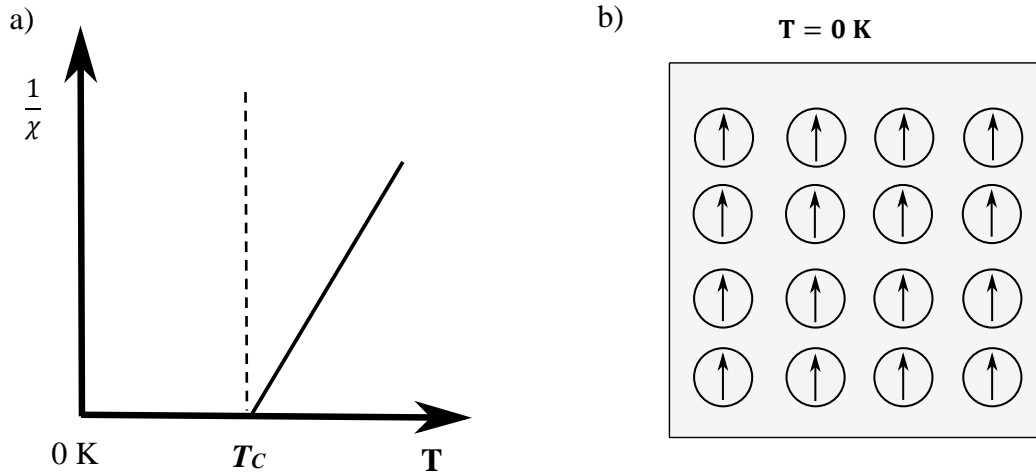


Figura 4. a) Dependencia térmica de $1/\chi$. b) Momentos magnéticos alineados paralelamente a 0 K .

Pierre Weiss fue el primero en tratar de explicar la magnetización espontánea M_s en 1906, proponiendo la existencia de un “campo molecular interno H_{molec} ”, que estaba presente incluso en la ausencia de un campo magnético externo H_{ext} , es decir $H = H_{ext} + H_{molec}$, este campo origina que los momentos magnéticos se alineen y genera una $M_s = nm$, en donde n es el número de átomos por volumen, este campo molecular compite con la agitación térmica [1-5].

Antiferromagnetismo

El comportamiento antiferromagnético puede confundirse con el paramagnético, debido a que no presentan una magnetización espontánea y su susceptibilidad magnética tiene un valor similar a la paramagnética en el orden de 10^{-5} a 10^{-2} como se puede observar en la Figura 2a; sin embargo, tiene un comportamiento propio en función de la temperatura como se muestra en la Figura 5a. La ley de Curie-Weiss también aplica para el ordenamiento antiferromagnético, sin embargo, la temperatura crítica de transición del comportamiento antiferromagnético a paramagnético se conoce como temperatura de Néel T_N , y la ley para este caso difiere en que el signo de la constante T_N es positivo, como se muestra en la ecuación (1.1.20) [1-5].

$$\chi = \frac{C}{T + T_N} \quad (1.1.20)$$

Los materiales antiferromagnéticos poseen momentos magnéticos alineados antiparalelamente en sus átomos vecinos, por lo que no presentan magnetización espontánea resultante [1-5] (ver Figura 5b).

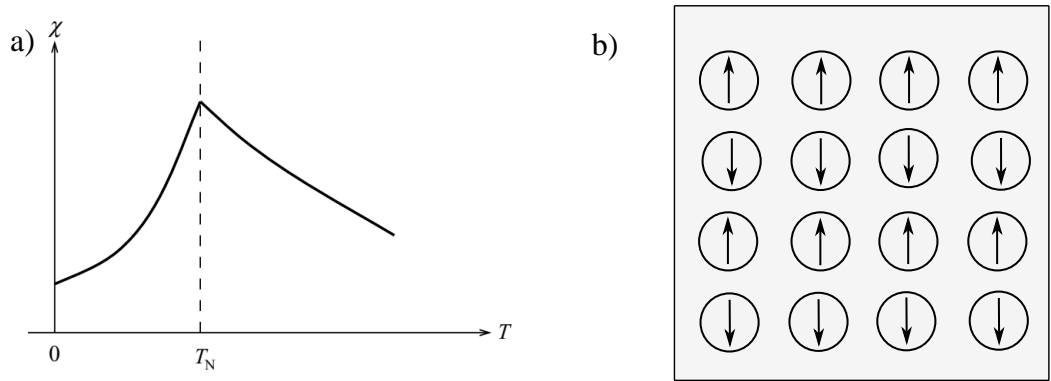


Figura 5. a) Dependencia de la temperatura de un material ferromagnético. b) Ordenamiento antiferromagnético.

Ferrimagnetismo

El ordenamiento ferrimagnético, al igual que en el ferromagnetismo exhibe magnetización espontanea debajo de la temperatura de Curie, sin embargo, este tipo de materiales poseen dos subredes magnéticas alineadas antiparalelamente, las cuales poseen distinta cantidad de momento magnético y por lo tanto la magnetización resultante es diferente de cero como se puede ver en la Figura 6a. Este tipo de comportamiento sucede en ciertos óxidos de metales de transición conocidos como ferritas, de los cuales hay tres clases: ferritas cúbicas (espinelas), ferritas hexagonales y granates. Los materiales ferrimagnéticos también siguen la ley de Curie-Weiss y su susceptibilidad magnética a altas temperaturas puede escribirse de la siguiente forma [1-5]:

$$\chi = \frac{C}{T - (C/\chi_0)} \quad (1.1.21)$$

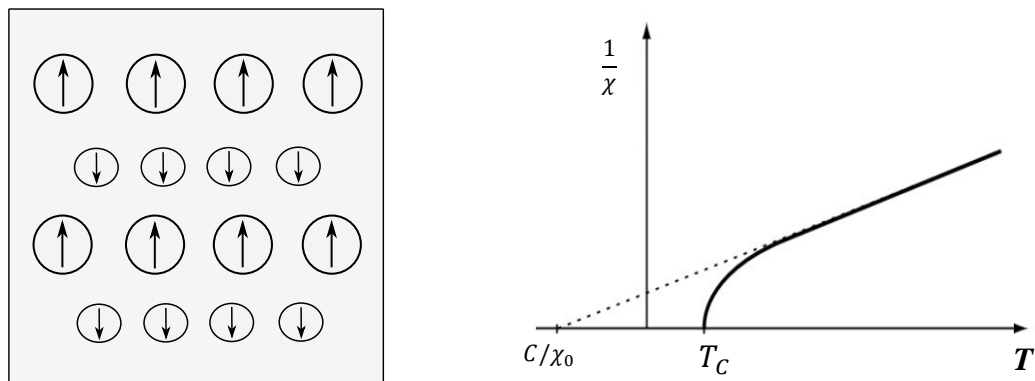


Figura 6. a) Ordenamiento ferrimagnético. b) Comportamiento clásico de la susceptibilidad magnética de un material ferrimagnético por encima de la temperatura de Curie.

1.1.5. Anisotropía magnética

La anisotropía magnética es la dirección preferencial que adquiere el momento magnético, es decir, presenta “ejes de fácil magnetización” y direcciones conocidas como “ejes de difícil magnetización”. Así que cuando un material es magnéticamente suave su anisotropía magnética es cercana a cero. En la literatura, la anisotropía magnética es clasificada según su origen de la siguiente forma [1-5]:

- Anisotropía magnetocristalina
- Anisotropía de forma
- Anisotropía magnetoelástica
- Anisotropía magnética inducida

Por lo general, la energía de anisotropía es representada en términos de densidad de energía con respecto al eje de fácil magnetización y la dirección respecto la cual se realiza la medición, como se muestra en la ecuación (1.1.22) para un material con anisotropía uniaxial [5]:

$$E_u = k \sin^2 \theta \quad (1.1.22)$$

En donde k es la constante de anisotropía medida en $J m^{-3}$ y θ es el ángulo entre la magnetización \mathbf{M} y el eje de fácil magnetización como se muestra en la Figura 7.

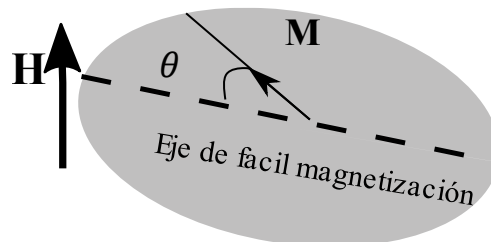


Figura 7. Magnetización de un material respecto a su eje de magnetización.

Anisotropía magnetocristalina

Tiene su origen en la interacción espín-orbita de los electrones con la estructura, por lo que, sus ejes de fácil magnetización son dependientes de las direcciones cristalográficas. La anisotropía magnetocristalina es intrínseca de los materiales magnéticos cristalinos [1-5].

Un ejemplo clásico de anisotropía magnetocristalina [4], lo presenta el hierro con estructura cristalina cúbica centrada en el cuerpo, como se ve en la Figura 8a, la dirección de fácil magnetización corresponde a la dirección [100] y su eje de difícil magnetización a la dirección [111], que corresponde a la diagonal; por otra parte, para el níquel, con una estructura cubica centrada en las caras, como se muestra en la Figura 8b, el eje de fácil magnetización corresponde a la dirección [111] y el eje difícil a la dirección [100].

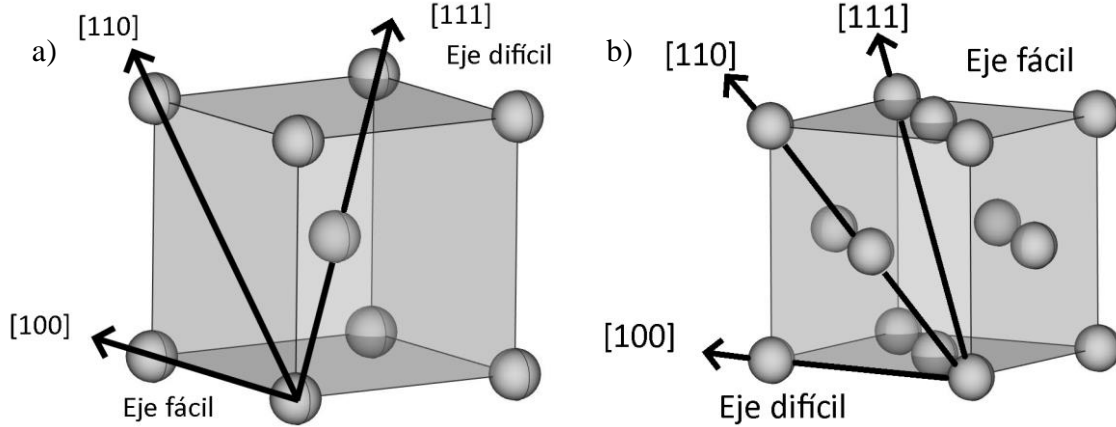


Figura 8. a) Estructura cristalina cúbica centrada en el cuerpo del hierro y sus ejes preferenciales de magnetización. b) Estructura cristalina cúbica centrada en las caras del níquel y sus ejes preferenciales de magnetización.

La energía de anisotropía magnetocrystalina puede ser evaluada mediante el estudio de primeros principios de el acoplamiento espín-órbita, sin embargo, debido a una mayor facilidad, se utilizan expresiones basadas en la simetría cristalina del material y se determina experimentalmente sus coeficientes. En un cristal cúbico y un cristal hexagonal, la energía de anisotropía magnetocrystalina E_a se puede calcular como se muestra en las ecuaciones (1.1.23) y (1.1.24), respectivamente [1-5]:

$$E_{ac} = k_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + \dots \quad (1.1.23)$$

$$E_{aH} = k_0 + K_1\sin^2\theta + K_2\sin^4\theta + \dots \quad (1.1.24)$$

En donde E_{ac} es la energía de anisotropía magnetocrystalina para un cristal cúbico; α_i son los cosenos directores; y K_i las constantes de anisotropía. En la Figura 9a se muestra la superficie de anisotropía de un sistema cúbico centrado en el cuerpo en donde se observa que los ejes difíciles de magnetización se encuentran en las diagonales (dirección [111]) ya que es donde posee mayor energía de anisotropía la estructura, por otro lado, la dirección [100] presenta menor cantidad de energía. En el caso de una estructura cúbica centrada en las caras su eje difícil de magnetización se encuentra en la dirección [100] ya que como se aprecia en la Figura 9b es donde se encuentran lóbulos con mayor energía de anisotropía y en las diagonales [111] se aprecia menor cantidad de energía.

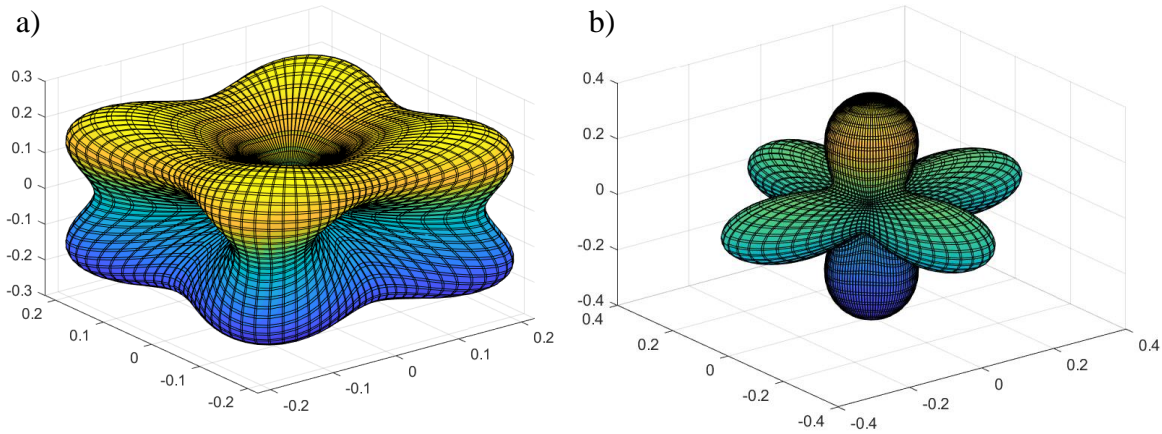


Figura 9. Superficies de energía de anisotropía de sistemas cúbicos, en unidades de densidad de energía J/m^3 . a) Superficie de energía de anisotropía de un cristal BCC. b) Superficie de energía de anisotropía de un cristal FCC.

De la ecuación (1.1.24), E_{aH} es la energía de anisotropía magnetocristalina para un cristal hexagonal; θ el ángulo de dependencia entre el vector de magnetización y el eje del prisma hexagonal; y K_i las constantes de anisotropía. Los cristales hexagonales presentan anisotropía uniaxial, por lo que la simetría esférica de la de energía de anisotropía se rompe en el eje largo del cristal, originando que la energía de anisotropía sea menor sobre dicho eje y, por lo tanto, es donde el eje de fácil magnetización se encuentra, como se observa en la Figura 10.

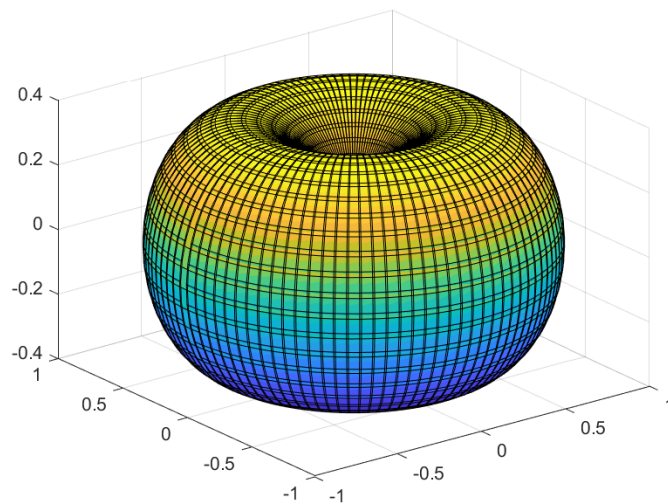


Figura 10. Superficie de energía de anisotropía para un sistema cristalino hexagonal con anisotropía uniaxial, en unidades de densidad de energía J/m^3 , con $K_1=1$.

Anisotropía de forma

La anisotropía de forma es aquella que como su nombre lo indica, la magnetización es dependiente de la forma del material. Existen materiales magnéticos que no poseen anisotropía magnetocristalina, como los materiales magnéticos amorfos que no poseen un orden de largo alcance, por lo que no tienen direcciones preferenciales de magnetización dependientes del arreglo atómico.

En el caso de que el material tenga una forma perfectamente esférica, el material se magnetizará exactamente igual en cualquier dirección, sin embargo, para cualquier otra forma el material presentara una magnetización dependiente de una dirección, como es el caso de un elipsoide de cobalto donde la constante de anisotropía es dependiente de la relación entre su eje mayor y el eje menor como se muestra en Figura 11 [1-5]. Este tipo de anisotropía tiene un origen magnetoestático y es debida al campo de desmagnetización.

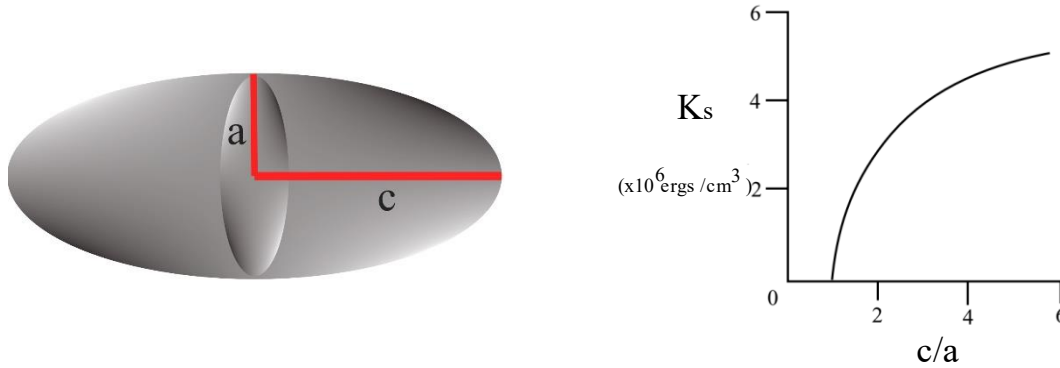


Figura 11. Constante de anisotropía de forma de un elipsoide de cobalto [1].

El campo de desmagnetización H_d es un campo interno que aparece tras magnetizar una muestra mediante un campo externo H el cual tiene dirección opuesta a este y es el responsable de desmagnetizar los imanes. El campo de desmagnetización H_d es originado por la magnetización M de la muestra y es directamente proporcional a esta:

$$H_d = N_d M \quad (1.1.25)$$

Donde N_d se conoce como factor de desmagnetización, el cual está determinado por la forma de la muestra, el cual para muestras alargadas presenta un valor mínimo en el eje largo de la muestra (eje de fácil magnetización) y un valor máximo para el eje corto de la muestra (eje de difícil magnetización; tomando de ejemplo el elipsoide de la Figura 11, esto significa que la anisotropía incrementa mientras más grande es c/a como se aprecia en la gráfica, en donde K_s es la constante de anisotropía de forma, la cual se calcula mediante la siguiente ecuación:

$$K_s = \frac{1}{2} \mu_0 \Delta N_d M^2 \left[\frac{j}{m^3} \right] \quad (1.1.26)$$

En donde ΔN_d es la diferencia del factor de desmagnetización entre el eje a y el eje c del elipsoide y depende de la razón c/a .

Anisotropía magnética inducida

La anisotropía magnética inducida es aquella que no es intrínseca del material, pero puede ser inducida en ciertas direcciones preferenciales, mediante diversos tratamientos como el *recocido* o *annealing* (tratamiento térmico) y el *laminado* o *rolling* (tratamiento de deformación plástica). Los tratamientos de *annealing magnético* consisten en calentar el material a temperaturas donde la difusión atómica pueda ocurrir y posteriormente en enfriar

lentamente el material, mientras se aplica un campo magnético en la dirección que se desea obtener el eje de fácil magnetización [1-5]. El *rolling magnético* o *laminado*, como su nombre lo indica, consiste en laminar en frío un material magnético y dicho material adquiere un eje de fácil magnetización en la dirección en la que ocurre el laminado.

Magnetostricción y anisotropía magnetoelástica

La magnetostricción es el fenómeno en el cual un material ferromagnético modifica sus dimensiones durante el proceso de magnetización en el orden entre 10^{-5} y 10^{-6} . La *magnetostricción* se define como el cambio fraccional de la longitud en presencia de un campo magnético externo \mathbf{H} (ver Figura 12), como se muestra en la siguiente ecuación [2]:

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l} \quad (1.1.27)$$

La magnetostricción es una consecuencia del acoplamiento espín-órbita de los electrones de valencia con la red en materiales ferromagnéticos, lo cual induce un cambio en la orientación de los espines para alinearse con la magnetización del dominio, entonces las orbitas de los electrones modifican su forma para conservar el momento angular, debido a que las orbitas de los electrones están acopladas al espín, además, dado que la nube electrónica está acoplada con la red cristalina, se induce una deformación espontánea en la dirección de magnetización [6]. El fenómeno inverso a la magnetostricción se conoce como anisotropía magnetoelástica, en donde la deformación mecánica del sistema producida por tensión o estrés puede alterar la estructura de dominios y favorecer un cambio en la dirección de magnetización preferencial.

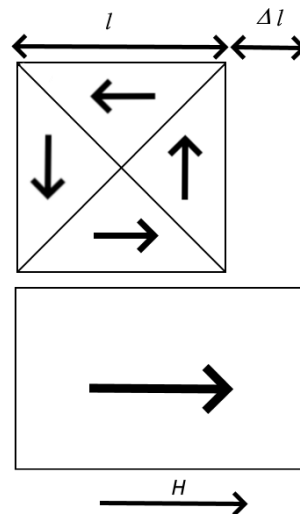


Figura 12. Magnetostricción de un cristal de hierro en la dirección $[100]$.

Anisotropía aleatoria

El modelo de anisotropía magnética aleatoria fue desarrollado para explicar las propiedades magnéticas de los materiales ferromagnéticos suaves en materiales nanocristalinos y amorfos, que al carecer de un orden de largo alcance no presentan anisotropía

magnetocristalina. Por lo que, la orientación del eje de fácil magnetización varía en función de la correlación de la longitud estructural, es decir, es dependiente del tamaño de grano D .

Las variaciones estructurales deben ser lo suficientemente pequeñas para que las interacciones de intercambio actúen alineando los momentos magnéticos paralelamente de manera consecutiva, de tal forma que se impide seguir el eje de fácil magnetización de una unidad estructural y en consecuencia la anisotropía efectiva es el promedio de varias unidades estructurales y donde la escala crítica viene dada por la longitud de correlación de intercambio ferromagnético:

$$L_0 = \varphi_0 \sqrt{A/|K_1|} \quad (1.1.28)$$

En donde A es la constante de intercambio, K_1 es la constante magnética de anisotropía local y φ_0 es un factor de proporcionalidad en el orden de 1. L_0 representa la longitud mínima en la cual la dirección de magnetización no varía de forma significativa y determina el orden del ancho de la pared de dominios, en donde L_0 presenta valores entre 5 nm y 10 nm para aleaciones basadas en Cobalto y entre 20 nm y 40 nm para aleaciones basadas en Hierro, en donde tanto estructuras amorfas como nanocristalinas deben estar en el régimen $D < L_0$.

El modelo de anisotropía aleatoria resume el cálculo de la anisotropía al promedio de la anisotropía de los granos dentro del volumen de acoplamiento magnético con anisotropía K_1 , el cual puede calcularse de la siguiente forma [7]:

$$\langle K_1 \rangle = |K_1| \cdot \left(\frac{D}{L_0} \right)^6 \quad (1.1.29)$$

En donde en la ecuación (1.1.29) se puede observar que, para materiales amorfos, $\langle K_1 \rangle$ tiende a cero ya que carece de orden de largo alcance y por lo tanto su constante de anisotropía magnetocristalina $K_1 \approx 0$.

Anisotropía de superficie y anisotropías de interfaz

En sistemas de baja dimensionalidad como las películas delgadas, existe un rompimiento de la simetría debido a este tipo de interfaces, por lo que la constante de anisotropía efectiva K_{eff} se divide en dos partes, una que describe la contribución volumétrica y otra que describe la contribución de la superficie [8]:

$$K_{eff} = K_v + \frac{2K_{sup}}{t} \quad (1.1.30)$$

En donde K_v es la constante de anisotropía magnetocristalina dependiente del volumen y K_{sup} es la constante de anisotropía magnetocristalina dependiente de la superficie el cual es multiplicado por un factor de 2 debido al número de interfaces y t es el espesor del sistema.

Debido a la anisotropía de forma en películas delgadas, K_v tiene un valor negativo, mientras que al reducir el espesor t , el segundo término de la ecuación (1.1.30) incrementa su magnitud, indicando una reorientación del eje de fácil magnetización de manera perpendicular al plano de la película, al reducir el espesor por debajo del valor crítico que viene dado por [8]:

$$t_c = -\frac{2K_v}{K_{sup}} \quad (1.1.31)$$

Esto quiere decir que, para películas gruesas, la contribución volumétrica dominará la constante de anisotropía efectiva y el eje de fácil magnetización se encontrará dentro del plano de la película.

1.1.6. Dominios magnéticos

Los dominios magnéticos son pequeñas regiones en los materiales ferromagnéticos y ferrimagnéticos, en donde los momentos magnéticos dentro de ellos se encuentran alineados paralelamente y terminan en donde existen regiones con diferente dirección de magnetización, las cuales corresponden a otros dominios magnéticos y están separados por regiones planares conocidas como *paredes de dominio*. Los dominios magnéticos aparecen debido a la minimización de la energía magnetostática, por lo que el flujo magnético que rodea una muestra será reducido por un campo de desmagnetización H_d , el cual se opone al vector de magnetización y reducirá la energía total magnética con la generación de dominios con diferentes direcciones de magnetización hasta alcanzar una magnetización total igual a cero [1, 2, 9], como se puede ver en Figura 13.

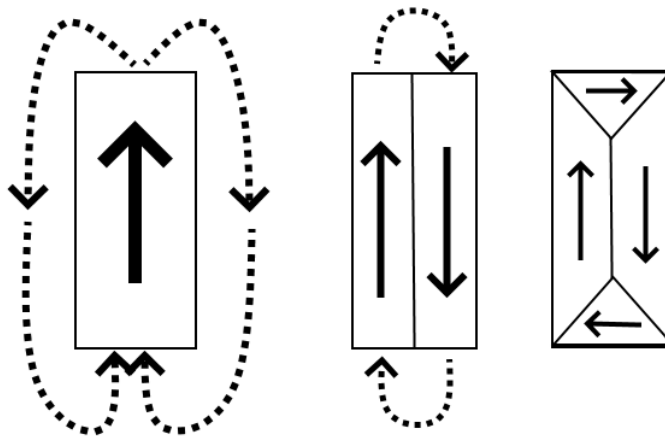


Figura 13. Reducción de la energía magnetostática, por la aparición de dominios magnéticos.

Las propiedades de las paredes de dominios se determinan por la competencia entre la energía de anisotropía magnética y la energía de intercambio, en donde la energía de la pared incrementa con el incremento de ambas energías dado que ambas favorecen la orientación colineal de los momentos magnéticos, por otra parte, el ancho de la pared incrementa con el

incremento de la energía de intercambio, pero decrece con el incremento de la energía de anisotropía magnética [10].

Existen dos importantes tipos de paredes de dominio, las primeras conocidas como paredes de Bloch, las cuales son una transición de 180° de la magnetización que ocurren de forma paralela al plano de la pared; el segundo tipo son las paredes de Néel, que es una rotación de la magnetización dentro del plano de la magnetización del dominio, como se muestra en la Figura 14.

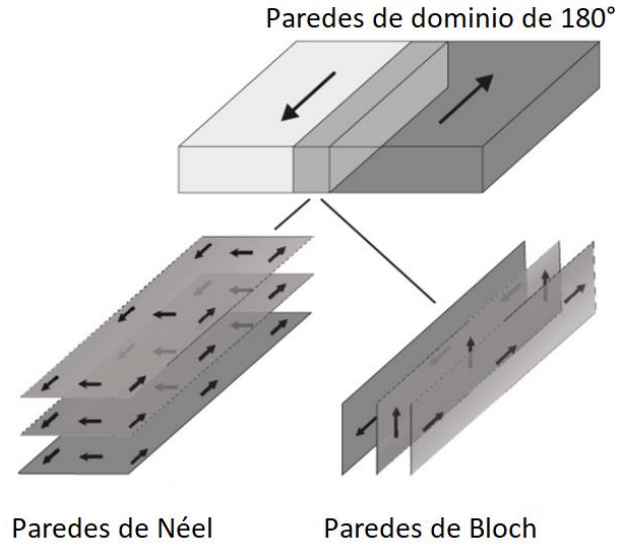


Figura 14. Esquema de paredes de dominio de 180° .

Para los materiales uniaxiales el ancho de la pared puede ser calculado mediante $\delta_W = \pi \sqrt{\frac{A}{K_u}}$ en donde K_u es la constante de anisotropía uniaxial; $A = \frac{nJS^2}{a}$ es conocida como la rigidez de intercambio o la constante de intercambio, la cual depende de n que es el número de átomos por celda unitaria, J la integral de intercambio, S el espín electrónico y a el parámetro de red.

La existencia de interfaces cercanas a paredes de dominios presenta una transición en la orientación de la magnetización, la cual se conoce como *longitud de intercambio*, esta longitud es la mínima escala en la cual la magnetización presenta fluctuaciones para minimizar las interacciones magnetostáticas, por lo que la magnetización dentro de esta longitud no varía de forma significativa tal como se observa en Figura 15 y está determinada por la relación de la raíz cuadrada de la constante de intercambio entre el costo energético para orientar los espines cerca de la interfaz en un ángulo distinto del eje de fácil magnetización, el cual puede determinarse, cuando la magnetización es paralela a la interfaz, de la siguiente forma [4]:

$$l_{ex} = \sqrt{\frac{A}{K_u}} = \frac{\delta_W}{\pi} \quad (1.1.32)$$

En el caso de materiales magnéticos ultrasuaves con una $K_u \approx 0$, donde la anisotropía de forma es dominante, entonces se utiliza la longitud de intercambio magnetostática definida por [11]:

$$l_{ex} = \sqrt{\frac{A}{K_s}} = \sqrt{\frac{A}{M_s^2}} \quad (1.1.33)$$

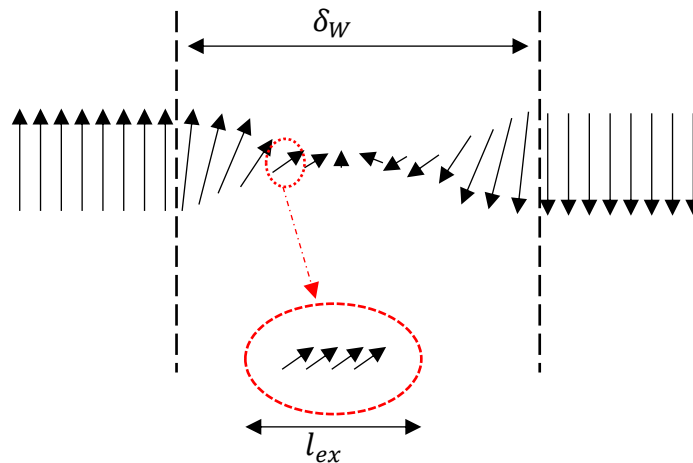


Figura 15. Esquema del ancho de una pared de dominios y la longitud de intercambio.

1.1.7. Ciclo de histéresis

El ciclo de histéresis es la curva característica de magnetización \mathbf{M} o de inducción magnética \mathbf{B} en función del campo magnético \mathbf{H} que presentan los materiales ferromagnéticos y ferrimagnéticos. Mediante el ciclo de histéresis se pueden describir importantes propiedades que permiten establecer aplicaciones para los materiales magnéticos. Las propiedades principales del ciclo de histéresis son el campo coercitivo H_c , la magnetización de saturación M_s y la magnetización de remanencia M_r .

La magnetización de saturación M_s es el valor máximo que alcanza la magnetización cuando se le aplica un campo magnético máximo indefinidamente, esta condición se presenta cuando todos los momentos magnéticos del material están alineados con el campo magnético H . En la Figura 16 se muestra sobre la gráfica, en los puntos 1 y 4, la magnetización de saturación.

El campo coercitivo H_c es el campo necesario para lograr una magnetización igual a cero, como se muestra en los puntos 3 y 6 de la Figura 16. El campo coercitivo H_c , también, es utilizado para clasificar los materiales ferromagnéticos en suaves si su $H_c \leq 10^3 \text{ A/m}$ (125 Oe), o materiales ferromagnéticos duros si $H_c > 10^3 \text{ A/m}$ [4].

La remanencia es la inducción B_r o magnetización M_r que permanece cuando el campo magnético H después de magnetizar el material es reducido a cero, de otra forma, se puede explicar que es la magnetización obtenida después de aplicar un fuerte campo magnético y retirarlo como se aprecia en la Figura 16 en los puntos 2 y 5.

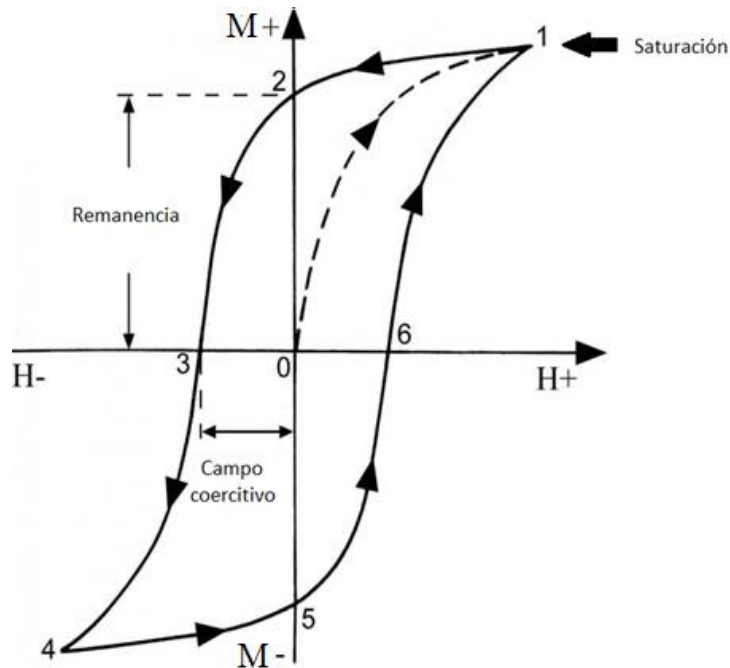


Figura 16. Propiedades magnéticas determinadas con el lazo de histéresis.

1.2. Materiales magnéticos amorfos

Los sólidos se pueden dividir en cristalinos, policristalinos o amorfos (ver Figura 17) la diferencia entre ellos es el ordenamiento atómico en el cual se enlazan los átomos. Un material amorfo posee solo orden atómico de corto alcance.

El que un sólido adquiera un ordenamiento de corto y largo alcance, depende de la temperatura de enfriamiento de la fase líquida durante el proceso de solidificación. Aunque la mayoría de los metales tienden a solidificarse en una estructura cristalina y policristalina, esto toma un cierto tiempo, por lo que, el enfriamiento rápido es una forma de favorecer la estructura amorfa. Por otra parte, existen otros materiales como los comúnmente llamados vidrios inorgánicos (SiO_2), los cuales alcanzan con mayor facilidad el estado amorfo [12, 13].

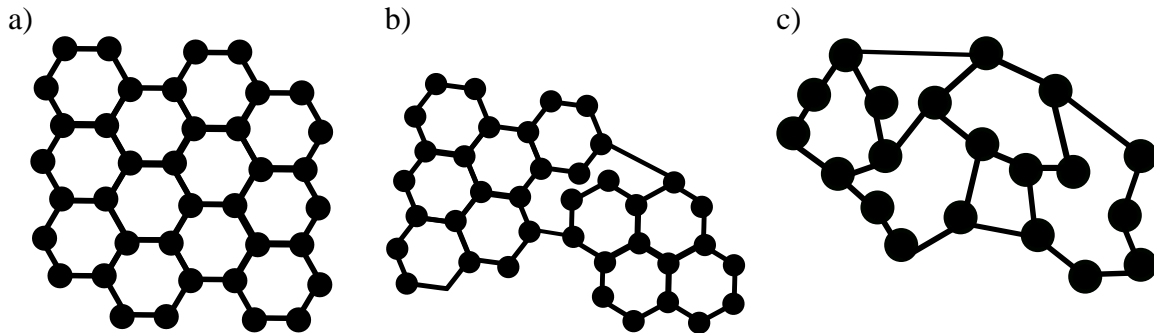


Figura 17. Arreglos atómicos de los sólidos. a) Estructura cristalina; b) estructura policristalina; y c) estructura amorfa.

Las velocidades de enfriamiento requeridas para llevar desde el punto de fundición a la fase amorfa son de 10^5 C/s, por lo que regularmente dichas aleaciones tienden a tener una dimensión reducida en alguno de sus ejes para facilitar la transferencia de calor. Además, las aleaciones metálicas requieren estabilizar su fase amorfa mediante metaloides como el Boro, Silicio, Carbono, fósforo, entre otros [4].

Todos los métodos de fabricación de los metales amorfos retiran el calor de la aleación fundida a gran velocidad, por lo tanto, existen ciertas aleaciones metálicas que pueden volverse amorfas mediante técnicas de deposición de películas delgadas como sputtering, hilado en estado fundido (melt spinning), enfriamiento lento (splat quenching) o atomización de con gas de partículas finas [4].

Las aleaciones amorfas magnéticas de mayor interés son las basadas en metales de transición o metales de tierras raras. En este trabajo se estudia el comportamiento magnético de aleaciones amorfas de metales de transición, las cuales tienen proporciones del 15 al 30% de contenido de metaloides [4].

Existe un gran interés en aleaciones magnéticas amorfas debido a que carecen de orden de largo alcance, lo que implica ausencia de anisotropía magnetocristalina, resistividades altas en comparación con metales cristalinos y no presentan fronteras de grano las cuales funcionan como puntos de anclaje. Todo lo anterior se traduce, en materiales magnéticos ultra-suaves, con bajas pérdidas de histéresis y corrientes parásitas, buena resistencia mecánica e incluso algunas son resistentes a la corrosión [4].

1.2.1. VITROVAC

Se conoce como VITROVAC a una aleación amorfa producida por fabricantes como VACUUMSCHLITZ, la cual tiene una composición principalmente a base de Cobalto, en este trabajo se utilizó VITROVAC 6030 el cual tiene una estequiometría de Co-Fe entre el 70-80% y metaloides como B, Si, C y Mo entre 20-30% [14].

Este tipo de material se fabrica mediante una técnica conocida como melt spinning, la cual provee velocidades de enfriamiento del orden de 10^6 K/s, con el fin de inducir una fase amorfa en la aleación.

En el método de melt spinning (ver Figura 18), los materiales que formarán la aleación son colocados dentro de un crisol, que a su vez está dentro de una bobina de inducción, utilizada para fundir estos metales [15].



Figura 18. Fotografía del proceso de fabricación por melt spinning.

Una vez alcanzada la fundición, se inyecta gas Argón en el crisol con presiones del orden de KPa, obligando a salir la aleación por el agujero y depositándolo en una rueda de cobre, acero o cromo, la cual es enfriada internamente por líquido o nitrógeno, mientras se encuentra rotando a velocidades entre 18-50m/s [15]. Es por este motivo que el producto obtenido es una cinta de espesores alrededor de $25\mu\text{m}$ y dependiendo de las condiciones de fabricación se pueden obtener cintas de diferentes anchos.

Las aleaciones amorfas de VITROVAC son materiales magnéticamente suaves, que en el caso del VITROVAC 6030 tiene un campo coercitivo $H_c = 1 \frac{\text{A}}{\text{m}}$, además, debido a su ordenamiento atómico amorfo son libres de anisotropía magnetocristalina, y también presenta alta resistividad eléctrica ($130\mu\Omega \cdot \text{cm}$). Por otra parte, la composición estequiométrica resulta en una magnetostricción cercana a cero, con una alta permeabilidad magnética relativa $\mu_r = 3000$ y una inducción magnética de saturación $B_s = 0.8 \text{ T}$.

1.3. Permalloy

Se conoce como Permalloy a las aleaciones magnéticas Hierro-Níquel que usualmente usan un contenido mayor al 30 % de Níquel, las cuales tienen un ordenamiento atómico cubico centrado en las caras, característico de los cristales de níquel. Las aleaciones de permalloy

fueron descubiertas en los laboratorios Bell y se desarrollaron para aplicaciones de instrumentación y comunicaciones.

Las aleaciones de Permalloy se dividen en tres grupos de interés respecto a su contenido de níquel, 80%, 50% y entre un 30% al 40%. Las aleaciones con un contenido de níquel alrededor de 80% presentan la mayor permeabilidad magnética, mientras que las aleaciones con un contenido de 50 % se caracterizan por tener la mayor magnetización de saturación, mientras que las aleaciones con un contenido entre 30 % y 40 % poseen mayor resistividad de las tres composiciones [4, 9].

La fabricación de Permalloy se realiza dentro de un crisol de sílice, que emplea una bobina de inducción para la fundición de los metales. Las propiedades finales de la aleación dependen de diversos factores, los cuales van desde el contenido de hierro-níquel, su pureza y el tratamiento térmico final. Por ejemplo, la eliminación de pequeñas cantidades de carbono y elementos no metálicos, mejoran las propiedades magnéticas; esto usualmente se hace mediante un tratamiento térmico a temperaturas cercanas del punto de fusión dentro de una atmósfera de hidrógeno [16, 17].

En este trabajo se empleó una aleación conocida como Permalloy 80, la cual tiene un contenido de 80 % de níquel, la cual tiene un comportamiento magnético suave, con un campo coercitivo $H_c = 1.19 \frac{A}{m}$, una alta permeabilidad magnética relativa de $\mu_r = 65000$ y una inducción magnética de saturación $B_s = 0.75T$. Por otra parte, aunque el Permalloy tiene un ordenamiento atómico cúbico centrado en las caras, su estequiometría está diseñada para tener anisotropía magnetocristalina y magnetostricción cercana a cero ($\lambda = 6.65 \times 10^{-8}$ [18])

1.4. Níquel

El níquel es un elemento químico, metálico con el número 28 de la tabla periódica, que, en conjunto con el hierro y el cobalto, son conocidos por sus propiedades magnéticas a temperatura ambiente. Es importante destacar, que el níquel es de gran importancia industrial, ya que tiene aplicaciones diversas entre las cuales se puede destacar la fabricación de aceros, monedas, baterías, catalizadores, cerámicos, superconductores magnéticos y blindajes electrónicos, por mencionar algunos.

El níquel puede producirse comercialmente con una pureza de hasta 99.99%, sin embargo, es la mayoría de los reportes se refieren al 99.95% de pureza, donde el resto usualmente es cobalto. Existen gran número de minerales en los que se ha identificado níquel, sin embargo, solo los sulfuros, lateritas (incluyendo óxidos y silicatos) y arseniuros, son suficientemente abundantes para tener importancia industrial, siendo más importantes los minerales de sulfuro y lateritas [19].

El níquel tiene una estructura cristalina cúbica centrada en las caras en todo el rango de temperaturas debajo de su punto de fusión. En este trabajo se usó níquel con 99.95% de pureza, con una resistividad en bulto de $6.97\mu\Omega \cdot cm$; un campo coercitivo $H_c = 100 \frac{A}{m}$; una permeabilidad magnética relativa $\mu_r = 600$; una inducción de saturación $B_s = 0.6T$; y una magnetostricción negativa, las cuales usualmente tienen un valor en bulto de $\lambda_{100} = -46 \times 10^{-6}$ y $\lambda_{111} = -24 \times 10^{-6}$, de acuerdo con la dirección cristalográfica [20].

1.5. Teoría clásica de conducción

La corriente eléctrica se define como la cantidad de carga que circula a través de un material por unidad de tiempo, es decir:

$$I = \frac{dQ}{dt} \quad (1.5.1)$$

En los metales, la conducción eléctrica se transporta a través de los electrones de valencia, debido a que son los que están en libertad para participar en el proceso de conducción, debido a que el catión está ligado a su posición en la estructura cristalina.

Ahora, suponiendo que la corriente ΔI fluye a través de un conductor de área ΔS , se puede definir el concepto de densidad de corriente J , mediante la siguiente expresión:

$$J = \frac{\Delta I}{\Delta S} \quad (1.5.2)$$

De acuerdo con la *ley de Ohm*, se puede encontrar experimentalmente que, para un metal a temperatura constante, la densidad de corriente es linealmente proporcional al campo eléctrico, a esto se le conoce como la *ley de Ohm*:

$$J = \sigma \mathcal{E} \quad (1.5.3)$$

Donde σ es la conductividad y \mathcal{E} el campo eléctrico. Existen gran cantidad de materiales, que siguen el comportamiento lineal de la ley de Ohm, a este tipo de materiales se les conoce como medios óhmicos o lineales.

1.5.1. Modelo de Drude

Drude en el año 1900, fue el primero en proponer un modelo para explicar el transporte electrónico y estableció los conceptos utilizados en la actualidad. En este modelo clásico, Drude propuso los siguientes dos postulados:

i) Existencia de un gas de electrones libres con un fondo uniforme cargado positivamente tal que la carga eléctrica neta del sistema sea nula.

ii) Los electrones se mueven de forma independiente y colisionan entre ellos sólo en forma instantánea.

Posteriormente, Lorentz investigó las implicaciones de estos postulados, dando origen a la teoría clásica de la conducción eléctrica o teoría de Drude-Lorentz, la cual se basa en la estadística de Maxwell-Boltzmann, donde se asume que: 1) un electrón del gas de electrones (también conocido como nube de electrones) es una partícula con movimiento libre en el espacio con un momento y energía; 2) los electrones están sujetos a colisiones instantáneas con otras partículas, como pueden ser electrones, núcleos atómicos o defectos en la red, donde el movimiento después de una colisión es independiente, de su movimiento previo a la colisión; 3) la probabilidad que una colisión ocurra en un intervalo de tiempo dt es proporcional al intervalo de tiempo y 4) las partículas alcanzan la condición de equilibrio, únicamente a través de las colisiones, por lo que, el resultado final de esta teoría es describir la conductividad eléctrica en términos de una trayectoria libre media o un tiempo libre medio entre colisiones.

La cantidad de movimiento del electrón está relacionada con el vector de onda por $mv = \hbar k$. Dentro de un campo eléctrico “ \mathcal{E} ”, la fuerza sobre el electrón se escribe de la siguiente forma [21]:

$$F = m \frac{dv}{dt} = \hbar \frac{dk}{dt} = -e\mathcal{E} \quad (1.5.4)$$

Donde m es la masa del electrón; e es la carga del electrón; v es la velocidad del electrón; k es el vector de onda; y \hbar es la constante de Planck dividida entre 2π .

La cantidad $\hbar k$ es la cantidad de momento mecánico de los electrones. De acuerdo con la ecuación anterior, k es proporcional a t , lo que significa que, en ausencia de procesos de dispersión, k se incrementaría para cada instante t . Sin embargo, los procesos de dispersión siempre están presentes en la red, debido a imperfecciones, impurezas, fonones y la red, así que este comportamiento solo será válido para un instante de tiempo τ , que es un promedio del tiempo entre colisiones, donde [22]:

$$\hbar \Delta k = F\tau = m\Delta v \quad (1.5.5)$$

Donde Δv es la velocidad de arrastre del electrón. Usando las ecuaciones (1.5.4) y (1.5.5), se puede inferir que el incremento de velocidad del electrón está determinado por [22] :

$$v = \frac{-e\mathcal{E}\tau}{m} \quad (1.5.6)$$

Considerando un campo eléctrico constante \mathcal{E} , aplicado a n electrones de carga $q = -e$ por unidad de volumen y empleando la ecuación anterior, se puede determinar que la densidad de corriente eléctrica es [21]:

$$J = nqv = \frac{ne^2\tau\mathcal{E}}{m} \quad (1.5.7)$$

Se define la conductividad eléctrica σ , de acuerdo con la ley de Ohm $J = \sigma\mathcal{E}$, como:

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m} \quad (1.5.8)$$

Y la resistividad eléctrica ρ como el valor inverso de la conductividad, la cual se escribe de la siguiente forma:

$$\rho = \frac{m}{ne^2\tau} \quad (1.5.9)$$

De acuerdo con lo anterior, para un conductor se puede describir la trayectoria media libre de un electrón de conducción mediante el producto de la velocidad, por el tiempo entre colisiones τ :

$$l = v\tau \quad (1.5.10)$$

1.5.2. Consideraciones cuánticas del modelo del electrón libre

Los electrones a temperatura ambiente se mueven aleatoriamente sin ninguna dirección o velocidad preferencial. Por otra parte, la velocidad máxima que los electrones pueden alcanzar a $T=0$ K es la velocidad de Fermi, la cual ocurre cuando los electrones alcanzan la energía de Fermi E_F , lo que quiere decir, que solo algunos electrones participan en la conducción eléctrica los cuales se mueven aproximadamente a la velocidad de Fermi V_F . Debido a la densidad de estados que posee un metal, se necesita un pequeño aumento en la energía ΔE , para desplazar una gran cantidad de electrones a velocidades cercanas a la de Fermi y alcanzar o superar ligeramente el nivel de Fermi [22], como se muestra en la Figura 19.

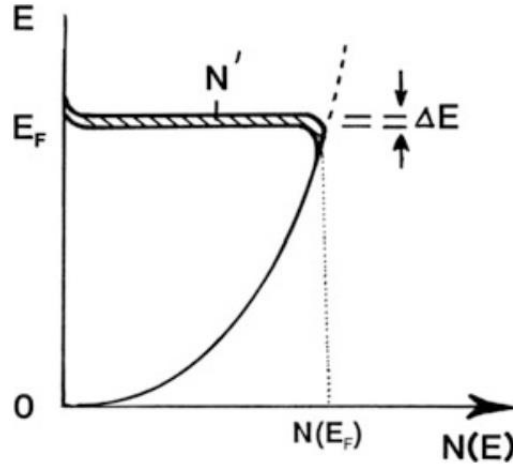


Figura 19. Densidad de población de electrones $N(E)$ versus Energía de electrones libres. Desplazamiento ΔE producido por un campo eléctrico aplicado, en donde N' es el número de electrones desplazados por unidad de volumen [22].

Por lo tanto, de la ecuación (1.5.3) se puede escribir la ley de ohm en términos de la velocidad de Fermi y el número de electrones desplazados:

$$j = v_F e N' \quad (1.5.11)$$

En donde el número de electrones desplazados por un campo eléctrico es:

$$N' = N(E_F) \Delta \mathcal{E} \quad (1.5.12)$$

Al sustituir la ecuación (1.5.12) en la ecuación (1.5.11) se tiene lo siguiente:

$$j = v_F e N(E_F) \Delta \mathcal{E} = v_F e N(E_F) \frac{d\mathcal{E}}{dk} \Delta k \quad (1.5.13)$$

En donde $\frac{d\mathcal{E}}{dk}$ se puede calcular mediante la relación de \mathcal{E} contra k para electrones libres y Δk de la relación de Broglie, teniendo entonces que la densidad de corriente en términos del campo eléctrico y el tiempo entre colisiones es:

$$j = v_F^2 e^2 N(E_F) \mathcal{E} \tau \quad (1.5.14)$$

Por último, se debe considerar únicamente a los electrones que se desplazan en dirección del campo eléctrico y en el caso de una conducción eléctrica en tres dimensiones, se considera a los electrones desplazados en la superficie de la esfera de Fermi en dirección al campo eléctrico, por lo que la densidad de corriente y la conductividad son descritas por las siguientes ecuaciones, respectivamente:

$$j = \frac{1}{3} v_F^2 e^2 \tau N(E_F) \mathcal{E} \quad (1.5.15)$$

$$\sigma = \frac{1}{3} v_F^2 e^2 \tau N(E_F) \quad (1.5.16)$$

1.5.3. Resistencia en metales cristalinos y policristalinos

Como se ha explicado hasta ahora, las propiedades de conducción eléctrica de los materiales están delimitadas por la dispersión electrónica, sin embargo, existen diversos mecanismos que la originan. A temperaturas ordinarias y altas temperaturas, por lo general, la dispersión está asociada a colisiones con la red atómica (ρ_{atom}). A bajas temperaturas, la dispersión electrónica está asociada principalmente a las impurezas (ρ_{imp}) y defectos estructurales del material (ρ_{def}), donde a la suma de ambas contribuciones se le conoce como resistividad residual (ρ_{res}). Por último, en materiales magnéticos o aleaciones con presencia de éstos, las dispersiones electrónicas también están relacionados con el momento del espín de los electrones (ρ_{spin}). Estas tres fuentes de dispersión pueden ser separadas en cuatro términos de resistividades, la cual se conoce como regla de Mathiessen [22, 23]:

$$\rho_{tot} = \rho_{atom} + \rho_{imp} + \rho_{def} + \rho_{spin} \quad (1.5.17)$$

La resistividad en aleaciones incrementa con el aumento de la proporción de contenido de la aleación, donde de acuerdo con la regla de Mathiessen, la resistividad en función de la temperatura incrementa de forma lineal a pequeños aumentos en la cantidad de soluto como se muestra en la Figura 20. Este aumento en la resistividad se origina en los mecanismos: en primer lugar, átomos de diferente tamaño modifican el parámetro de red y, por lo tanto, la dispersión electrónica; el segundo mecanismo se debe a diferencia de valencias entre los elementos de la aleación, que produce cargas locales e incrementa la probabilidad de dispersión; y por último, los elementos de la aleación poseen diferentes concentraciones de electrones, por lo que, modifica la densidad de estados en el nivel de Fermi, como se observa en (1.5.16), resultando en un cambio en la resistividad.

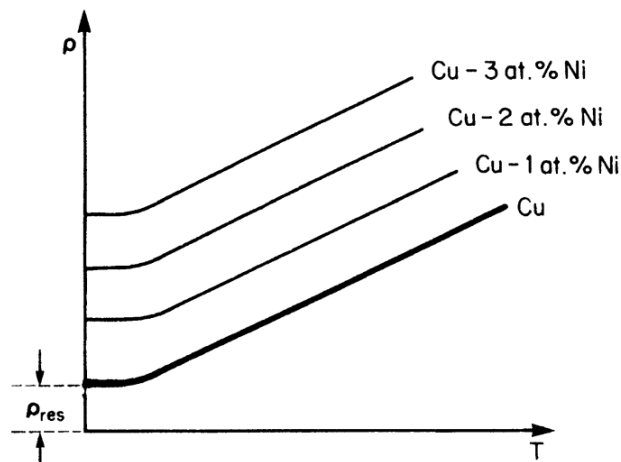


Figura 20. Representación esquemática de la dependencia de la resistividad en función de la temperatura de aleaciones de cobre-níquel con distintas concentraciones, en donde ρ_{res} es la resistividad residual [22].

1.5.4. Conducción eléctrica en metales amorfos

La conducción en metales amorfos dificulta la descripción del transporte electrónico, debido a la ausencia de orden de largo alcance, lo que implica una mayor dispersión. Al igual que los metales cristalinos, las primeras aproximaciones se hacen mediante el modelo del electrón libre, sin embargo, la ausencia de orden cristalino elimina el concepto de la zona de Brillouin y la conservación de momento en los procesos de dispersión, por lo que el vector de onda k no es útil para describir la superficie de Fermi en el espacio k . Por otra parte, debido a que no existe un orden de largo alcance, la función de Bloch no es útil para describir los estados electrónicos, sin embargo, es posible describirlos mediante una combinación lineal de las funciones de Bloch. Una eigenfunción de energía será caracterizada por una distribución de k valores y puede explicar el modelo de electrones libres para estados s y p , sin embargo, este tipo de cálculos resulta inexacto al tratarse de estados d [24, 25].

Las resistividades de los metales amorfos son relativamente altas ($>30\mu\Omega$ cm), exhibiendo un transporte eléctrico comparable al de los metales líquidos, además, de acuerdo con la relación de Mooji, metales amorfos con una resistividad mayor a $150 \mu\Omega$ cm, poseen un coeficiente de temperatura negativo de la resistencia [24, 25].

Existen varios modelos para tratar de explicar el comportamiento eléctrico de los metales líquidos y aleaciones metálicas amorfas para tratar de explicar el coeficiente de temperatura negativo de la resistencia, y los valores de magnetorresistencia negativa que dichos materiales presentan.

Modelo de difracción de Ziman-Faber

El modelo de difracción de Ziman-Faber se basa en la ecuación de Boltzmann y fue propuesto para describir el transporte eléctrico de metales líquidos y aleaciones de metales líquidos, sin embargo, este modelo resulta apropiado para describir el comportamiento de metales amorfos. La teoría de Ziman originalmente supone que un conjunto de centros desordenados produce un potencial de dispersión de los electrones de conducción al cual se le nombra pseudo potencial, en donde los electrones se consideran que forman parte de un gas de electrones libres y son dispersados por un arreglo aleatorio de átomos [24, 25, 26], donde la conductividad viene dada por la siguiente ecuación:

$$\sigma = \frac{2}{3} v_F^2 e^2 \tau N(E_F) \quad (1.5.18)$$

La resistividad del modelo de Ziman es descrita mediante la aproximación de Born en donde como se explicó antes, describe la interferencia producida por los átomos en estado líquido con las ondas de esparcimiento y se escribe de la siguiente forma [24, 25]:

$$\rho = \frac{12\pi\Omega_0}{e^2\hbar v_F^2} \langle a^p(Q) |V(Q)|^2 \rangle \quad (1.5.19)$$

En donde Ω_0 es el volumen atómico promedio; $a^p(Q)$ es el factor de resistividad estático de la estructura; $V(Q)$ el pseudopotencial; Q la potencia termoeléctrica y $\langle \ \rangle$ representa el promedio ponderado para un valor alto de Q .

Este modelo fue modificado y extendido por Evans *et al* [27] para aleaciones de metales de transición, en donde se reemplaza el pseudopotencial por la matriz para incorporar cambios de fase de potencial sin traslape [24, 25, 26]:

$$\rho = \frac{12\pi\Omega_0}{e^2\hbar v_F^2} \int_0^1 s(k) |t(k)|^2 \left(\frac{K}{k_F}\right)^2 d\frac{K}{k_F} \quad (1.5.20)$$

En donde $s(k)$ es el factor de estructura; K es el vector de esparcimiento; k_F el vector de onda de Fermi y $t(k)$ es la matriz de dispersión de cambios de fase de potencial sin traslape que viene dada por:

$$t(K) = \frac{2\pi\hbar^2}{m(2mE_F)^{1/2}\Omega_0} \sum_l (2l + 1) \sin\eta_l(E_F) e^{i\eta_l} P_l \cos(\theta) \quad (1.5.21)$$

En donde l es el número cuántico evaluado en E_F ; η_l es el cambio de fase del momento angular l y P_l es el polinomio de Legendre.

Como se puede apreciar el modelo de Ziman-Faber es complicado de calcular y usualmente se hacen aproximaciones para interpretarlo, una de ellas es emplear el factor de estructura medido mediante rayos X, sin embargo, en el caso de aleaciones amorfas de metales de transición se necesitan al menos tres factores de estructura parciales, para tener una adecuada aproximación, datos que usualmente no están disponibles ni son fáciles de medir experimentalmente.

Modelo de dispersión s-d de Mott

El modelo de Mott es propuesto para aleaciones líquidas de metales de transición, también aplicable a aleaciones en estado amorfo que contienen metales de transición, donde las altas resistividades se relacionan con la densidad de estados desocupados en el nivel d y son generados por los siguientes mecanismos:

- a) Transiciones inducidas por fonones de los electrones en el nivel s de la superficie de Fermi hacia los electrones en el nivel d . Esto tiene altas probabilidades ya que la

probabilidad de que esta transición ocurra es proporcional a la densidad de estados en el nivel d en el nivel de Fermi en su estado final $N_d(E_F)$. Por lo que el camino medio libre de la parte s es mucho mayor al de la parte d .

- b) Dispersiones por magnones o fluctuaciones espín, que también pueden inducir transiciones $s-d$ como $s-s$.

Este modelo propone que la conductividad eléctrica se compone de dos partes, la primera está compuesta por los electrones en los niveles s y p , y la segunda por los electrones en el nivel d , como se muestra en la siguiente ecuación [24, 25, 28]:

$$\sigma = \sigma_s + \sigma_d \quad (1.5.22)$$

$$\sigma = \frac{n_s e^2 \tau_s}{(m_e^s)^*} + \frac{n_d e^2 \tau_d}{(m_e^d)^*} \quad (1.5.23)$$

Donde n_s y n_d son los electrones libres en el nivel s y d , respectivamente; τ_s y τ_d el tiempo entre colisiones de los electrones del nivel s y d , respectivamente; y $(m_e^s)^*$ es la masa del electrón en el nivel s , mientras $(m_e^d)^*$ es la masa efectiva del electrón en el nivel d .

Por lo general se asume que los electrones en el nivel d poseen una masa efectiva demasiado grande para contribuir en la conducción eléctrica, sin embargo, este modelo contempla que cuando el camino medio libre es del orden del espacio interatómico, la contribución dominante de la resistencia proviene de la dispersión de los electrones $s-p$ hacia los electrones de la capa incompleta del nivel d , entonces la resistividad es proporcional a la densidad de estados del nivel d $N_d(E_F)$.

Cuando la temperatura aumenta, hay un cambio en la energía de Fermi E_F lo que produce una dependencia de la resistividad con la temperatura y entonces la resistividad viene dada por la siguiente ecuación [24, 25]:

$$\rho_{s-d}(T) = \rho_0 \left[1 + \frac{\pi^2}{6} (k) T^2 (E_0 - E_F)^{-2} \right] \quad (1.5.24)$$

En donde ρ_0 y E_0 , es la resistividad y la energía cuando $T=0$ K. Mediante este modelo se explica, que cuando la banda d está casi llena, la resistividad varía de forma negativa con el incremento de temperatura en los materiales metálicos amorfos de transición.

1.6. Modelo de dos corrientes para metales magnéticos de transición

De acuerdo con Mott [29] en los materiales ferromagnéticos de metales de transición y por debajo de la temperatura de Curie, la dirección del espín de los portadores de carga se mantiene constante durante los fenómenos de dispersión, ya que, a bajas temperaturas, las ondas espín que mezclan estados con espines \uparrow y espines \downarrow no se encuentran fuertemente excitadas. Por lo tanto, los portadores de carga y su espín pueden ser representados mediante dos tipos de portadores de carga, que fluyen por canales independientes, siempre y cuando el material ferromagnético se encuentre por debajo de la temperatura de Curie.

De la ley de Ohm se puede considerar que la densidad de corriente es igual a:

$$J = (\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow})\mathcal{E} \quad (1.6.1)$$

Ahora reescribiendo el campo eléctrico \mathcal{E} como una diferencia de potencial dividida por el espesor $\Delta V/d$ y multiplicando por el área A :

$$I = \frac{(\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow})A\Delta V}{d} \quad (1.6.2)$$

Se obtiene como resultado, que la resistencia viene dada como un circuito resistivo en paralelo:

$$R = \frac{\Delta V}{I} = \frac{1}{(\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow})\frac{A}{d}} = \frac{1}{\frac{1}{R_{\uparrow}} + \frac{1}{R_{\downarrow}}} = \frac{R_{\uparrow}R_{\downarrow}}{R_{\uparrow} + R_{\downarrow}} \quad (1.6.3)$$

Esto significa que la dispersión electrónica dependiente del espín viene dada en dos canales en forma de circuitos paralelos y cada uno tiene su propia resistencia (ver Figura 21), que no necesariamente son iguales, debido a la diferencia de densidad de estados de espines \uparrow y \downarrow .

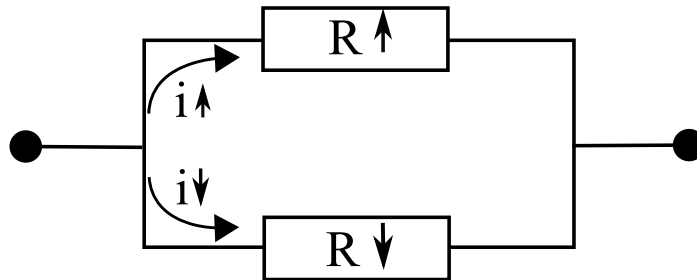


Figura 21. Modelo de dos corrientes

1.7. Magnetorresistencia

La magnetorresistencia (MR) es el cambio en la resistencia de una muestra o sustancia sometida a un campo magnético estático externo. Estos cambios en la resistencia suelen ser insignificantes en la mayoría de los materiales no magnéticos, sin embargo, los materiales magnéticos presentan cambios relativamente grandes y pueden revelar la presencia de anisotropía magnética en estado desmagnetizado [5].

Las variaciones de resistencia se describen por la siguiente ecuación y se expresa en términos de porcentaje de cambio [8]:

$$MR = \frac{R(H) - R(H = 0)}{R(H = 0)} = \frac{\Delta R}{R} \quad (1.7.1)$$

Donde $R(H)$ es la resistencia debida a al campo magnético externo H . La sensibilidad de los efectos magnetorresistivos es definida por:

$$S = \frac{\frac{\Delta R}{R}}{H_s} \quad (1.7.2)$$

Donde H_s es el campo externo mínimo que permite la saturación del efecto de magnetorresistencia, y con S dado en porcentaje.

Existen diferentes efectos de magnetorresistencia, originados de diferentes fenómenos físicos, algunos de ellos son:

- Magnetorresistencia de Lorentz o efecto Hall: causada por el aumento de la longitud de las trayectorias de los electrones, al ser desviados de la dirección de la corriente por un campo magnético externo.
- Magnetorresistencia Anisótropa (AMR): es principalmente causada por la interacción del espín del electrón con el momento orbital de la matriz atómica, es decir, que depende del ángulo entre la magnetización y la dirección de la corriente.
- Magnetorresistencia gigante (GMR): se debe a la diferencia de la dispersión del espín en regiones con diferente dirección de magnetización y en interfaces como pueden ser películas multicapas o sistemas granulares.
- Magnetorresistencia colosal (CMR): se presenta en materiales específicos, debido a la dispersión dependiente del espín en muestras de bulto.
- Magnetorresistencia de túnel (TMR): es un efecto causado por procesos de efecto túnel dependientes del espín.

1.7.1. Magnetorresistencia Anisótropa

La Magnetorresistencia Anisótropa (AMR) es el cambio de la resistencia eléctrica dependiente de la orientación relativa entre un campo magnético externo, el eje de fácil magnetización intrínseco del material y una corriente eléctrica aplicada en un conductor ferromagnético. Actualmente este efecto puede ser inducido y también existe en materiales ferromagnéticos como es el Níquel, Cobalto o Hierro. Tiene su origen físico en el acoplamiento espín-orbita de los orbitales $3d$, cuando interactúan con un campo magnético externo. Si $L \cdot S = 0$, esto quiere decir que la dispersión entre los orbitales $s-d$ no sería posible para la mayoría de los electrones. Para conservar la interacción espín orbita, los espines cambian su sentido, por lo que la mayoría de los electrones en s pueden ser dispersados en la minoría de los estados vacíos d , lo que resulta en un incremento de resistencia y la conservación del momento de los electrones dispersados [8]. Por lo tanto, la dispersión es distinta debida a la anisotropía de los electrones d para cuando la alineación del campo magnético y la corriente es paralela o perpendicular como se muestra en la Figura 22.

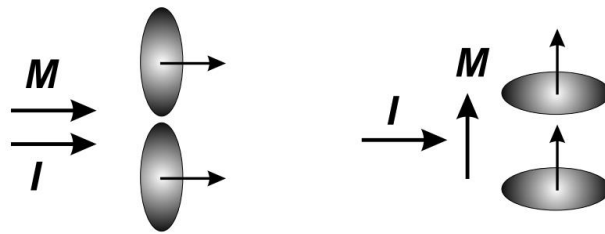


Figura 22. Origen de la magnetorresistencia anisótropa.

En 1856, Lord Kelvin midió la resistencia de un trozo de hierro al aplicar una corriente eléctrica; dicho experimento fue repetido sometiendo el material a un campo magnético orientado de forma paralela y perpendicular a la corriente aplicada, con lo que demostró que el valor de la resistencia se modificaba aproximadamente 0.2% y 0.4% respectivamente [30].

El valor de la resistencia debido al efecto de magnetorresistencia anisótropa depende del ángulo entre la corriente eléctrica θ_i y el ángulo de la magnetización θ_M del metal ferromagnético con respecto a una dirección.

Particularmente en películas delgadas, su resistencia alcanza un máximo cuando la corriente es paralela a la dirección de magnetización y es mínima cuando la corriente es perpendicular a la magnetización.

Los cambios de AMR se reportan tomando en cuenta el sentido de flujo de la corriente, respecto la orientación del campo magnético, designando R_{\parallel} para un flujo de corriente paralelo a la magnetización ($i \parallel M$) y R_{\perp} para cuando son perpendiculares ($i \perp M$) como se muestra en la Figura 23.

La dependencia angular de la resistencia, debido a efectos de magnetorresistencia anisótropa es descrita por la siguiente expresión:

$$R(\theta) = R_{min} + \Delta R_{AMR} \cdot \cos^2(\theta_M - \theta_i) \quad (1.7.3)$$

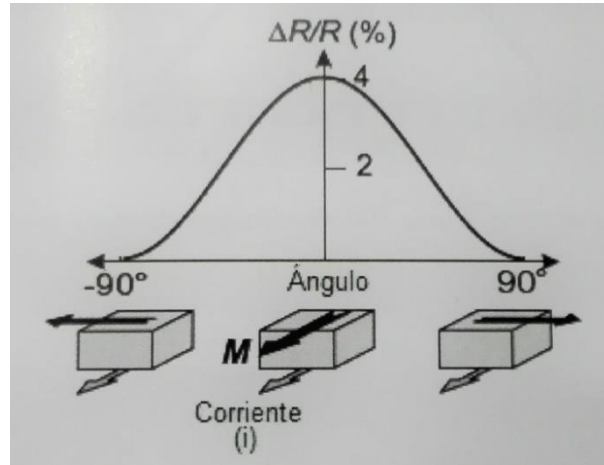


Figura 23. Curva de AMR de un material ferromagnético [10].

En donde ΔR_{AMR} es el cambio de resistencia debido a la magnetorresistencia anisótropa. Analizando la ecuación anterior, se puede observar que existe una periodicidad de 180° , de modo que se este fenómeno puede ser descrito de la siguiente forma:

$$\Delta R_{AMR} = R_{\parallel} - R_{\perp} \quad (1.7.4)$$

pero $R_{min} = R_{\perp}$, entonces la expresión que describe la dependencia de la resistencia en términos de dependencia angular puede reescribirse como:

$$R(\theta) = R_{\perp} + (R_{\parallel} - R_{\perp}) \cdot \cos^2(\theta_M - \theta_i) \quad (1.7.5)$$

1.7.2. Magnetorresistencia Gigante

La magnetorresistencia gigante es uno de los descubrimientos más importantes de la espintrónica, a diferencia de la magnetorresistencia anisótropa, este fenómeno no depende de la orientación entre el campo magnético aplicado y el sentido de la corriente eléctrica circulando por el material; en su lugar, este fenómeno ocurre en sistemas multicapa, los cuales están separados por un material no magnético y la corriente que circula es dependiente de la orientación relativa de la magnetización de las capas adyacentes al material no magnético o antiferromagnético.

Los dos conceptos básicos para entender el funcionamiento de la magnetorresistencia gigante es el acoplamiento de intercambio entre capas, que determina la orientación relativa de la

magnetización de las películas ferromagnéticas y el transporte dependiente del espín, que es dependiente del sentido de giro del espín como se explicó en la sección 1.6.

Acoplamiento de intercambio entre capas ferromagnéticas

Este fenómeno sucede en multicapas ferromagnéticas separadas por películas metálicas no magnéticas en efecto GMR y aislantes para el efecto TMR. El espesor de la película no magnética determina si el acoplamiento magnético entre las películas ferromagnéticas es paralelo o antiparalelo, como se muestra en la Figura 24.

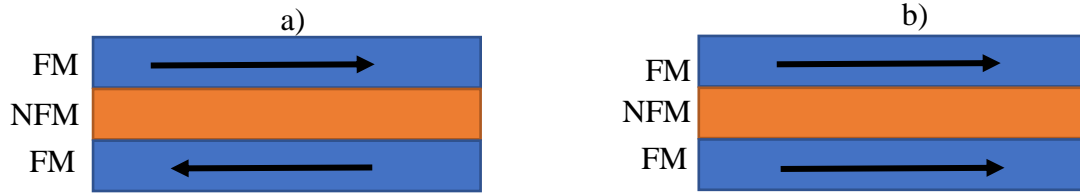


Figura 24. Acoplamiento de intercambio entre capas, donde FM es el material ferromagnético y NFM las siglas de no ferromagnético. En el inciso a) se muestra una alineación antiparalela de la magnetización; en el inciso b) se encuentra una alineación de la magnetización paralela.

El acoplamiento entre las películas ferromagnéticas presenta un comportamiento oscilatorio en función del espesor de la película espaciadora. Este comportamiento claramente está relacionado con el mecanismo RKKY llamado así por sus descubridores Ruderman–Kittel–Kasuya–Yosida, el cual describe el acoplamiento entre dos impurezas magnéticas en una matriz metálica.

En el caso de dos películas magnéticas separadas por un metal no magnético de un espesor d , se puede definir una constante de intercambio entre dos películas ferromagnéticas J_{12} por unidad de área de interfaz, el cual si $J_{12} > 0$ describe un alineamiento paralelo entre las películas magnéticas, al cual se le llama acoplamiento ferromagnético, por otro lado, si $J_{12} < 0$, el alineamiento entre capas será antiparalelo, generando un acoplamiento antiferromagnético. La constante J_{12} presenta un comportamiento oscilatorio en la magnetización de la película espaciadora, que decae en función de la distancia de la forma $\frac{1}{z^2}$, siendo z la distancia entre las películas ferromagnéticas, escogida desde una película de referencia, entonces la constante de intercambio entre películas se define por [10]:

$$J_{12} = J_0 \frac{d^2}{z^2} \sin(2k_F z) \quad (1.7.6)$$

Donde J_0 es la constante de intercambio del material ferromagnético y k_F es el vector de onda de Fermi. En 1991, S.S.P. Parkin y D. Mauri realizaron experimentos en una estructura de $\text{Ni}_{80}\text{Co}_{20}$ separada por una película de Rutenio en donde obtuvieron la constante de intercambio J_{12} entre las películas magnéticas en función del espesor de Rutenio, obteniendo el comportamiento de acoplamiento oscilatorio, donde los marcadores cuadrados representan un acoplamiento ferromagnético y los marcadores en círculo representan un acoplamiento antiferromagnético de la estructura multicapas, como se muestra en la Figura 25 [31]. Es

importante mencionar que el espesor de la película no magnética usualmente es menor a 2 nm, ya que es donde se puede encontrar el máximo valor de la constante de intercambio.

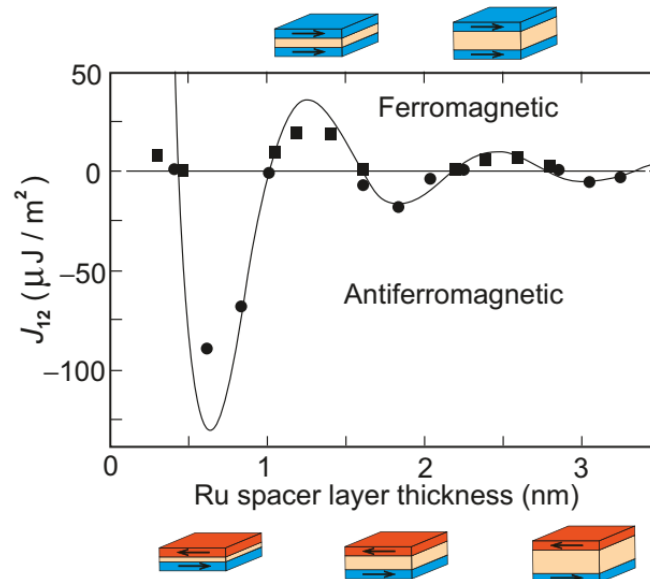


Figura 25. Constante de intercambio J_{12} entre dos películas $\text{Ni}_{80}\text{Co}_{20}$ separadas por una película de Rutenio en función del espesor de la película de Rutenio [10].

Transporte dependiente de espín

El transporte dependiente de espín tiene su origen en la densidad de estados de los metales ferromagnéticos, que a diferencia de un metal no ferromagnético presentan una densidad de estados descompensada de los electrones con espín \uparrow y espín \downarrow , como se observa en el esquema de la Figura 26. Particularmente, el níquel cuando se encuentra por debajo de la temperatura de Curie, presenta un desbalance en las energías de las dos sub-bandas $3d\uparrow$ y $3d\downarrow$, donde la banda $3d\uparrow$ se encuentra llena con 5 electrones, mientras que la banda $3d\downarrow$ tiene 4.46 electrones, lo que representa un desbalance aproximadamente de 53 % y 47 % respectivamente en la densidad de estados de espín \uparrow y \downarrow .

Debido al desbalance en la densidad de estados, los electrones con espín \uparrow y \downarrow , poseen diferentes propiedades de conducción y por convención se les conoce como portadores de carga mayoritarios y portadores de carga minoritarios respectivamente, estas propiedades de conducción pueden ser separadas en dos canales paralelos de conducción independientes como se explicó en la sección 1.6 en el modelo de dos corrientes propuesto por Mott [29, 30].

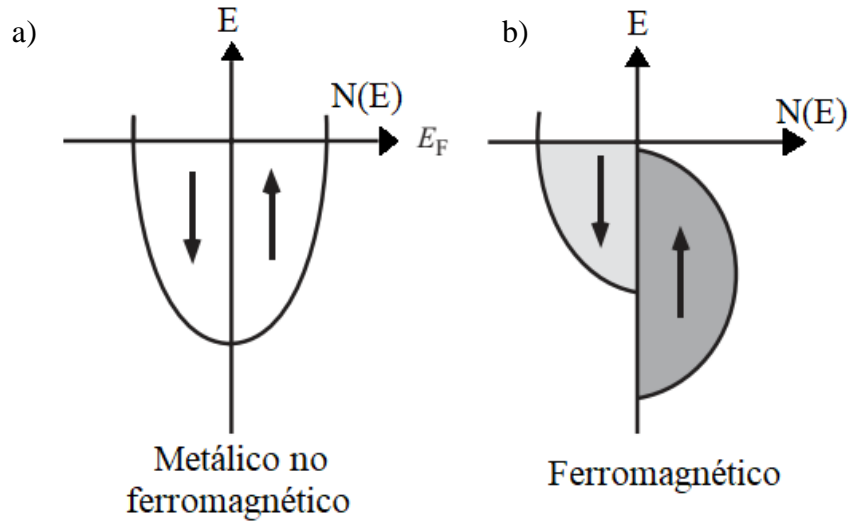


Figura 26. Esquema de la densidad de estados electrónica de un material metálico no ferromagnético en a) y en b) un metal ferromagnético [1].

Empleando la construcción de estructuras multicapa del tipo Ferromagnético/metálico no ferromagnético/ Ferromagnético y el desbalance en la densidad de estados de los metales ferromagnéticos se puede controlar la corriente eléctrica que fluye a través de la multicapa dependiendo del acoplamiento magnético entre las películas ferromagnéticas. En el caso de un acoplamiento antiferromagnético, como el mostrado en la Figura 24a, la película ferromagnética adyacente transfiere su momento de espín a una corriente incidente, que al entrar a la segunda película ferromagnética con una magnetización antiparalela, resulta en una alta resistencia ya que los electrones conducidos con espín \uparrow son fuertemente dispersados por las regiones magnetizadas con espín \downarrow , mientras que los electrones de conducción con espín \downarrow son fuertemente dispersados por las regiones magnetizadas con espín \uparrow , como se puede observar en la Figura 27a. Por el contrario, un acoplamiento entre capas ferromagnéticas paralelo como el mostrado en la Figura 24b, presenta una baja resistencia, ya que el momento de espín adquirido por los electrones de conducción en la película adyacente, coincide con la dirección de magnetización de la segunda película ferromagnética, resultando en la conducción con mínima dispersión de los electrones como se observa en la Figura 27b.

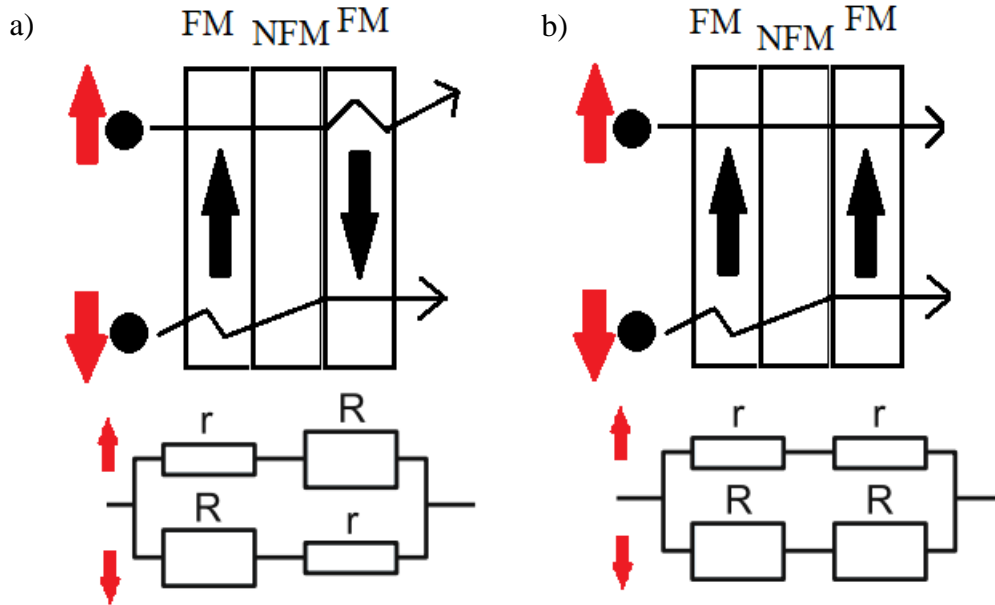


Figura 27. Esquema de la diferencia de probabilidad de dispersión de los electrones con espín \uparrow y \downarrow , a través de una multicapa FM/NF/FM con su circuito equivalente del modelo de dos corrientes. a) Acoplamiento antiparalelo entre películas ferromagnéticas y b) Acoplamiento paralelo entre películas ferromagnéticas.

1.7.3. Efecto de transferencia de torca espín y bombeo de espín

La primera descripción del fenómeno de transferencia de torca espín, fue realizada de manera independiente por Slonczewski [32] y Berger [33] en 1996. La torca de espín es un fenómeno en el cual hay un intercambio del momento angular entre una corriente de espín transportada por electrones y un material ferromagnético, donde la corriente de espín al interactuar con la magnetización del material ferromagnético induce una reorientación del espín del electrón incidente el cual puede ser transmitido o reflejado del material ferromagnético y debido a la conservación del momento angular se ejerce un torque sobre la magnetización del ferromagnético como se muestra en la Figura 28 [34, 35]. Por lo general se diferencian dos tipos de torque:

- El primer tipo está asociado con las interacciones de intercambio, también conocido como *torque perpendicular*, ya que ocurre de forma perpendicular entre el plano formado entre el momento magnético y la corriente de espín. Esta interacción ha sido conocida por varias décadas y depende del acoplamiento de intercambio entre películas ferromagnéticas separadas por un material no ferromagnético que puede ser metálico o una barrera de túnel.
- El segundo tipo de torque ocurre en el plano, por lo que se conoce como *torque en el plano* y está asociado principalmente al desequilibrio y al transporte no colineal de la corriente de espín a través de las interfaz ferromagnético – no ferromagnético. Esto

se origina cuando la precesión del espín del electrón se desfasa al entrar y salir de la interfaz ferromagnético – no ferromagnético.

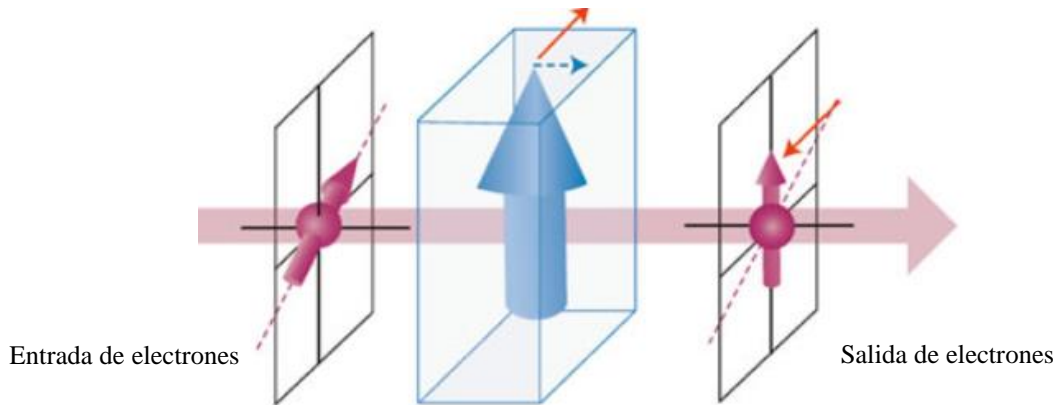


Figura 28. Efecto de transferencia de torque de espín.

El efecto de bombeo de espín fue descrito inicialmente por Tserkovnyak, Brataas, y Bauer [36] en el año 2002, ellos demostraron que la precesión dentro de un material ferromagnético puede transferir su momento angular de espín a un material no magnético adyacente (metálico o semiconductor, inyectando directamente una corriente de espín sin transferir carga mediante procesos de dinámica de magnetización como sucede con la resonancia ferromagnética (ver Figura 29). El momento angular del espín es transferido continuamente por medio de la aplicación externa de radiación de microondas, generando precesión en la magnetización del material ferromagnético, la cual es balanceada por la amortiguación de la magnetización conocida como amortiguamiento de Gilbert, donde el momento angular es disipado hacia la red [34]. Cuando un material conductor está en contacto eléctrico con un material ferromagnético el cual presenta precesión de su magnetización, el momento angular del espín puede transferirse del ferromagnético al metálico, creando una corriente de espín y un aumento en el amortiguamiento de la magnetización

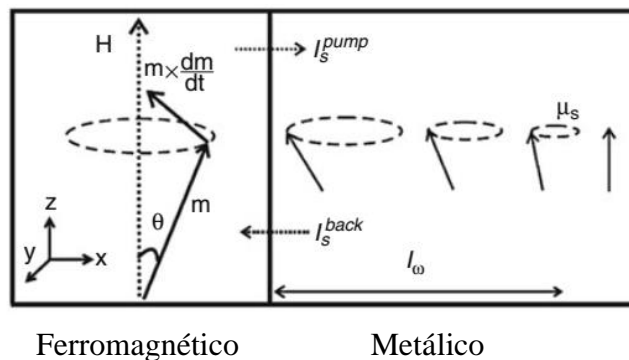


Figura 29. Efecto de bombeo de espín.

1.8. Espintrónica

Los electrones poseen masa, carga eléctrica y además una cantidad intrínseca de momento angular, es decir, son partículas con carga que rotan sobre su propio eje; por convención se dice que si el electrón rota de izquierda a derecha su espín es hacia arriba \uparrow y si rota en sentido opuesto su espín es hacia abajo \downarrow (ver Figura 30).

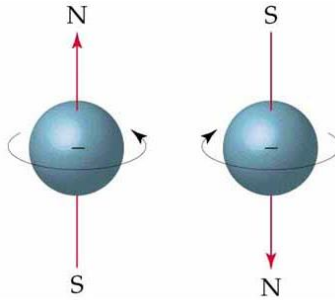


Figura 30. Convención del espín del electrón.

Hasta hace algunas décadas, el estudio de la carga y el espín del electrón, eran considerados de manera independiente, pero al descubrirse el fenómeno de magnetorresistencia gigante, surge el interés en estudiar la correlación entre la carga y el espín del electrón, por lo que se abre una nueva línea de investigación conocida como “*espintrónica*”.

La espintrónica también conocida como magneto-electrónica, estudia y busca controlar los fenómenos de transporte eléctrico, relacionados con el electrón, su espín y su momento magnético angular total. Por lo tanto, este campo de estudio es de gran importancia, debido a que potencializa una nueva tecnología electrónica, que comercialmente se emplearía en dispositivos de almacenamiento digital de gran capacidad y bajo consumo [37].

La espintrónica es un campo del magnetismo relativamente nuevo y de gran importancia para el futuro de la electrónica y sistemas computacionales. Los dispositivos espintrónicos basan su funcionamiento en fenómenos de magnetorresistencia, es decir, que, al aplicar un campo magnético externo a un material, éste modificará su resistencia eléctrica.

Los fenómenos de magnetorresistencia y magnetoimpedancia eléctrica fueron descubiertos aproximadamente un siglo atrás por lord Kelvin [38], Widdeman y Mateucci, sin embargo, el nacimiento de la espintrónica se considera hasta 1987 con los experimentos de Johnson y Silsbee sobre la inyección de espines, considerando como el primer efecto espintrónico a la “Magnetorresistencia Gigante” (GMR, por sus siglas en inglés) descubierto entre 1988 y 1990 por Albert Fert, Peter Grünberg, Baibich, Barnas y colaboradores, donde describen que la asimetría de población de espines, se genera en un metal no magnético al inyectarse una corriente eléctrica mediante un material ferromagnético [39, 40].

En 1975 M. Jullière fue el primero en observar la magnetorresistencia de efecto túnel (TMR, por sus siglas en inglés), en una juntura Fe/GeO/Co a 4.2 K, con un cambio de 14% [34]. En

1991 Dieny y sus colaboradores diseñan la válvula de espín fija, lo cual trae grandes mejoras a la aplicación de estructuras de magnetorresistencia y también a estructuras de magnetorresistencia por efecto túnel, donde se empleaba una estructura multicapa compuesta por una capa antiferromagnética/capa ferromagnética/metal no magnético o barrera/ capa ferromagnética. Por su parte, entre 1991 y 1994 Terunobu Miyazaki encontró el efecto de magnetorresistencia túnel a temperatura ambiente, empleando una juntura de hierro separada por un aislante de óxido de aluminio amorfo. A partir del año 2000 se empiezan a desarrollar barreras de túnel de óxido de manganeso. En 2001 Butler y Mathon por separado predicen que se puede alcanzar varios miles por ciento del efecto usando barreras de óxido de manganeso. En 2008 el grupo de S. Ikeda y H. Ohno alcanzan efectos de hasta 600% a temperatura ambiente y hasta 1100% a 4.2K empleando junturas de CoFeB/MgO/CoFeB [41] [42] [43] [44].

El descubrimiento de la magnetorresistencia anisótropa (AMR, por sus siglas en inglés), el cual fue encontrado en metales de transición como Hierro, Cobalto y Níquel, así como en diversas aleaciones de ellos; dicho fenómeno fue descubierto por Mc Guire y Potter en 1975. Este fenómeno tiene origen en la combinación de la anisotropía de conducción de espines hacia arriba y abajo, inducidas por la interacción espín-orbita, lo cual fue predicho por Campbell en 1970. Sin embargo, su participación en la espintrónica se dio entre 1992 y 1998 mediante cabezas de películas delgadas, empleadas para fines de almacenamiento de información, donde se emplean estructuras basadas en las válvulas de espín [34].

Una gran aportación a la espintrónica fue el efecto de transferencia de torque de espín (STT, por sus siglas en inglés), el cual fue descrito de forma teórica por Slonczewski en 1996 y se refiere a el cambio de magnetización en un patrón magnético multicapa, debido a una corriente polarizada de espín, que es inyectada perpendicularmente a la estructura multicapa [34].

Existen otros dos efectos que han ganado relevancia en las dos últimas décadas, debido a que forman parte importante en el diseño de los dispositivos espintrónicos. Uno de ellos es el efecto Hall de espín, que, aunque fue descrito desde 1976 teóricamente por Aronov y comprobado nueve años más tarde por Johnson y Silsbee, ha sido hasta la actualidad que se ha podido integrar a la espintrónica, permitiendo generar corrientes polarizadas de espín, disminuyendo las complicaciones de inyección de espines debido a los contactos por electrodos magnéticos. El segundo, es el efecto de bombeo de espín, que fue descrito teóricamente por Tserkovnyak, Brataas y Bauer en 2002, sin embargo, fue medido experimentalmente por primera vez por Wees y sus colaboradores mediante el efecto Hall-espín inverso hasta el año 2006 [34].

Hoy en día, la investigación en espintrónica está enfocada en la creación de dispositivos sin volatilidad, bajo consumo, sin consumo de potencia en “stand by” y de alta densidad de integración [45], por lo que se siguen buscando nuevas combinaciones de materiales para mejorar el control del transporte magnetoeléctrico.

2. Desarrollo experimental

En este capítulo se presenta la metodología experimental del trabajo, la cual comenzó con el depósito de películas monocapa de VITROVAC, Permalloy y Níquel sobre vidrio; más tarde se depositaron tres estructuras tricapa con diferentes espesores de VITROVAC sobre el sustrato, constituidos de la siguiente forma: VITROVAC/Oro/VITROVAC, VITROVAC/Oro/Níquel y VITROVAC/Oro/Permalloy, los cuales fueron depositados sobre un portaobjetos de vidrio.

La composición de las tricapas está diseñada para estudiar el transporte magnetoeléctrico y el acoplamiento magnético entre materiales ferromagnéticos metálicos con distinto ordenamiento atómico y por lo tanto distintas propiedades magnéticas, en función del espesor de VITROVAC depositado sobre el sustrato; además, se eligió oro como espaciador no magnético de 5 nm de espesor, que provee de electrones libres a la heteroestructura. Como se explicó en el capítulo anterior el VITROVAC es una aleación basada en cobalto, el cual tiene un ordenamiento atómico amorfo, resultando en un alta resistividad eléctrica y propiedades magnéticas de un material ferromagnético ultrasuave, con ausencia de anisotropía magnetocristalina y magnetostricción cercana a cero; por otra parte, el Permalloy es un material ferromagnético suave con valores de campo coercitivo y magnetización de saturación similar al VITROVAC, sin embargo, posee una estructura cristalina, lo cual introduce una pequeña componente de anisotropía magnetocristalina y mayor conductividad eléctrica que el VITROVAC. Finalmente, se compara el acoplamiento magnético y el transporte magnetoeléctrico del VITROVAC con el níquel, el cual, aunque es un material ferromagnético suave, posee un campo coercitivo aproximadamente 100 veces mayor al VITROVAC, además de tener un ordenamiento cristalino el cual introduce anisotropía magnetocristalina en la heteroestructura.

Posteriormente se procedió a realizar la caracterización estructural de las películas monocapa de VITROVAC, Permalloy y Níquel con un espesor de 30 nm y las estructuras tricapa con un espesor de VITROVAC de 125 nm sobre el sustrato, además, se realizó la caracterización eléctrica de corriente directa (DC) y por último se realizaron experimentos para caracterizar la magnetorresistencia.

Durante este proyecto doctoral se depositaron 6 espesores monocapa de VITROVAC sobre vidrio, una monocapa de Permalloy sobre vidrio y una monocapa de Níquel sobre Vidrio con los espesores mostrados en la Tabla 1.

Tabla 1. Depósitos monocapa sobre Vidrio.

| Monocapa depositada sobre Vidrio | Espesor | Nomenclatura |
|----------------------------------|---------|--------------|
| Monocapa VITROVAC 250 | 250 nm | MV250 |
| Monocapa VITROVAC 125 | 125nm | MV125 |
| Monocapa VITROVAC 62 | 62.5nm | MV62 |
| Monocapa VITROVAC 31 | 31.25nm | MV31 |
| Monocapa VITROVAC 10 | 10 nm | MV10 |
| Monocapa VITROVAC 5 | 5 nm | MV5 |
| Monocapa Permalloy | 30nm | MP30 |
| Monocapa Níquel | 30nm | MN30 |

Posteriormente se depositaron heteroestructuras tricapa VITROVAC/Oro/Ferromagnético suave, como se muestra en la Figura 31, en donde se puede apreciar que para la película superior (ferromagnética suave) se empleó VITROVAC, Permalloy o Níquel. Estas tricapas fueron depositadas sobre un sustrato de vidrio, donde por conveniencia se estudia la configuración de corriente en el plano (CIP, por sus siglas en inglés), aplicando la corriente eléctrica desde la superficie, como se muestra en la Figura 32. En la Tabla 2 se muestra la nomenclatura y los espesores de las tricapas depositadas.

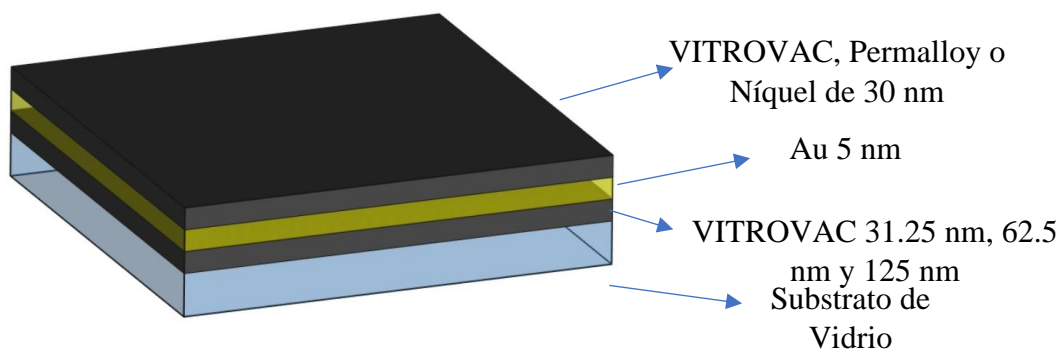


Figura 31. Tricapas magnéticas depositadas sobre vidrio

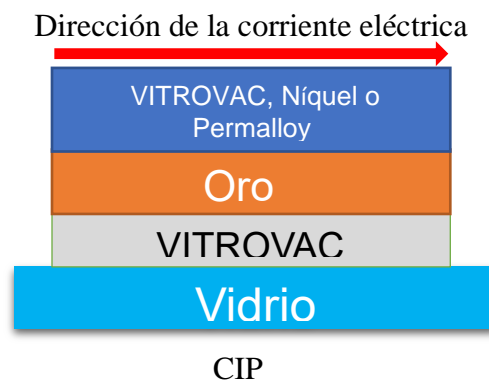


Figura 32. Esquema de circulación de corriente. CIP acrónimo de current in the plane.

Tabla 2. Configuraciones tricapa depositadas sobre vidrio.

| Tricapa | Película inferior | Separador | Película superior |
|----------------|--------------------------|------------------|--------------------------|
| TV125 | VITROVAC 125 nm | Oro 5 nm | VITROVAC 31.25 nm |
| TV60 | VITROVAC 62.5 nm | Oro 5 nm | VITROVAC 31.25 nm |
| TV30 | VITROVAC 31.25 nm | Oro 5 nm | VITROVAC 31.25 nm |
| TP125 | VITROVAC 125 nm | Oro 5 nm | Permalloy 30 nm |
| TP62 | VITROVAC 62.5 nm | Oro 5 nm | Permalloy 30 nm |
| TP30 | VITROVAC 31.25 nm | Oro 5 nm | Permalloy 30 nm |
| TN125 | VITROVAC 125 nm | Oro 5 nm | Níquel 30 nm |
| TN62 | VITROVAC 62.5 nm | Oro 5 nm | Níquel 30 nm |
| TN30 | VITROVAC 31.25 nm | Oro 5 nm | Níquel 30 nm |

2.1. Tecnología de depósito de películas delgadas

El depósito de las películas delgadas para este trabajo requirió mantener la fase amorfa del VITROVAC, el cual como se mencionó en la sección 1.2.1, es un material compuesto principalmente de Cobalto-Hierro en un 70% y metaloides en un porcentaje de 30%, que, en conjunto con las altas velocidades de enfriamiento, favorecen el crecimiento de una fase amorfa. Una interesante cualidad de las técnicas de depósito de películas delgadas es que facilitan el crecimiento de la fase amorfa, entre las cuales, dependiendo de los materiales a depositar, las técnicas más usuales son: erosión catódica, evaporación y deposición por vapor químico. Particularmente, en este trabajo se optó por emplear el método de erosión catódica asistida por magnetron (magnetron sputtering), debido a la facilidad de controlar el crecimiento y homogeneidad superficial de la película; además, esta técnica permite el depósito de una gran variedad de materiales, incluyendo materiales dieléctricos, por otra parte, esta técnica permite el crecimiento de multicapas y conserva la fase amorfa del VITROVAC.

2.1.1. Depósito de películas delgadas por magnetron sputtering

La erosión catódica o sputtering es una técnica de depósito de sólidos en fase vapor que se lleva a cabo por transferencia de energía cinética, es decir que mediante un proceso mecánico se remueve material sólido de una superficie mediante el bombardeo con iones energéticos dirigidos (ver Figura 33), las partículas evaporadas saldrán dirigidas en todas direcciones, de manera que, al encontrarse con la superficie del sustrato, se depositarán por condensación. En este trabajo se utilizó la técnica de erosión catódica en la modalidad de DC asistida por magnetron.

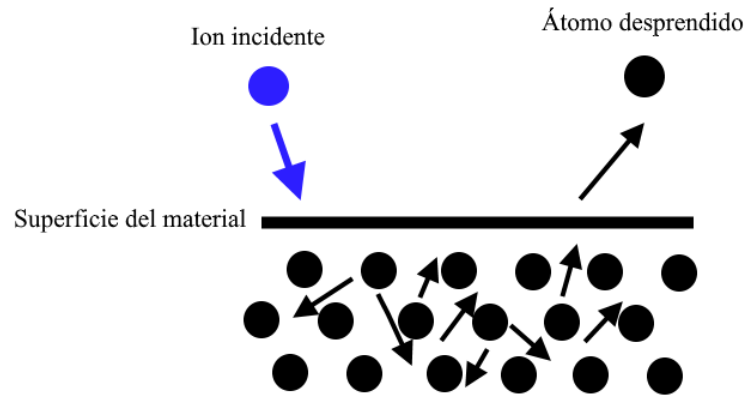


Figura 33. Esquema del proceso de erosión catódica.

El depósito mediante sputtering a menudo se emplea en la fabricación de películas delgadas y es preferida sobre otras técnicas de evaporación; además, se emplea para recubrimientos de herramientas y grabado de semiconductores. Algunas ventajas del depósito por sputtering se enlistan a continuación [46, 47, 48]:

- Permite depositar materiales dieléctricos o con un punto alto de fusión sobre un sustrato sólido.
- Es un proceso mecánico, por lo que el blanco se mantiene a temperaturas relativamente bajas y mantiene la estequiometría original del blanco, lo que es muy útil en el depósito de aleaciones amorfas dado que evita la cristalización del material.
- El proceso se puede llevar a cabo en atmósfera reactiva o se pueden llevar a cabo mezclas con blancos de diversas aleaciones, con el fin de sintetizar películas con una estequiometría determinada.
- Se pueden depositar grandes áreas de forma muy homogénea controlando de forma sencilla el crecimiento de la película.
- Permite el crecimiento de multicapas.
- Mediante el bombardeo de iones se puede limpiar el sustrato previo a realizar el depósito, lo que influye en las propiedades de las películas como es la adherencia, la rigidez y la estructura.

En general el sistema de sputtering se compone de una cámara de vacío con un arreglo de dos electrodos paralelos, en donde el blanco se encuentra en el extremo del cátodo y el sustrato en el extremo del ánodo, a lo que se le conoce como ambiente de descarga para acelerar las partículas cargadas (iones de argón), como se muestra en el esquema de la Figura 34. El magnetrón en el proceso de sputtering, emplea un imán permanente paralelo a la superficie del cátodo el cual mejora la eficiencia de depósito [46, 47, 48].

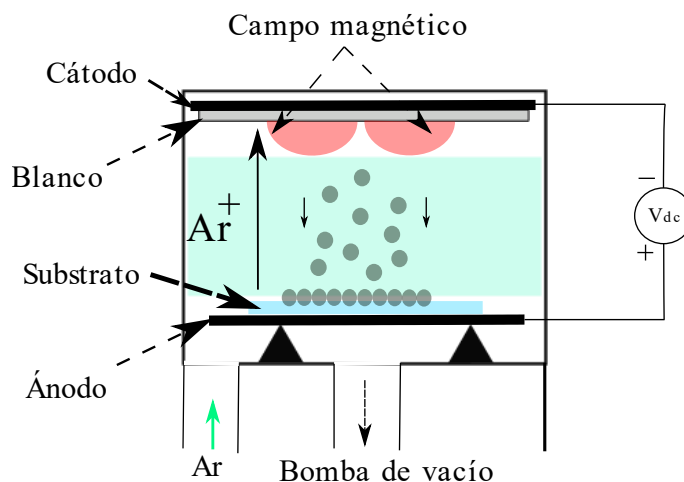


Figura 34. Esquema del sputtering asistido por magnetrón.

2.1.2. Metodología experimental de depósito

La obtención de películas delgadas se realizó en el Laboratorio de Películas delgadas del ICAT mediante el uso de los siguientes equipos: Leica EM MED020 para blancos de 2 pulgadas (ver en Figura 35a), y un equipo de vacío de acero inoxidable para blancos de 1 pulgada (ver en Figura 35b), en ambos equipos se utilizó la técnica de erosión catódica asistida por magnetrón (magnetron sputtering).

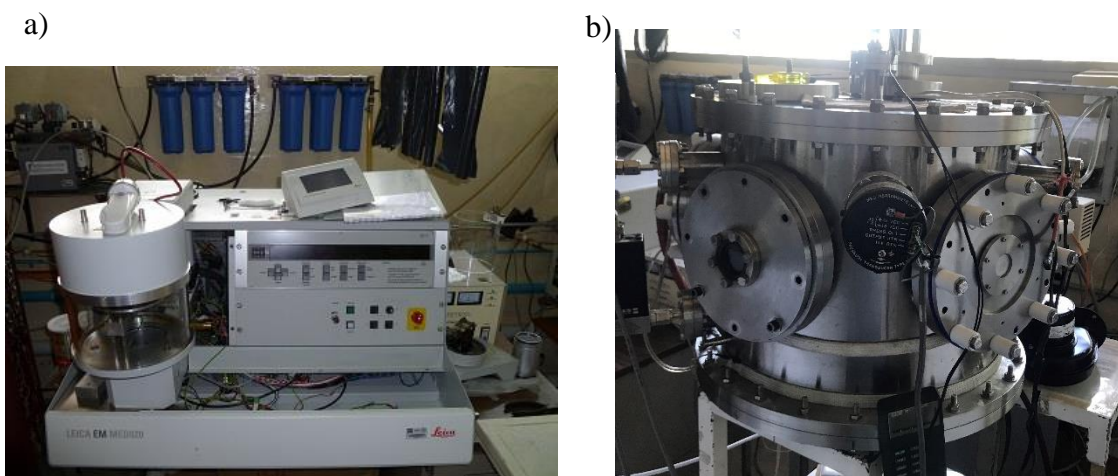


Figura 35. a) Equipo Leica EM MED020. b) Sputtering implementado en el laboratorio.

Para el depósito de VITROVAC, Permalloy y Níquel se utilizó el equipo Leica EM MED020, con blancos de 2 pulgadas de diámetro, sin embargo, debido a la falta de un blanco de oro para este equipo, el depósito se realizó en el equipo implementado en el laboratorio, con un blanco de 1 pulgada de diámetro. Las propiedades de los blancos ferromagnéticos empleados en los depósitos se muestran en la Tabla 3, Tabla 4 y Tabla 5.

Tabla 3. Propiedades físicas del VITROVAC6030 del fabricante Vacuumschmelze.

| Composición | Res | T _c | Temp. fusión | B _s | μ _r | λ | Hc | Densidad |
|--------------------------------|-------------|----------------|--------------|----------------|----------------|-----|-----------------|----------------------|
| $Co_{67}Fe_4Mo_1Si_{17}B_{11}$ | 130 μΩ · cm | 638K | 1273K-1473K | 0.8T | 3000 | ≈ 0 | 1 $\frac{A}{m}$ | 7.8g/cm ³ |

Tabla 4. Propiedades Permalloy80 del fabricante ESPI metals.

| Composición | Res | Temp. fusión | B _s | μ _r | λ | Hc | Densidad |
|--|------------|--------------|----------------|----------------|-----|--------------------|-----------------------|
| $Ni_{80}Mo_{4.4}Si_{0.3}Mn_{0.5}Fe_{14.8}$ | 58 μΩ · cm | 1181K | 0.75 T | 65000 | ≈ 0 | 1.19 $\frac{A}{m}$ | 8.74g/cm ³ |

Tabla 5. Propiedades del Níquel del fabricante de blancos Sigma-Aldrich.

| Composición | Res | Temp fusión | B _s | μ _r | λ | Hc | Densidad |
|--------------|--------------|-------------|----------------|----------------|-----|-------------------|----------------------|
| $Ni_{99.95}$ | 6.97 μΩ · cm | 1728K | 0.6 T | 600 | < 0 | 100 $\frac{A}{m}$ | 8.9g/cm ³ |

El procedimiento seguido en el laboratorio para realizar los depósitos monocapa y tricapa se presenta a continuación:

1. El VITROVAC es un material con geometría de cinta de 2.5 cm de ancho por 25 μm de espesor, por lo que, para colocarlo como blanco en el equipo, se recortaron seis trozos de cinta de VITROVAC para formar dos círculos con un diámetro de dos pulgadas para formar el blanco.
2. Para evitar contaminación durante el depósito, se limpian las cintas de VITROVAC en una solución al 10 % de jabón exento de fosfatos “Extran MA03 de MERCK” en una tina ultrasónica durante 5 minutos. Se extraen de la tina ultrasónica con el fin de retirar la solución jabonosa, y se les coloca en agua tridestilada para posteriormente ser colocadas una vez más en la tina ultrasónica por 5 minutos. Se extraen del agua tridestilada para finalmente ser secadas con aire comprimido.
3. Para la limpieza de los sustratos se llevó a cabo el mismo procedimiento que para las cintas de VITROVAC.
4. Las cintas fueron colocadas como blanco en el equipo LEICA EM MED020, cubriendo completamente el cátodo con el fin de evitar la contaminación del proceso con materiales ajenos al proceso.

5. Una vez que el equipo de vacío ha alcanzado la presión requerida ($\sim 10^{-6}$ mBar), se ingresa el argón hasta alcanzar la presión de trabajo.
6. Para los sistemas tricapas, siempre se realizó el depósito de VITROVAC sobre el sustrato, con el fin de lograr una mejor adherencia sobre el vidrio. Para realizar el depósito de VITROVAC, se emplearon las condiciones mostradas en la Tabla 6 con las cuales es necesario programar el equipo LEICA EM MED020.

Tabla 6. Condiciones de depósito de las películas de VITROVAC.

| | |
|---|---------------------------|
| Vacío de la cámara | 1.3×10^{-5} mbar |
| Presión del Argón | 3×10^{-2} mbar |
| Voltaje del cátodo | 180 V-186 V |
| Velocidad de giro de la platina (ánodo) | 2 leds |

7. Para controlar el espesor deseado bajo estas condiciones, se realizó una caracterización de la velocidad de crecimiento de la película y se obtuvo una función de crecimiento para el VITROVAC, que se muestra a continuación:

$$Espesor[nm] = \frac{tiempo [s]}{0.0125[nm/s]} \quad (2.1.1)$$

La expresión anterior fue obtenida suponiendo que, en todo momento, el depósito del material crece de forma lineal respecto al tiempo. Esto último fue corroborado para los depósitos monocapa mediante el perfilómetro del laboratorio.

8. Se depositó oro como la segunda película de la tricapa, para la cual se emplearon las condiciones de depósito mostradas en la Tabla 7.

Tabla 7. Condiciones de depósito de la película de Oro.

| | |
|--------------------|--------------|
| Potencia | 32.31 W |
| Corriente | 0.011 A |
| Voltaje | 1578 V |
| Presión de Argón | 89.3 ccm |
| Presión de vacío | 0.00487 mbar |
| Tiempo de depósito | 1 minuto |

9. Una vez terminado el depósito de Oro, se reingresa el sustrato al equipo LEICA EM MED020 para depositar la película ferromagnética superior (VITROVAC, Permalloy o Níquel).
10. Para depositar el Permalloy se utilizó una hoja del material Permalloy 80 del fabricante ESPI Metals, la cual se cortó en forma de un círculo de diámetro de dos

pulgadas. Posteriormente se colocó como blanco en el cátodo del equipo LEICA EM MED020.

11. Previo a depositar las películas de Permalloy y Níquel sobre la bicapa de VITROVAC/Oro, se caracterizó la velocidad de crecimiento de las películas sobre el substrato de vidrio y se obtuvieron las siguientes expresiones respectivamente:

12.

$$\text{Espesor Permalloy}[\text{nm}] = \text{tiempo}[\text{s}](0.05[\text{nm/s}]) \quad (2.1.2)$$

$$\text{Espesor Niquel}[\text{nm}] = \text{tiempo}[\text{s}](0.075[\text{nm/s}]) \quad (2.1.3)$$

13. Las condiciones de depósito empleadas en los depósitos de las capas superiores de Níquel y Permalloy, se muestran en la Tabla 8 y Tabla 9 respectivamente, mientras que para el depósito de VITROVAC en la capa superior se emplearon las mismas condiciones de la Tabla 6.

Tabla 8. Condiciones de depósito de Níquel.

| | |
|-------------------------|---------------------------|
| Vacío de la cámara | 1.1×10^{-5} mbar |
| Presión del Argón | 2×10^{-2} mbar |
| Voltaje del cátodo | 277 V |
| Velocidad de la platina | 2 leds |
| Tiempo de depósito | 400s |

Tabla 9. Condiciones de depósito de Permalloy.

| | |
|-------------------------|---------------------------|
| Vacío de la cámara | 8.4×10^{-6} mbar |
| Presión del Argón | 2.5×10^{-2} mbar |
| Voltaje del cátodo | 263-266 V |
| Velocidad de la platina | 2 leds |
| Tiempo de depósito | 625s |

2.2. Caracterización estructural

En este pequeño apartado, se describen brevemente las técnicas de caracterización estructurales empleadas en el análisis de las películas, las cuales consistieron en difracción de rayos X y microscopía de fuerza atómica.

En la caracterización por difracción de rayos X se estudiaron las monocapas de VITROVAC MV31, MV62, MV125 y MV250, con la cual se corroboró la fase amorfa de las películas de

VITROVAC posterior al depósito mediante sputtering, además, se caracterizó la monocapa de Níquel MN30 sobre vidrio, para un área de 1 cm x 1cm en todos los casos.

La caracterización por microscopía de fuerza atómica se realizó para las monocapas de VITROVAC MV31, Permalloy MP30 y níquel MN30 depositadas sobre vidrio, lo cual permitió observar las diferencias de morfología de los depósitos debidas al compuesto de las películas y las diferentes tendencias de ordenamiento estructural. Por otra parte, también se analizaron las tricapas VITROVAC125nm / Oro5nm / VITROVAC31.25nm (TV125), VITROVAC125nm / Oro5nm / Permalloy30nm (TP125) y VITROVAC 125nm / Oro5nm / Níquel30nm (TN125), depositadas sobre vidrio, en donde como se observará en la sección de resultados, el depósito sobre oro induce el ordenamiento estructural del Permalloy y Níquel.

2.2.1. Caracterización mediante difracción de rayos X

Los rayos X son un tipo de radiación electromagnética, que poseen energías entre 100eV y 10 MeV y con una longitud de onda que va desde los 10 hasta 10^{-3} nm. La difracción de rayos X es una técnica ampliamente utilizada en el análisis de fase estructural y en la identificación de compuestos. Los estudios típicos de rayos X hacen incidir el haz a un ángulo θ y si el material es cristalino la radiación difractada corresponde a la ley de Bragg

$$2d\sin\theta = n\lambda \quad (2.2.1)$$

Donde d es la separación entre dos planos paralelos de la red como se muestra en la Figura 36.

Entonces el camino de los rayos reflejados en planos adyacentes es $2d\sin\theta$, midiéndose θ a partir del plano. La interferencia constructiva proveniente de la radiación de los planos se genera cuando la diferencia de trayectos es un número entero n de la longitud de onda λ [21, 49].

Particularmente para el estudio de películas delgadas se emplea un método conocido como difracción de rayos X de haz rasante, en el cual, el ángulo del haz de incidencia se mantiene fijo cercano al ángulo crítico de reflexión, que por lo general es un ángulo de incidencia menor a 3° , mientras el ángulo del detector se varía durante la medición [50], esto permite disminuir la señal proveniente del sustrato y mejorar la señal que proviene de la película.

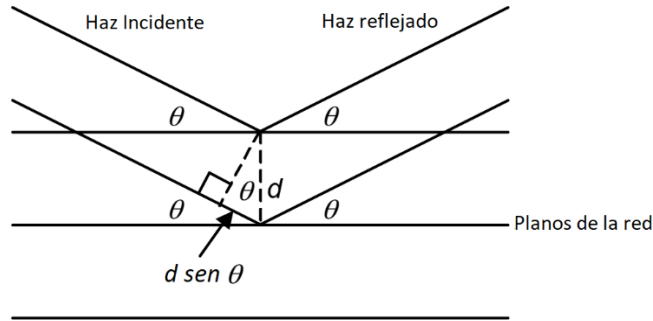


Figura 36. Deducción de la ley de Bragg $2d\text{sen}\theta = n\lambda$; d es la separación entre planos atómicos paralelos y $2\pi n$ es la diferencia de fase entre reflexiones producidas en planos sucesivos.

Las monocapas de VITROVAC MV31, MV62, MV125 y MV250 depositadas sobre vidrio fueron caracterizadas en el Instituto de Materiales de la UNAM, mediante difracción de rayos X con incidencia de haz rasante a una razón de 0.2° por minuto, con una fuente de radiación proveniente de CuK_α (1.54056 \AA), con un barrido en un área de $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$, para revisar que las condiciones de depósito del material fueran las adecuadas para conservar su fase amorfa y por lo tanto mantener el material libre de anisotropía cristalina.

La monocapa de níquel MN30 depositada sobre vidrio fue caracterizada en el Centro de Investigación en materiales Avanzados de Chihuahua, mediante difracción de rayos X con incidencia de haz rasante a una razón de 0.05° por minuto, con una fuente de radiación de Cu y en un área de barrido de $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$.

2.2.2. Microscopía de fuerza atómica

La microscopía de fuerza atómica (AFM, por sus siglas en inglés) es una técnica para medir y observar la morfología de una muestra en tercera dimensión. Esta técnica de medición permite observar superficies con resoluciones en la escala nanométrica y permite medir muestras duras o suaves.

La microscopía de fuerza atómica emplea una punta afilada como elemento sensor, montada sobre una palanca flexible de longitud aproximada a $100 \mu\text{m}$ conocida como cantiléver. Al acercar la punta de prueba a una muestra, se ejercen fuerzas de atracción y repulsión entre la sonda y la muestra, las cuales tienen su origen de corto alcance en las interacciones de van der Waals y el principio de exclusión de Pauli, por otra parte, también existen fuerzas de largo alcance originadas por las fuerzas de Coulomb. El arreglo instrumental simplemente registra las variaciones verticales o en el eje Z debidas al contacto entre la sonda de prueba y la muestra mediante métodos ópticos o electrónicos mientras se hace un barrido punto a punto en el plano superficial de la muestra como se muestra en la Figura 37.

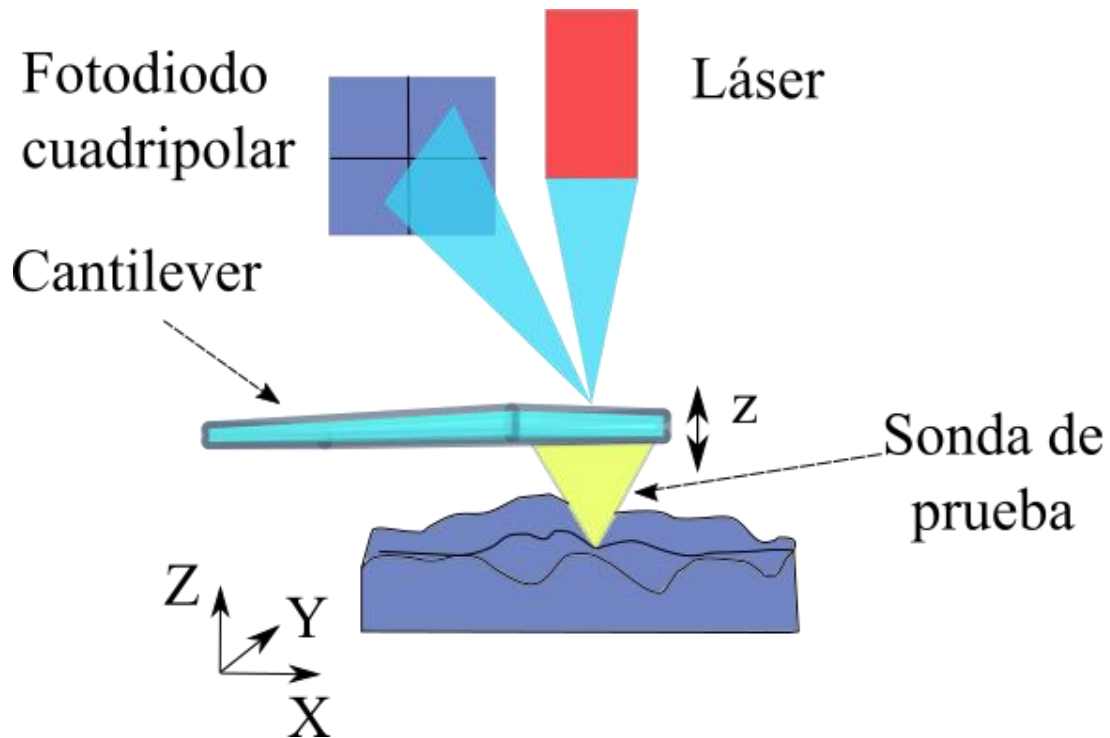


Figura 37. Esquema de funcionamiento de un microscopio de fuerza atómica.

En este proyecto se realizaron las micrografías de fuerza atómica para las monocapas de VITROVAC MV31, la monocapa de Permalloy MP30, la monocapa de Níquel MN30 y las tricapa de VITROVAC TV125, la tricapa de Permalloy TP125 y la tricapa de Níquel TN125. Es importante destacar que las micrografías de fuerza atómica fueron realizadas por el M. C. José Guadalupe Bañuelos en la unidad LUCE del ICAT.

2.3. Proceso de Fotolitografía

Mediante el proceso de depósito de sputtering, es posible controlar limitadamente la geometría del sistema, lo cual se hace mediante los tiempos de depósito, que permiten controlar el espesor de las películas sobre un sustrato determinado. Por otra parte, existen diversas aplicaciones en electrónica y MEMS que requieren ser definidas lateralmente o realizar patrones en el plano. Dependiendo de la complejidad, tamaño del patrón, tolerancia espacial y por supuesto la naturaleza del material, se han desarrollado diversos métodos de grabado y litografía.

El proceso de grabado por litografía consiste generalmente en cuatro pasos: generación de la mascarilla de resina, impresión, grabado y limpieza de la resina. La metodología se muestra en el esquema de la Figura 38 y se explica a continuación.

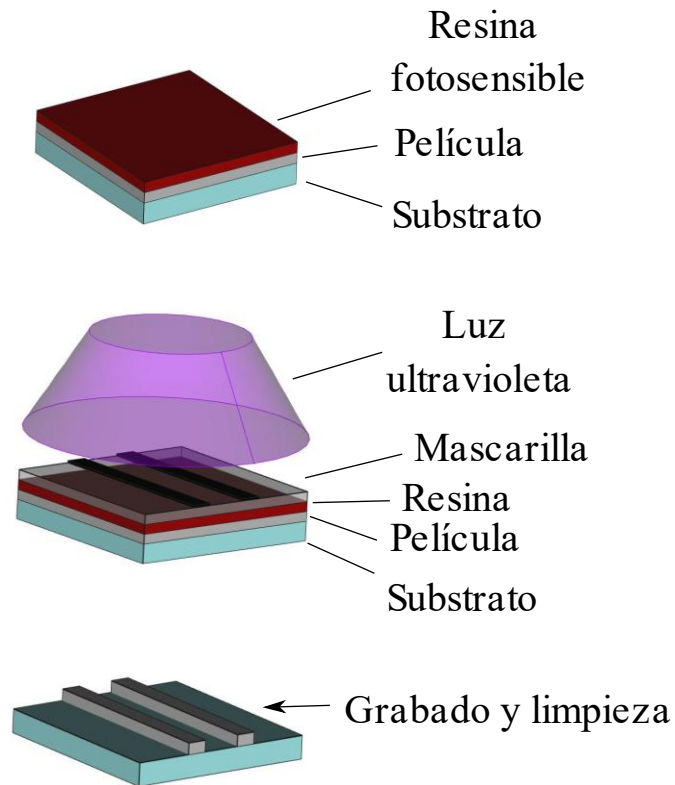


Figura 38. Esquema del proceso de litografía para transferir un patrón de la mascarilla de resina a la película delgada. Se ilustra el comportamiento de la resina positiva y la negativa.

2.3.1. Generación de la mascarilla

La mascarilla es equivalente al negativo de una película fotográfica. En diversas aplicaciones de fabricación de circuitos integrados, generalmente se usan mascarillas de películas delgadas de Cromo u óxido de Hierro, depositadas en vidrio u obleas de cuarzo, las cuales son grabadas mediante un haz de electrones controlado por computadora, definiendo regiones opacas y transparentes con alta resolución.

Sin embargo, para la resolución requerida, donde se fabricaron líneas de 1 cm de largo por anchos de 1mm, 0.8mm, 0.6mm, 0.4mm y 0.1 mm, bastó con diseñar los patrones en Inkscape, el cual es un programa de diseño de imagen libre y que permite diseñar imágenes con las dimensiones deseadas. Los patrones diseñados fueron impresos en acetato con una impresora láser. Estos patrones se muestran en la Figura 39.

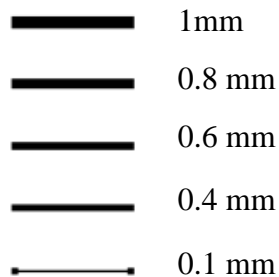


Figura 39. Patrones diseñados para impresión de mascarilla en acetato. Se muestran las líneas grabadas en las películas delgadas con anchos de 1mm, 0.8mm, 0.6mm, 0.4mm y 0.1mm.

2.3.2. Impresión

La impresión de la mascarilla requiere transferir físicamente el patrón diseñado a la superficie de la película. En primer lugar, se debe limpiar perfectamente la superficie de la película, posteriormente mediante el spin-coating se deposita una película delgada de resina fotosensible comúnmente conocida como “fotore Resist” con espesores generalmente menores a 1 μm . La resina fotore Resist es un material que se hace resistente a los ataques químicos después de la exposición a luz ultravioleta.

La fabricación de estos patrones se realizó en un cuarto limpio dedicado a fotolitografía en el ICAT, siguiendo el siguiente procedimiento:

1. El sustrato con la película delgada se monta en el spin-coating y se fija mediante vacío.
2. Se deposita la resina en la superficie de la película lo más uniformemente posible y se activa el spin-coating durante un minuto y medio para adelgazar la resina aproximadamente a 1 μm .
3. Una vez adelgazada la resina se hace un tratamiento térmico a 95° C por 1 minuto.
4. Después del tratamiento térmico, se deja enfriar la película, se coloca la mascarilla sobre la película y se expone durante 3 minutos a un diodo led UV.
5. Para el caso de la resina AZ 5214-E IR utilizada como resina positiva, se sugiere un tratamiento térmico posterior al proceso de transferencia, el cual se realizó a 95° durante un minuto.
6. Por último, se procede a realizar el procedimiento de revelado, mediante un químico de revelado AZ 300 MIF durante 1 minuto con movimiento.

2.3.3. Grabado

El grabado consiste en realizar un ataque químico al material de la película delgada el cual no está protegido por la resina fotore Resist, las películas depositadas en este proyecto son de

naturaleza metálica, por lo que se empleó Cloruro Férrico y posteriormente fueron lavadas con agua.

Las monocapas de 30 nm y 60 nm, fueron grabadas con 2 segundos de exposición al ataque químico de la solución de Cloruro Férrico, mientras que las monocapas de 125 nm, 250 nm y las tricapas requirieron de un tiempo de 4 a 7 segundos para realizar el grabado.

2.3.4. Limpieza

Finalmente se procedió a realizar la limpieza de la resina fotoresist mediante el uso de acetona y en los casos cuando la resina estaba fuertemente adherida, se empleó papel óptico con acetona para retirar los residuos de la resina. El grabado de los patrones se muestra en la Figura 40.

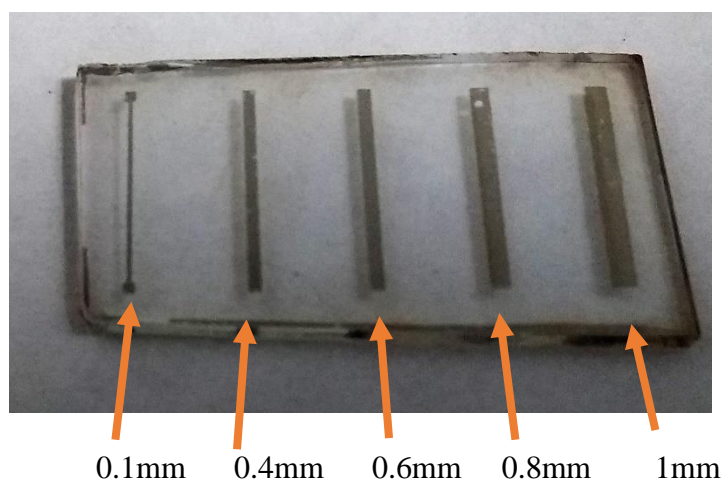


Figura 40. Patrones grabados en las monocapas y tricapas magnéticas.

2.4. Caracterización magnética

La caracterización magnética de las películas se realizó empleando una técnica conocida como magnetometría de muestra vibrante (VSM, por sus siglas en inglés). El método está basado en la detección del cambio de flujo en unas bobinas cuando una muestra magnetizada vibra cerca de ellas como se muestra en el esquema de la Figura 41. La muestra se sujeta en una varilla no magnética y es sujeta a un dispositivo de vibración mecánica, que oscila a una frecuencia de 40 Hz a 100 Hz dependiendo del equipo y con una amplitud de no más de unos pocos milímetros según el tamaño de la muestra, además, si se requiere realizar la medición de la anisotropía magnética, es posible rotar la varilla o cambiar el soporte de la muestra para colocar la muestra en diferentes direcciones respecto al campo magnético del electroimán.

La muestra se coloca en medio de dos electroimanes que generan un campo magnético constante y al oscilar la muestra entre los electroimanes, se genera un campo magnético

oscilatorio que genera una *fem* en las bobinas de detección. La amplitud de la *fem* inducida es proporcional al momento magnético de la muestra [2].

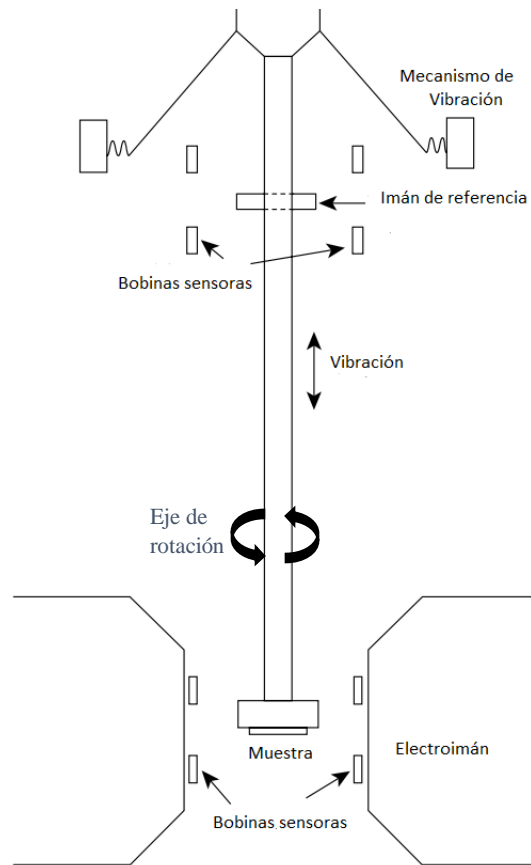


Figura 41. Esquema de un magnetómetro de muestra vibrante (VSM, por sus siglas en inglés) [2].

Mediante esta técnica se obtiene el ciclo de histéresis, que es la forma más común de representar las características magnéticas de un material magnético. El ciclo de histéresis es la representación de la curva de inducción magnética B en función de un campo magnético aplicado H ; otra forma de representar el ciclo de histéresis es usando la magnetización M en función de H , sin embargo, ambas curvas están relacionadas por $B = \mu_0(H + M)$.

La caracterización magnética de las películas monocapa y tricapa sin el grabado de patrones fue realizada en un equipo PPMS Dyna Cool Quantum, mediante una colaboración con el Dr. Agustín Conde, investigador del CINVESTAV Zacatenco en el departamento de física.

El VSM PPMS Dyna Cool Quantum, tiene una ligera variación respecto los típicos magnetómetros, ya posee un solenoide superconductor en lugar del electroimán, además, las bobinas sensoras se encuentran dispuestas longitudinalmente respecto al solenoide (ver Figura 42, por otra parte, este equipo contiene el magnetómetro dentro de una cámara

criogénica para el control de temperatura, particularmente para el interés de este trabajo, la prueba se realizó a temperatura de 300 K.

El sujetador del porta muestras es una varilla no magnética de grafito de aproximadamente 1 metro de longitud y el porta muestras es de cuarzo. El montaje de las muestras sobre el porta muestras de cuarzo se realiza cortando la muestra a una dimensión de aproximadamente $4\text{mm} \times 3\text{mm}$ y se pega con resina por la parte trasera del sustrato.

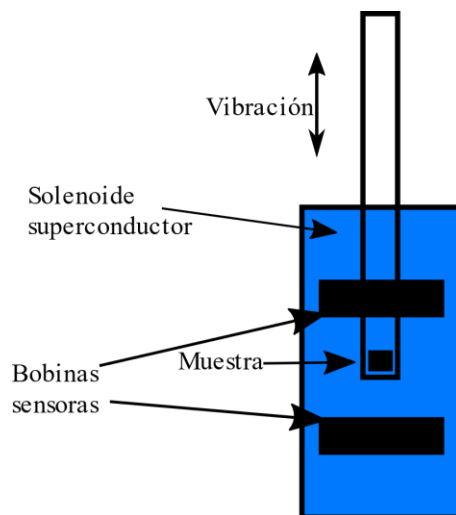


Figura 42. a) Variación del VSM del equipo PPMS Dyna Cool Quantum.

La caracterización de los ciclos de histéresis fue realizada para los cuatro espesores de las monocapas de VITROVAC y las 9 configuraciones de tricapas, todas ellas depositadas sobre vidrio. Las muestras monocapa de VITROVAC caracterizadas fueron: MV 31, MV 62, MV 125 y MV 250. Por su parte, las muestras tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC en tres espesores representados por TV 30, TV 60 y TV 125; las tres muestras tricapa VITROVAC/Oro/Permalloy conformadas por TP 30, TP 60 y TP 125; y las tricapas VITROVAC/Oro/Níquel TN 30, TN60 y TN 125, recordando que el número de los nombres de las muestras, representan el espesor de VITROVAC depositado sobre el sustrato, mientras la película de oro se mantiene con 5nm de espesor; la película superior tiene 31.25 nm para las tricapas TV y 30 nm para las tricapas TP y TN.

2.4.1. Caracterización de la anisotropía magnética

La caracterización de anisotropía magnética fue realizada en un magnetómetro de muestra vibrante MicroSense EV7 por medio de la colaboración con el Dr. Félix Sánchez de la Universidad Autónoma de Hidalgo. Las mediciones de anisotropía magnética se realizaron para la cinta de VITROVAC, la monocapa de VITROVAC MV 31, el patrón con 0.4 mm de ancho de la monocapa MV 31, la tricapa de VITROVAC TV 30, el patrón de 0.4 mm de

año de la tricapa TV 30 y la tricapa TN 30 además del patrón de 0.4 mm de ancho de esta.

El montaje experimental mantiene el mismo montaje del esquema de la Figura 41, sin embargo, en el equipo MicroSense EV7 es posible orientar la muestra en diferentes ángulos respecto a la dirección del campo magnético. El eje longitudinal de la cinta, las películas y los patrones fueron orientados en 6 direcciones con respecto al campo magnético aplicado H_{ex} , como se muestra en los esquemas de la Figura 43.

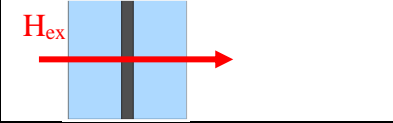
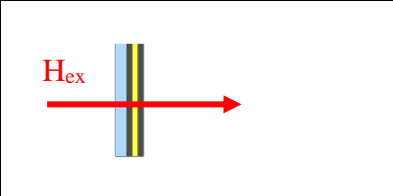
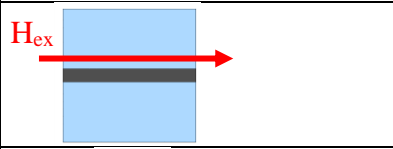
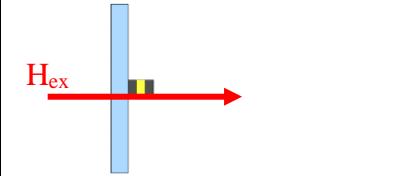
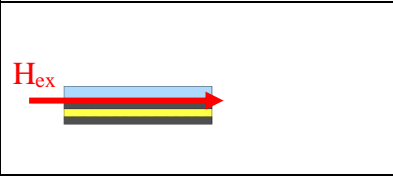
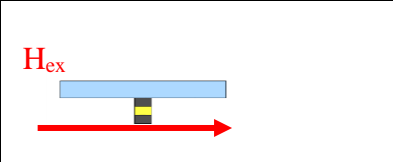
| | |
|---|--|
|  | <p>V 0°. La muestra se coloca con el plano de la película paralelo al campo magnético H_{ex} y el eje longitudinal de la muestra se coloca de forma vertical</p> |
|  | <p>V 90°. El campo magnético H_{ex} es normal al plano de la película y el eje longitudinal de la muestra se encuentra de forma vertical.</p> |
|  | <p>H 0°. El campo magnético H_{ex} es paralelo al plano de la película, mientras que el eje longitudinal de la película se encuentra de forma horizontal</p> |
|  | <p>H 90°. El campo magnético H_{ex} es normal al plano de la película, mientras que el eje longitudinal de la película se encuentra en posición horizontal.</p> |
|  | <p>HP 0°. El campo magnético H_{ex} es paralelo al eje longitudinal de la muestra, mientras que el plano de la película se encuentra de forma horizontal.</p> |
|  | <p>HP 90°. El campo magnético H_{ex} es perpendicular al eje longitudinal de la muestra, mientras que el plano de la película se encuentra de forma horizontal.</p> |

Figura 43. Esquema experimental de las pruebas de magnetometría de muestra vibrante se muestran las posiciones en las que se midieron las muestras.

2.5. Caracterización eléctrica DC

En este trabajo, se empleó el método de 4 puntas colineales [51] para la caracterización eléctrica de las películas monocapa y las tricapas sin grabar en configuración de corriente en el plano CIP. Por otra parte, se empleó la técnica de 2 puntas para caracterizar los patrones

grabados de las monocapas y tricapas en configuración CIP. En la Tabla 10 y la Tabla 11 se enlistan las muestras caracterizadas y los métodos empleados en su caracterización.

En la caracterización eléctrica se empleó un equipo Kethely 4200 SCS conocido comúnmente como trazador de curvas V-I, lo cual permitió realizar un barrido de corriente eléctrica contra la diferencia de potencial, en donde el rango de medición está limitado por el ruido electrónico, razón por la cual, las muestras fueron evaluadas en diferentes rangos de corriente eléctrica.

La caracterización eléctrica mediante la técnica de 4 puntas colineales fue medida en un equipo Keithley 4200 CSC en configuración full Kelvin para inyectar corriente en los electrodos externos y medir la diferencia de potencial en los dos electrodos internos para muestras de 1 cm por lado, como se muestra en la Figura 44.

Tabla 10. Muestras planares caracterizadas eléctricamente.

| Muestras | Espesor | Circulación de corriente | Método de caracterización de muestras planares | Patrones |
|-----------------|------------------|---------------------------------|---|-----------------|
| Cinta VITROVAC | 25 μm | CIP | 4 puntas | |
| MV 250 | 250 nm | CIP | 4 puntas | 2 puntas |
| MV 125 | 125nm | CIP | 4 puntas | 2 puntas |
| MV 62 | 62.5nm | CIP | 4 puntas | 2 puntas |
| MV 31 | 31.25nm | CIP | 4 puntas | 2 puntas |
| MV 10 | 10 nm | CIP | 4 puntas | 2 puntas |
| MV 5 | 5 nm | CIP | 4 puntas | 2 puntas |
| MP 30 | 30nm | CIP | 4 puntas | 2 puntas |
| MN 30 | 30 nm | CIP | 4 puntas | 2 puntas |

Tabla 11. Tricapas sobre vidrio caracterizadas eléctricamente.

| Tricapas Sobre Vidrio | Circulación de corriente | Método de caracterización de muestras planares | Método de caracterización de patrones |
|------------------------------|---------------------------------|---|--|
| TV125 | CIP | 4 puntas | 2 puntas |
| TV62 | CIP | 4 puntas | 2 puntas |
| TV30 | CIP | 4 puntas | 2 puntas |
| TP125 | CIP | 4 puntas | 2 puntas |
| TP62 | CIP | 4 puntas | 2 puntas |
| TP30 | CIP | 4 puntas | 2 puntas |
| TN125 | CIP | 4 puntas | 2 puntas |
| TN62 | CIP | 4 puntas | 2 puntas |
| TN30 | CIP | 4 puntas | 2 puntas |

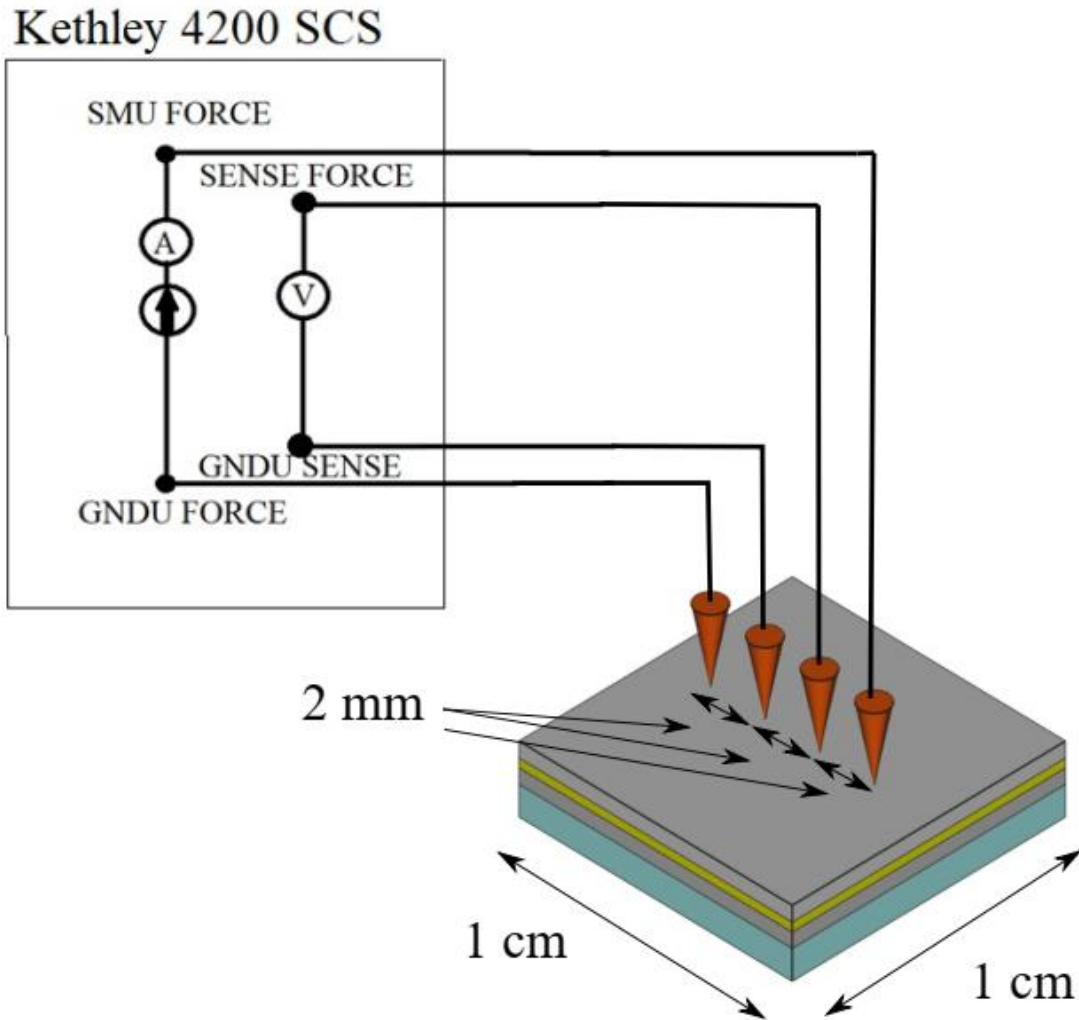


Figura 44. Esquema de implementación del método de cuatro puntas colineales para películas delgadas.

El método de 4 puntas colineales establece que, si el espesor de la película delgada en comparación con la separación de las puntas de prueba es despreciable, entonces la resistividad puede calcularse mediante la siguiente expresión [51, 52, 53]:

$$\rho = \frac{V}{I} t \frac{\pi}{\ln 2} \quad (2.5.1)$$

Para el caso de los patrones de películas delgadas, la resistividad se obtuvo suponiendo una barra muy delgada de un conductor en la que el área A es igual al producto del espesor de las películas por el ancho del patrón; y la longitud L la longitud entre electrodos como se muestra en el esquema de la Figura 45, en donde también se empleó el equipo Keithley 4200 y para la cuantificación de la resistividad se empleó la ecuación (2.5.2).

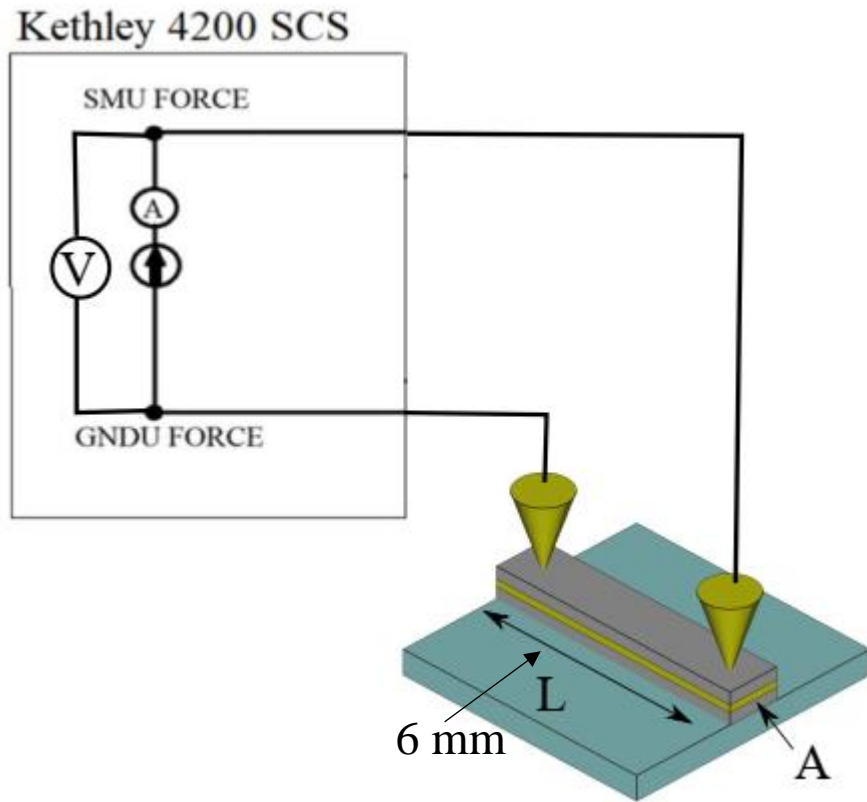


Figura 45. Esquema de implementación del método de 2 puntas para caracterización eléctrica de los patrones.

$$\rho = \frac{AV}{LI} \quad (2.5.2)$$

2.6. Experimentos de magnetorresistencia

En el experimento de magnetorresistencia se emplearon los montajes experimentales de la caracterización eléctrica DC para la configuración de corriente CIP mediante la técnica de 4 puntas para las muestras sin proceso de fotolitografía y el método de 2 puntas para las muestras en patrón en configuración CIP. El campo magnético máximo aplicado fue menor al campo coercitivo de cada muestra, obtenidos en la caracterización magnética mediante VSM en el CINVESTAV Zacatenco. La implementación de este experimento fue de acuerdo con el esquema mostrado en la Figura 46. El experimento se realizó empleando el equipo Kethley 4200 SCS con el cual se generó una curva de voltaje contra corriente y la muestra fue colocada con el plano del substrato paralelo al eje longitudinal de las bobinas del electroimán. Por otra parte, debido a que los materiales pueden presentar anisotropía, las muestras fueron evaluadas con la corriente paralela y perpendicular respecto al campo magnético.

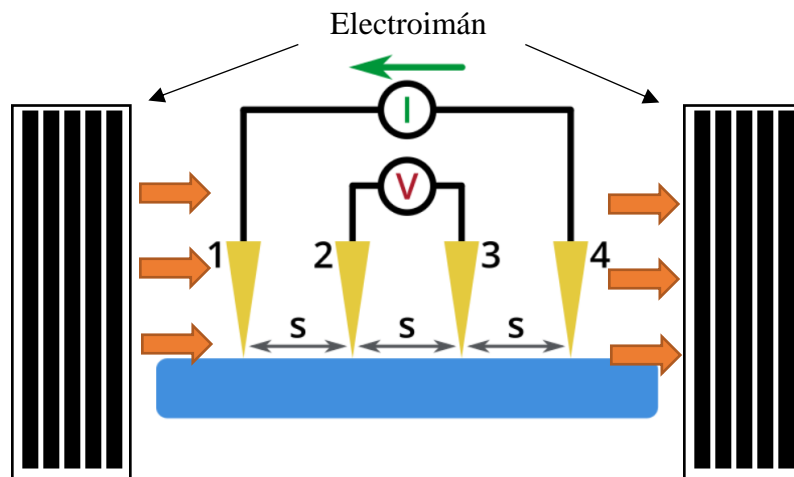
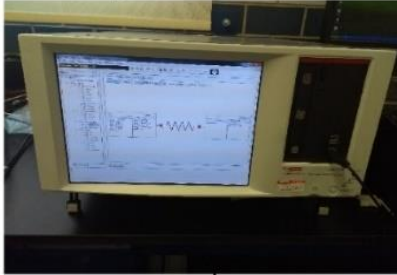


Figura 46. Esquema del experimento de magnetorresistencia.

Para generar y controlar el campo magnético aplicado se utilizó un electroimán de la marca GMW modelo 3470, alimentado por una fuente Kepco bipolar y la detección del campo magnético se realizó mediante una punta Hall con una resolución mínima de 1 Oe. La operación del campo magnético se realizó en un programa del proveedor del electroimán mediante Labview en control de lazo cerrado respecto al campo magnético. El montaje experimental se muestra en la Figura 47.

Kethley 4200 SCS

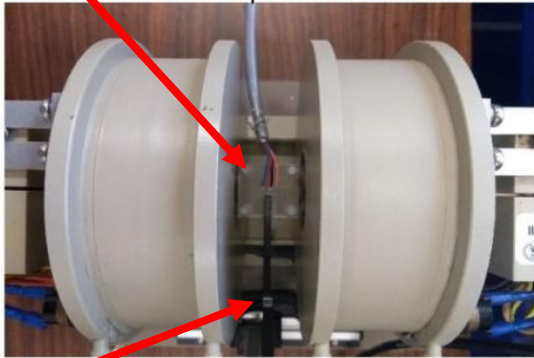


Control de campo magnético



Montura de 2 o 4
puntas

Electroimán



Teslametro

Fuente Kepco



Punta Hall

Figura 47. Montaje experimental para medición de magnetorresistencia.

3. Resultados y discusión

En este capítulo se muestran y discuten los resultados obtenidos durante el proyecto de doctorado, los cuales fueron obtenidos de los siguientes estudios: la caracterización estructural mediante difracción de rayos X de haz rasante para las monocapas de VITROVAC de 31.25 nm (MV31), 62.5 nm (MV62), 125 nm (MV125) y 250 nm (MV250) de espesor, la monocapa de níquel de 30 nm de espesor (MN30); también, como parte de la caracterización estructural se presentan las micrografías de fuerza atómica para las tricapas VITROVAC125nm/ Oro5nm/ VITROVAC31.25nm (TV125), VITROVAC125nm/ Oro5nm/ Permalloy30nm (TP125) y VITROVAC125nm/ Oro5nm/ Níquel30nm (TN125) depositadas sobre vidrio.

En segundo lugar, se estudia la caracterización magnética de las monocapas de VITROVAC MV31, MV62, MV125 y MV250, además de las estructuras tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC TV30, TV60 y TV125; las estructuras tricapa VITROVAC/Oro/Permalloy TP30, TP60 y TP 125; y las estructuras tricapa VITROVAC/Oro/Níquel TN30, TN60 y TN125. La caracterización magnética incluye el estudio de anisotropía magnética para la monocapa de VITROVAC MV31, la monocapa de Níquel MN30, la tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC TV30 y la tricapa VITROVAC/Oro/Níquel TN30 depositadas sobre vidrio, así como el patrón grabado de 0.4 mm de ancho de todas las muestras mencionadas, donde se observaron cambios en las propiedades magnéticas debido a la anisotropía de forma.

La última parte de los resultados está conformada por la caracterización de las propiedades eléctricas DC y la magnetorresistencia en las monocapas y tricapas depositadas sobre los sustratos de vidrio, dentro de las cuales se revisó la configuración de corriente eléctrica en el plano CIP. Además, se presenta la caracterización eléctrica en DC y magnetorresistencia de los patrones grabados mediante fotolitografía.

3.1. Resultados de la caracterización estructural

3.1.1. Difracción de rayos X

En la Figura 48 se muestran los patrones de rayos X de las películas de VITROVAC MV31, MV62, MV125 y MV250, depositadas sobre vidrio. Estos patrones de difracción corresponden a un material amorfo, el cual presenta orden atómico de corto alcance y por lo tanto no presenta picos de difracción angostos. Estos resultados comprueban que las condiciones de depósito fueron correctas para mantener el estado amorfo del VITROVAC, lo cual fue de gran importancia en este proyecto para minimizar la anisotropía magnetocristalina en los sistemas depositados.

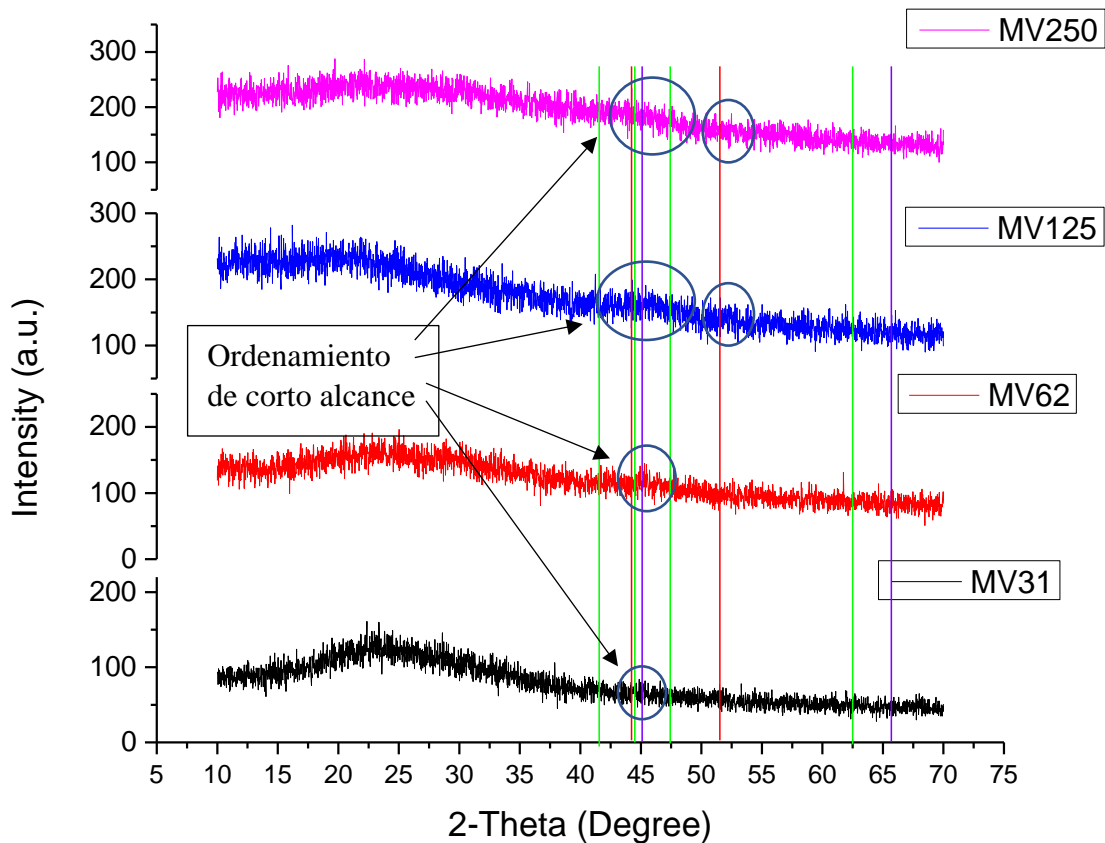


Figura 48. Difractograma de rayos X de las películas monocapa de VITROVAC. Las líneas en verde y rojo corresponden a los picos de los patrones de difracción de la estructura hexagonal y cubica del cobalto. Las líneas en morado corresponden los picos de difracción característicos de la estructura cúbica del hierro.

En los difractogramas de la Figura 48, se observa que la intensidad del patrón detectado aumenta en con el espesor del VITROVAC, aunque debido a la relación del espesor de las películas y el sustrato, el patrón obtenido corresponde principalmente al sustrato de vidrio. El pico espectral ancho detectado entre 10° y 40° pertenece al espectro del óxido de silicio amorfo (vidrio), el cual se puede observar que aumenta de intensidad respecto al espesor de las películas, lo cual puede asociarse a una contribución del óxido de silicio de los precursores amorfos del VITROVAC el cual pudo generarse durante el depósito con el oxígeno adherido al sustrato.

En los patrones de la Figura 48 también se observa un segundo pico amplio entre 41° y 52° los cuales pertenecen a la nucleación del cobalto, que puede cristalizar en fase cubica centrada en las caras, y se sugiere de los pequeños picos en la región de 44° - 45° donde el cobalto puede presentar una fase hexagonal que son representadas por las líneas marcadas en verde. Por último, las líneas marcadas en morado pertenecen al patrón de difracción del hierro, los cuales en los espectros presentan aún menor intensidad debido a que hay un menor contenido de este metal en la aleación de VITROVAC. En los círculos señalados en la Figura

48, alrededor de 45° se puede observar un crecimiento en la intensidad del patrón, el cual corresponde a el ordenamiento de corto alcance del hierro y cobalto en donde existen algunos centros cúbicos y hexagonales; además, alrededor de los 53° , para las monocapas de VITROVAC MV125 y MV250, también se observa un pequeño pico ancho, que corresponde al orden de corto alcance del cobalto con estructura cúbica.

En la Figura 49 se muestra una comparación del patrón de difracción de la película de VITROVAC MV31 (Figura 49a) y el patrón de difracción del óxido de silicio amorfo (Figura 49b), que permite observar que el patrón de la película de VITROVAC, con un espesor de 31.25 nm, corresponde principalmente al sustrato de vidrio; sin embargo, en la Figura 49a, con una pequeña ampliación en relación con la Figura 48, también se pueden apreciar picos de difracción pequeños y anchos, los cuales se muestran señalados en los círculos, que, como se mencionó antes, corresponden a un ordenamiento de corto alcance de cobalto y hierro, los cuales no están presentes en Figura 49b del patrón característico del vidrio.

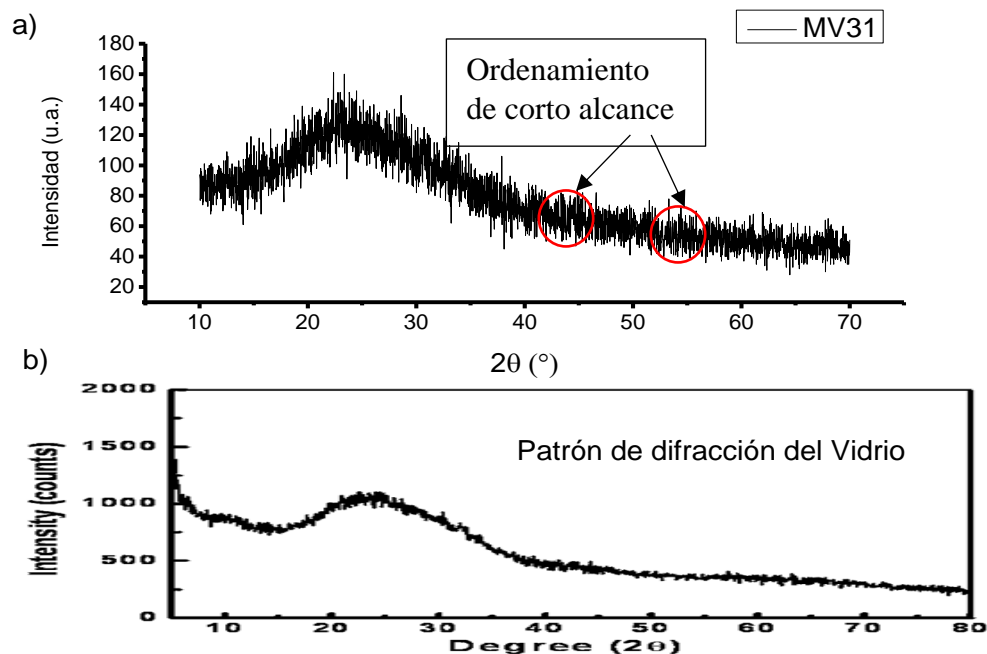


Figura 49. a) Patrón de difracción de rayos X de la película de 31.25 nm de espesor. B) Patrón de difracción de rayos X del óxido de silicio amorfo [54].

En la Figura 50 se muestra el patrón de difracción de rayos X de la película de níquel MN30 depositada sobre vidrio, en la que se observa que el patrón principalmente corresponde al sustrato de vidrio como se observa al comparar con la Figura 49b. Las líneas marcadas en rojo corresponden a los picos de difracción del níquel en estado cristalino, el cual se ordena en una estructura cúbica centrada en las caras, que de forma característica presenta tres picos de difracción situados en 44.2° , 55.8° y 76.42° , donde alrededor de estos sitios el patrón presenta pequeños picos, lo cual indica que la estructura cristalina de la película empieza a

formarse; sin embargo, alrededor de 44.2° y 76.42° se puede observar que los picos son ligeramente anchos, lo cual sugiere que principalmente hay un orden de corto alcance, que puede deberse al espesor de la monocapa que al acoplarse sobre vidrio, que posee fase amorfa, necesita mayor espesor para ordenarse por medio del depósito o inducir un tratamiento térmico para obtener la fase cristalina posterior al depósito mediante sputtering.

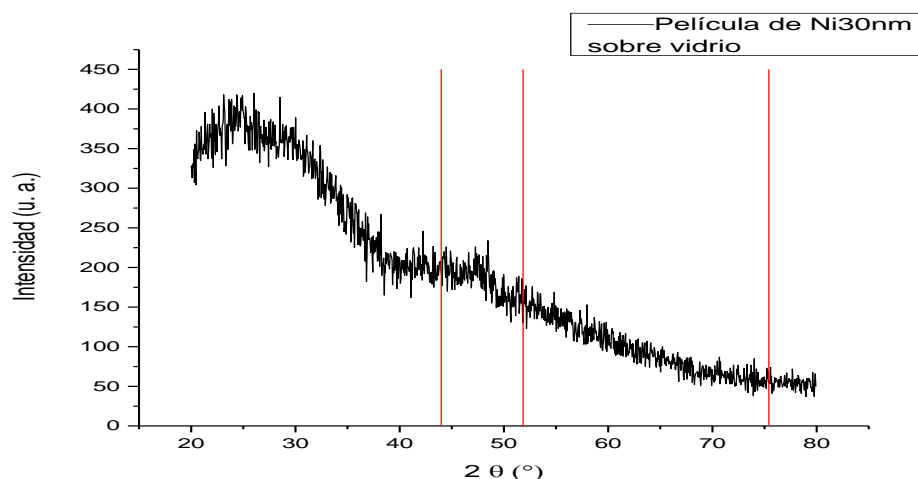


Figura 50. Difracción de rayos X de monocapa de níquel de 30 nm de espesor. Las espigas en color rojo representan los picos característicos del níquel.

Discusión del estudio de difracción de rayos X

Mediante el estudio de difracción de rayos X de las monocapas de VITROVAC MV31, MV 62, MV125 y MV250 se comprobó que la estructura de las películas de VITROVAC sobre vidrio poseen una fase amorfa, en donde los picos anchos de baja intensidad alrededor de los picos característicos de las estructuras cristalinas de cobalto y hierro demuestran la presencia de un orden de corto alcance, con lo que se demuestra que las condiciones de depósito son correctas para mantener el blanco relativamente frío y mantener la fase amorfa del VITROVAC.

En el caso de la monocapa de níquel MV30, se observaron pequeños picos alrededor de los picos de difracción característicos del níquel, lo cual puede ser debido al espesor de la película y el sustrato de vidrio, ya que el níquel debe acoplarse a la estructura amorfa del vidrio por lo que se induce en la región de unión un crecimiento amorfo que a mayor espesor debería comenzar el ordenamiento cristalino o en su defecto, el crecimiento sobre otra estructura cristalina induciría el crecimiento cristalino del níquel.

3.1.2. Microscopía de Fuerza Atómica

Se obtuvieron imágenes de microscopía de fuerza atómica (MFA) de la superficie de las monocapas de VITROVAC, Permalloy y Níquel depositadas sobre vidrio con un espesor aproximadamente de 30 nm cada una, además, se obtuvieron las imágenes para las tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC TV125, VITROVAC/Oro/Permalloy TP125 y VITROVAC/Oro/Níquel TN125 también depositadas sobre vidrio. Este estudio permite observar la morfología y microestructura superficial de las películas, las cuales influyen en la anisotropía magnética y el transporte magnetoeléctrico.

MFA de monocapas de VITROVAC MV31, Permalloy MP30 y Níquel MN30

En la Figura 51 se muestran las imágenes y el perfil de la MFA de la película de VITROVAC de 31.25 nm de espesor MV31, en donde en la imagen a) se puede ver el MFA de $5\ \mu\text{m} \times 5\ \mu\text{m}$ y se observa que la película presenta una microestructura de granos uniformemente distribuida, mientras que la barra de tono muestra 13.56 nm de diferencia entre los valles y picos; también se observan unos surcos en la diagonal, que parece, corresponden a defectos morfológicos del substrato y se señalan en verde.

Del software del microscopio de fuerza atómica se determina la rugosidad promedio que corresponde a 104.256 nm y una diferencia pico a pico superficial de 394.96 nm, lo cual sugiere grandes variaciones en la rugosidad del substrato. Por otra parte, la medida de simetría $SSK=0.91$, indica una superficie asimétrica con presencia de picos, mientras que la medida de curtosis $SKU=2.44$ indica una distribución de la superficie con picos anchos. En la Figura 51b se muestra una ampliación a $1\ \mu\text{m} \times 1\ \mu\text{m}$ del MFA de la película de VITROVAC de 31.25 nm de espesor, donde se aprecia una estructura de granos amorfa con distribución uniforme sobre la superficie y tamaños de diámetro entre 80 nm y 120 nm, con presencia de algunos huecos de origen en el substrato. En la Figura 51c, se observa el perfil a $1.4\ \mu\text{m}$ de longitud, el cual revela que el ancho de los granos tiene entre 40 nm y 120 nm, con alturas de grano entre 4 nm y 6 nm. Con todo lo anterior se puede decir que la morfología de la monocapa de VITROVAC MV31 tiene una superficie muy uniforme, con aglomeraciones que forman picos entre 4 y 6 nm de alto sin observarse crecimiento cristalino en la superficie, además, los resultados de rugosidad indican que el substrato posee una superficie con alta rugosidad y con presencia de huecos y picos anchos.

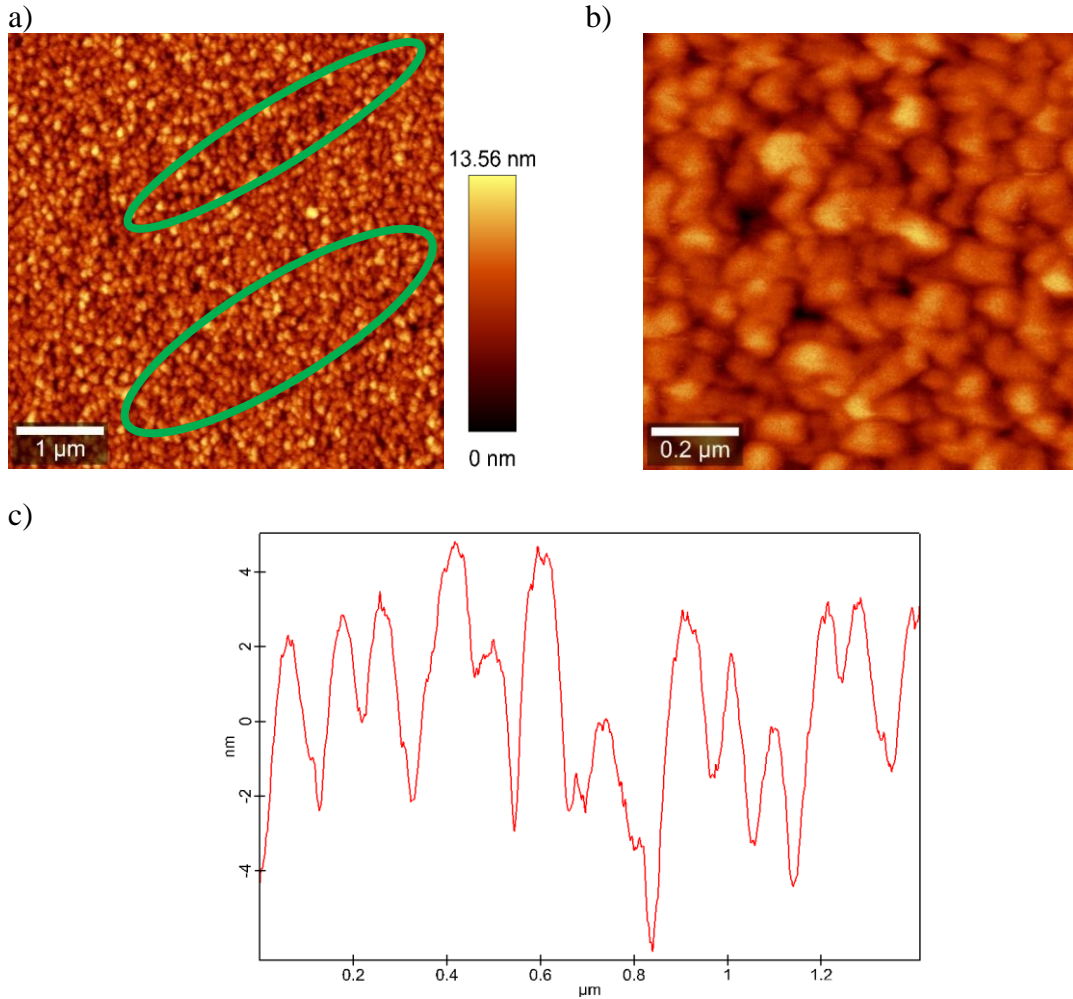


Figura 51. MFA de película monocapa de VITROVAC de 31.25 nm de espesor sobre vidrio. a) MFA de $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ y barra de tono, b) MFA de $1\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$ y c) Perfil de $1.4\mu\text{m}$.

En la Figura 52 se muestran las imágenes de MFA de la película monocapa de Permalloy MP30 depositada sobre vidrio, donde en la imagen a) se puede observar la microscopía de fuerza atómica de $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ y la barra de profundidad, en la cual se puede observar que los granos de Permalloy tienen una distribución homogénea sobre la superficie de la película con presencia de algunos cúmulos muy altos como se observa en la micrografía en las zonas amarillas.

Del estudio de rugosidad de la micrografía, se encuentra que la rugosidad promedio calculada es de 66.63 nm, lo que indica una menor rugosidad en el sustrato, sin embargo, en comparación con la imagen de la Figura 51a se aprecia que los cúmulos superficiales de la monocapa de Permalloy, son mucho más grandes que los de VITROVAC MV31; además, la barra de tono muestra 115 nm de variación entre el punto más alto y el punto más bajo, que se debe a defectos localizados en el sustrato y que no se observan de la misma forma en el sustrato sobre el cual se depositó VITROVAC, por otra parte, los resultados de la

microscopia indican que la diferencia entre el punto más alto y el más bajo es de 325.22 nm, que está en el mismo orden de magnitud que el sustrato del depósito de VITROVAC, mientras que la medida de simetría y de kurtosis tienen valores de $SSK=0.81$ y $SKU=2.54$ respectivamente, lo cual confirma que la superficie es asimétrica con cúmulos anchos. Por otra parte, a diferencia de la película de VITROVAC MV31 no se observan surcos en la micrografía, lo que puede sugerir que los sustratos poseen grandes diferencias en los defectos superficiales.

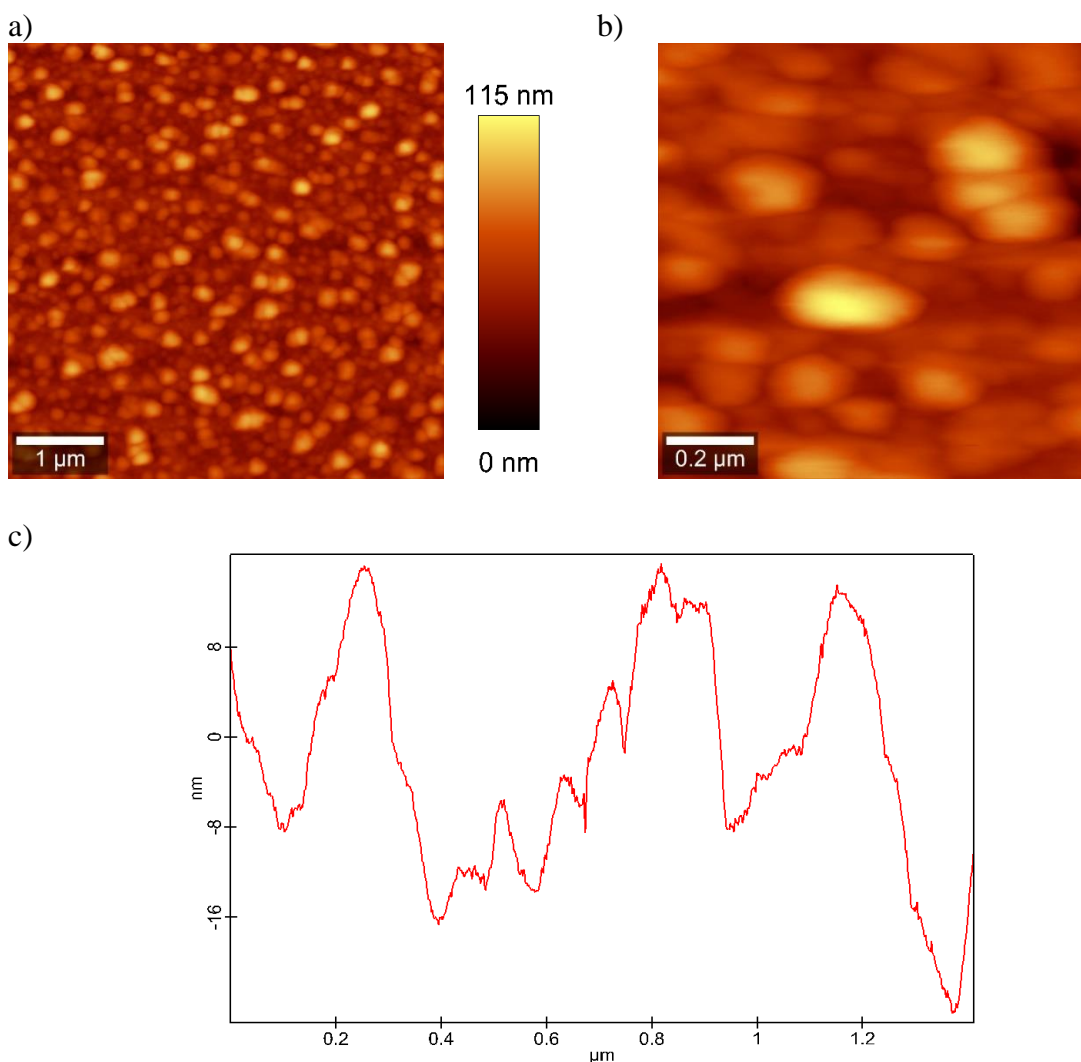


Figura 52. MFA de película monocapa de Permalloy de 30 nm de espesor sobre vidrio. a) MFA de $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ y barra de tono, b) MFA de $1\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$ y c) Perfil de 1.4 μm .

En la Figura 52b se muestra la imagen de MFA a $1\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$, en donde se observa una estructura con diámetros de grano entre 50 nm y 220 nm, lo que indica una morfología con granos con gran variedad de tamaño, que debido a la naturaleza cristalina del Permalloy, podrían ser debidos a crecimientos cristalinos.

En la Figura 52c se observa el perfil de 1.4 μm de barrido, en donde se aprecia que la altura de los granos o los cúmulos de granos varían de 8 nm a 40 nm; por otra parte, en la región entre 0.4 μm y 0.8 μm se observan granos con anchos alrededor de 40 nm, mientras que los que están entre 0.2 μm a 0.4 μm y entre 1 μm a 1.4 μm superan los 200 nm de ancho, con lo que se explica que el resultado de la rugosidad promedio estimada por el microscopio de fuerza atómica, calcule una rugosidad promedio menor que para la película monocapa de VITROVAC MV 31, que en realidad tiene una distribución y tamaños de grano más homogéneos.

En la Figura 53 se muestra la MFA de la película de níquel MN30 sobre vidrio, donde en la Figura 53a se presenta la micrografía de 5 μm x 5 μm por lado, en la cual se observa una distribución muy homogénea de los granos, los cuales, en comparación con los que se presentan en la Figura 51a y Figura 52a, correspondientes a las monocapas de VITROVAC MV31 y níquel MN 30, son de menor tamaño y presentan una altura con mayor uniformidad, además, la barra de tono muestra una variación de 8.068 nm, otra característica importante es que la estructura de granos parece tener un ordenamiento similar a ramificaciones y canales, lo cual sugiere la presencia de cristalización; por otra parte, en la diagonal derecha se observa un surco señalado en una elipse en verde, que se debe a un defecto en el sustrato.

De acuerdo con el computo del equipo de microscopía, la rugosidad promedio de la muestra monocapa de níquel MN30 es de 158.61 nm y la diferencia en altura pico a pico es de 591 nm, lo cual indicaría que la película de níquel presenta la mayor rugosidad de las tres monocapas, sin embargo, dada la diferencia de alturas esto se adjudica a defectos en el sustrato y no a la película. Por otra parte, la medida de simetría $SSK=0.16$, indica una distribución de alturas simétricas en la película, mientras que la medida de curtosis $SKU=1.72$ indica una distribución de alturas amplia.

En la Figura 53b, se presenta la MFA a 1 μm x 1 μm de la monocapa de níquel MN30, donde se puede apreciar que el ancho de los granos es de entre 20nm y 80 nm, sin embargo, se puede ver que los granos están agrupados y forman canales, lo cual sugiere una estructura policristalina de la película.

En la Figura 53c se muestra el perfil a 1.4 μm de longitud para la muestra MN30, en la cual se observa una altura de grano que va desde 1 nm a 3 nm, lo que indica que la rugosidad de la película es la menor rugosidad de las tres monocapas estudiadas, por otra parte, se observa que las crestas presentan picos locales a diferencia de la Figura 51c y Figura 52c las cuales presentan crestas con contornos suaves, lo que indica que existen pequeños cúmulos creciendo sobre cúmulos más anchos teniendo tamaños de grano entre 10 nm a 80 nm, lo cual estaría asociado al crecimiento policristalino de la película de níquel.

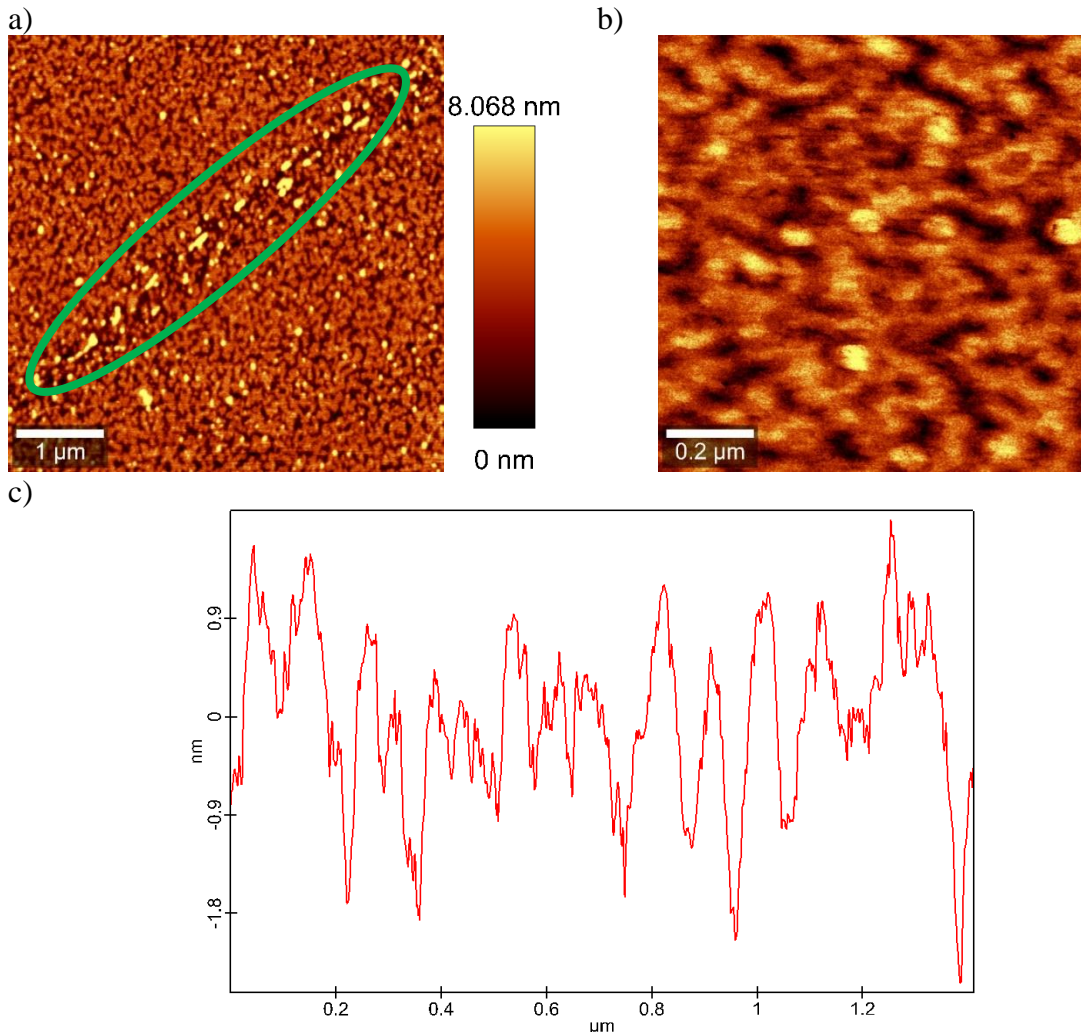


Figura 53. MFA de película monocapa de Níquel de 30 nm de espesor sobre vidrio. a) MFA de 5 μm x 5 μm y barra de tono, b) MFA de 1 μm x 1 μm y c) Perfil de 1.4 μm.

Discusión del MFA de las monocapas de VITROVAC MV31, Permalloy MP30 y Níquel MN30

Mediante las microscopías de fuerza atómica de las monocapas depositadas sobre vidrio, se confirma que el depósito de los tres materiales por medio de sputtering asistido por magnetrón se realiza de forma uniforme sobre la superficie del sustrato, sin embargo, los sustratos empleados poseen gran cantidad de defectos superficiales.

De las tres monocapas estudiadas, se observa que la monocapa de níquel MN30 posee mayor homogeneidad en la rugosidad superficial, mientras que la monocapa de Permalloy MP30 presenta los granos de mayor tamaño y cúmulos de mayor altura; en ambos casos tanto el ordenamiento en forma de ramificaciones y la presencia de zonas muy altas en comparación con el entorno sugiere la presencia de un ordenamiento con tendencia cristalina. Por otra

parte, la monocapa de VITROVAC MV31 presenta una morfología uniforme. En la Tabla 12 se muestran los tamaños de grano y rugosidad superficial de las películas monocapa.

Tabla 12. Diámetro de grano y altura de grano de las monocapas MV31, MP30 y MN30.

| Muestra | Diámetro de grano | Rugosidad superficial |
|---------|-------------------|-----------------------|
| MV 31 | 40 nm a 120 nm | 4 nm a 6 nm |
| MP30 | 40 nm a 200 nm | 8 nm a 40 nm |
| MN30 | 10 nm a 80 nm | 1 a 3 nm |

MFA de tricapas TV125, TP125 y TN125

En la Figura 54 se muestra la MFA de la tricapa VITROVAC 125nm/Oro 5nm/VITROVAC 31.25nm (TV125), depositada sobre vidrio, en donde en la imagen a) se observa en la micrografía de 5 μm x 5 μm de lado, una superficie con surcos con origen en el sustrato, los cuales se señalan en verde; además, se aprecia una distribución de granos con distribución homogénea sobre la superficie, mientras que la barra de tonos indica una altura de 5.9 nm, lo que sugiere que el depósito tricapa genera una superficie con alturas más homogéneas que la monocapa de VITROVAC MV31.

De acuerdo con el computo del microscopio, la rugosidad promedio de la tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC TV125 es de 110.73 nm que es muy similar a la rugosidad promedio obtenida para la monocapa de VITROVAC MV31, mostrada en la Figura 51, que es algo esperado ya que la película en la superficie es del mismo espesor que la monocapa MV31; por otra parte, la cuantificación pico a pico es de 395.43 nm, esto evidencia que existen defectos de mayor tamaño en el sustrato. La medida de simetría $SSK=0.29$ es cercana a cero lo que confirma que la superficie obtenida en la tricapa es mucho más simétrica que la monocapa, por su parte, la medida de curtosis $SKU=1.67$ indica una amplia distribución alturas, lo cual es una herencia de la película de oro que posee una estructura cristalina.

En la Figura 54b se muestra el MFA de la tricapa TV 125 a 1 μm x 1 μm , donde se aprecian mayoritariamente agregados con un contorno irregular y redondeado entre 50 nm y 80 nm, sugiriendo aglomerados similares a la monocapa de VITROVAC, pero con menor tamaño máximo, lo cual también puede estar relacionado a que el crecimiento de la película de VITROVAC superior se realizó sobre oro.

En la Figura 54c se muestra el perfil de 1.4 μm de longitud, en el cual se aprecia que la altura de grano está entre 1nm y 4 nm y el diámetro de los granos varía entre 30 nm y 80 nm, sin embargo, en algunas crestas se pueden apreciar picos locales menores a 10 nm de ancho, en comparación con la monocapa de VITROVAC (Figura 51c) se puede apreciar que el ancho de los granos es menor, pero con una mayor distribución de tamaños.

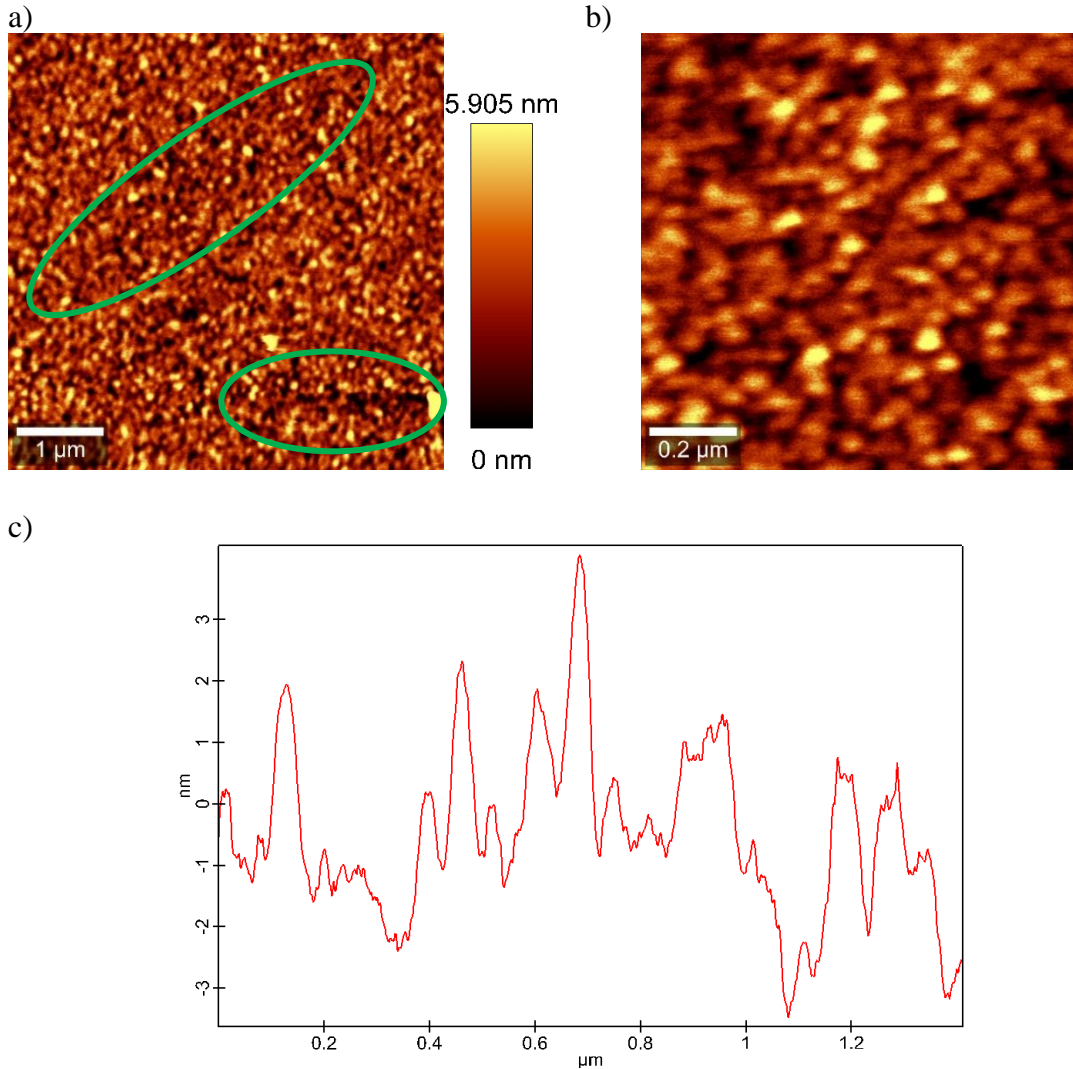


Figura 54. MFA de tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC TV125 sobre vidrio. a) MFA de $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$ y barra de tono, b) MFA de $1\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$ y c) Perfil de $1.4\mu\text{m}$ de longitud.

En la Figura 55 se muestra la MFA de la tricapa VITROVAC/Oro/Permalloy TP125 depositada sobre vidrio, en donde en a) se presenta la MFA de $5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$, en el cual se observa una distribución de granos uniforme, sin la presencia de cúmulos tan altos como el caso de la monocapa de permalloy MP30, al igual que los casos anteriores, se observan surcos debidos a defectos en el sustrato, sin embargo comparación con la monocapa de permalloy (Figura 52a) posee una superficie con mayor uniformidad, lo que es de esperar debido al espesor de la tricapa en comparación con la monocapa, por otra parte, la barra de tono indica que las variaciones de altura son de 7.053 nm, confirmando una superficie con mayor homogeneidad que la monocapa de permalloy MP30.

De acuerdo con los resultados del cómputo de la microscopía, la rugosidad promedio de la tricapa VITROVAC/Oro/Permalloy MP 125 es de 100.93 nm y la altura pico a pico es de 414.9 nm, indicando menor rugosidad en comparación con la monocapa de permalloy. Es importante mencionar que la medida de simetría $SSK=1.29$ y la medida de curtosis es

SKU=3.22, sugieren una distribución asimétrica con presencia extrema de picos y huecos, además de una distribución de alturas gaussianas.

En la Figura 55b se muestra la MFA a $1\ \mu\text{m} \times 1\ \mu\text{m}$, en el cual se puede apreciar claramente la presencia de cristales en forma de prismas triangulares de entre 100 y 130 nm por lado, en comparación con la monocapa de Permalloy (Figura 52b) tienen tamaños de grano menores y además una estructura cristalina claramente observable y ordenada en la misma dirección, inducida por el crecimiento de Permalloy sobre la película de oro.

En la Figura 55c se muestra el perfil a $1.4\ \mu\text{m}$ de longitud, donde se observa una altura de granos entre 1.5 nm y 3 nm, con anchos de grano entre 40 nm y 130 nm de tamaño, además las crestas presentan picos locales debidos a la morfología cristalina.

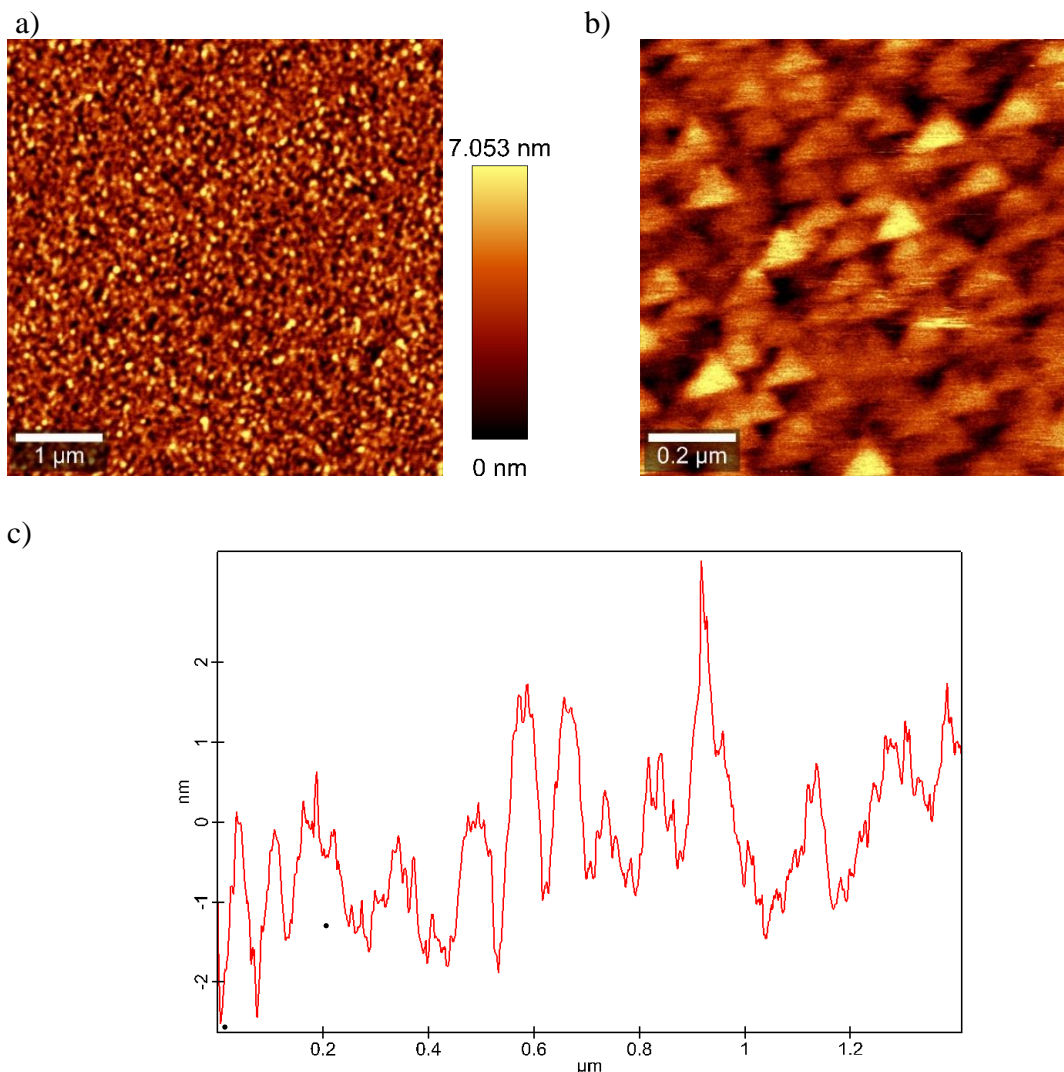


Figura 55. MFA de tricapa VITROVAC/Oro/Permalloy TP 125 sobre Vidrio. a) MFA de $5\ \mu\text{m} \times 5\ \mu\text{m}$ y barra de tono, b) MFA de $1\ \mu\text{m} \times 1\ \mu\text{m}$ y c) Perfil de $1.4\ \mu\text{m}$ de longitud.

En la Figura 56 se muestra la MFA de la tricapa VITROVAC/Oro/Níquel TN125, en donde en el inciso a) se presenta la MFA a $5\ \mu\text{m} \times 5\ \mu\text{m}$, en la cual se observa una distribución homogénea de los granos y de todas las microscopias es la que presenta la menor variación en altura de acuerdo con la barra de tonos con aproximadamente 4.8 nm.

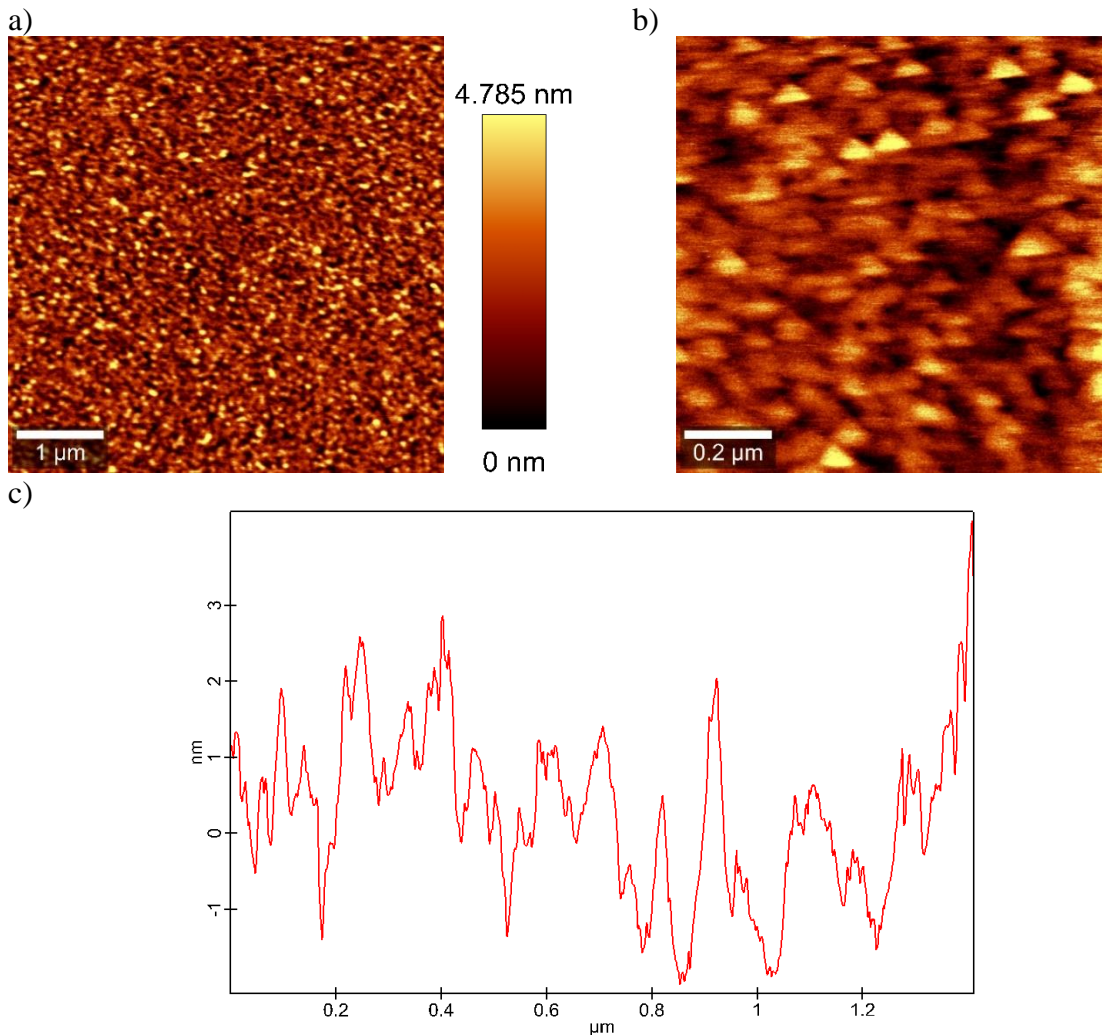


Figura 56. MFA de tricapa VITROVAC/Oro/Níquel TN125 sobre vidrio. a) MFA de $5\ \mu\text{m} \times 5\ \mu\text{m}$ y barra de tono, b) MFA de $1\ \mu\text{m} \times 1\ \mu\text{m}$ y c) Perfil de $1.4\ \mu\text{m}$ de longitud.

La rugosidad promedio estimada por el microscopio para la tricapa VITROVAC/Oro/Níquel TN125 es de 41.68 nm y una diferencia pico a pico de 184.55 nm lo, lo cual indica que es el depósito con menor rugosidad y posiblemente el sustrato con menores defectos superficiales. La medida de simetría $SSK=0.86$ indica una superficie asimétrica con gran presencia de picos, mientras que la medida de curtosis $SKU=2.75$ indica una distribución de alturas gaussiana, lo cual es debido a que la superficie tiene presencia de cristales.

En la Figura 56b se muestra la MFA a $1\ \mu\text{m} \times 1\ \mu\text{m}$, donde se observa una morfología policristalina compuesta cristales de forma triangular con tamaños de 65 a 85 nm, por otra parte, también se observan agregados de forma irregular con un tamaño entre 50nm y 80 nm,

que en comparación con la tricapa VITROVAC/Oro/Permalloy TP125 mostrada en la Figura 55b, se observan una morfología similar, pero con cristales de menor tamaño y aparentemente un crecimiento cristalino más irregular. En la Figura 56c se presenta el perfil a 1.4 μm de longitud en donde se pueden apreciar una altura de granos entre 1 nm y 3 nm, con anchos entre 50 nm y 90 nm, con una gran cantidad de picos locales en cada cresta, debidos a la morfología policristalina de la película de níquel en la superficie de la tricapa.

Discusión de MFA de tricapas TV125, TP125 y TN125

En general, las micrografías de las tricapas presentan mayor uniformidad superficial, con respecto las monocapas, lo cual es debido a que las tricapas poseen mayor espesor por lo que además de cubrir parcialmente los defectos superficiales del sustrato, también al superar la región de interfaz con el sustrato, el crecimiento es más homogéneo.

Particularmente, la tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC TV125 mantiene una morfología amorfa similar a la monocapa MV31, a pesar de crecer sobre una película cristalina como el oro, con lo cual se confirma que el acoplamiento magnético entre la monocapa depositada sobre el sustrato y la monocapa depositada sobre el oro es entre dos materiales de fase amorfa.

Las tricapas VITROVAC/Oro/Permalloy TP125 y VITROVAC/Oro/Níquel TN125 presentan una superficie compuesta por cristales tetragonales, que al igual que en las monocapas respectivas, el tamaño de grano de la tricapa TP125 es mayor que el de la tricapa TN125, además la tricapa de Permalloy presenta mayor ordenamiento cristalino que la tricapa de níquel, en ambos casos el crecimiento sobre la película de oro facilitó el crecimiento cristalino, que al compararlas con las monocapas de permalloy MP30 y níquel MN30, solo sugieren el crecimiento de cúmulos cristalinos debido a la asimetría de alturas pero no es posible observarlos como es el caso de las tricapas. A continuación, en la Tabla 13 se presenta el tamaño de grano y la rugosidad superficial.

Tabla 13. Tamaño de grano y rugosidad superficial de las tricapas TV125, TP125 y TN125

| Muestra | Diámetro de grano | Rugosidad superficial |
|----------------|--------------------------|------------------------------|
| TV125 | 30 nm a 80 nm | 1 nm a 4 nm |
| TP125 | 40 nm a 130nm | 1.5 nm a 3 nm |
| TN125 | 50 nm a 90 nm | 1 nm a 3 nm |

3.2. Resultados de la caracterización magnética

En esta sección se presentan los resultados de la caracterización magnética realizadas mediante magnetometría de muestra vibrante para la cinta de VITROVAC, las monocapas de VITROVAC MV31, MV62, MV125 y MV250, además de las nueve tricapas depositadas sobre vidrio, además, en la sección 3.2.3 se presentan los resultados obtenidos del estudio de anisotropía magnética mediante magnetometría de muestra vibrante, para la cinta de VITROVAC, la película monocapa de VITROVAC MV31, la monocapa de níquel de MN30 y las tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC TV30 y VITROVAC/Oro/Níquel TN30, así como del patrón grabado de 0.4 mm de ancho para estos depósitos sobre vidrio.

3.2.1. Caracterización magnética de monocapas de VITROVAC

A continuación, se presentan los ciclos de histéresis obtenidos para las películas de VITROVAC MV31, MV62, MV125, MV250 y la cinta de VITROVAC con aproximadamente 20 μm de espesor en la Figura 57. En la gráfica naranja se muestra el ciclo de histéresis de la cinta de VITROVAC la cual presenta una magnetización de saturación $M_s=578.9 \text{ emu/cm}^3=0.73 \text{ T}$, lo cual representa 90% de la magnetización de saturación reportada por fabricante que es de 0.8T, mientras que el campo coercitivo medido es $H_c=6.51 \text{ Oe}$.

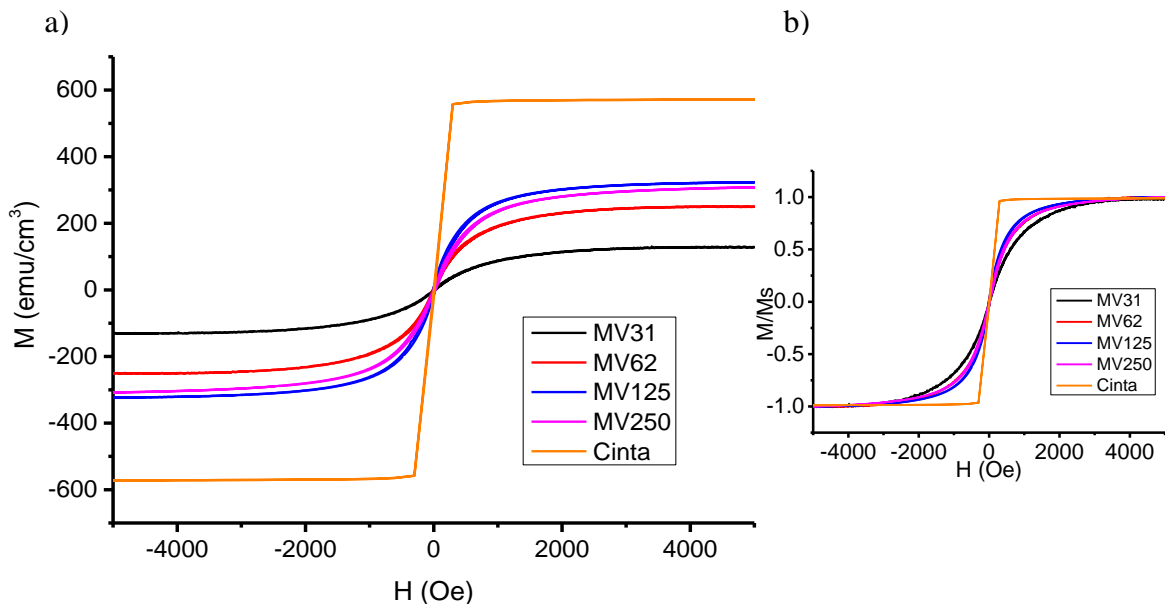


Figura 57. Caracterización magnética de películas monocapa sobre vidrio y cinta de VITROVAC. En el a) se muestran los ciclos de histéresis; en b) se muestran los ciclos de histéresis normalizados respecto a la magnetización de saturación.

Es importante mencionar que el ciclo de histéresis de la cinta de VITROVAC corresponde al eje fácil de magnetización, el cual se midió en el equipo MicroSense EV7, mientras que los ciclos de histéresis de las películas de VITROVAC fueron medidos en un equipo PPMS Dyna Cool Quantum, las mediciones presentadas en la Figura 57 se realizaron con el campo magnético paralelo al plano de las películas, ya que la bobina superconductor no permite la rotación de la muestra. En la Figura 57a, se observa que la magnetización de saturación va decreciendo en función del espesor, con excepción de la película de 250 nm, la cual presenta una magnitud de saturación ligeramente menor respecto la película de 125 nm, por otra parte, al observar los ciclos de histéresis normalizados (Figura 57b) respecto su magnetización de saturación, se aprecia que el ciclo de histéresis de la cinta de VITROVAC tiene una forma rectangular, mientras que las películas presentan una forma redondeada, además, se aprecia que la pendiente de los ciclos tiende a disminuir con respecto al espesor, con excepción de la monocapa de VITROVAC MV250, que posee una pendiente menor a la de la monocapa de VITROVAC MV125, estos cambios en la pendiente indican un cambio en la anisotropía magnética, además existen esfuerzos magnetoelásticos en la interfaz vidrio-VITROVAC, los cuales tienen mayor influencia a menor espesor.

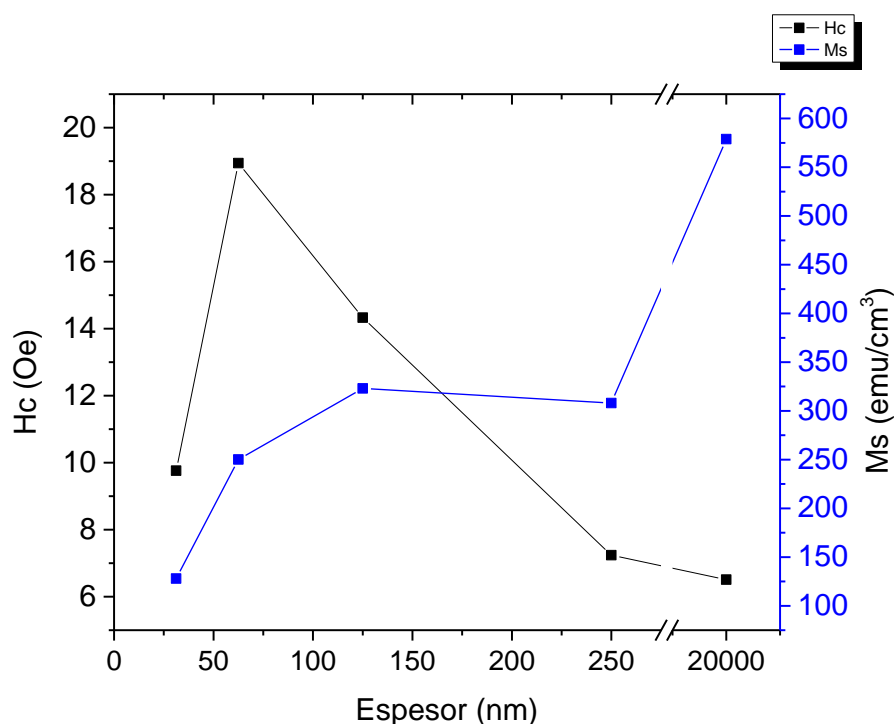


Figura 58. Campo coercitivo y magnetización de saturación respecto el espesor de la cinta de VITROVAC y películas monocapa de VITROVAC.

En la Figura 58 se muestra en negro el gráfico correspondiente a el campo coercitivo H_c , mientras que en azul se muestran los resultados de la magnetización de saturación M_s , además, en la Tabla 14 se muestran los cambios del campo coercitivo y la magnetización de saturación de la cinta de VITROVAC y las monocapas de VITROVAC sobre vidrio. El

incremento del campo coercitivo en función de la disminución del espesor era de esperarse debido a que aparecen más puntos de anclaje originados por la interfaz y la rugosidad del sustrato, sin embargo, se observa que en la película MV31 presenta un campo coercitivo menor a las películas MV62 y MV 125, lo cual puede deberse a la rugosidad de la película y el reordenamiento de la estructura de dominios; cabe mencionar que, en términos magnéticos las películas y la cinta de VITROVAC debido a la magnitud de su campo coercitivo son considerados materiales ferromagnéticos suaves.

Por otra parte, la magnetización de saturación tiende a incrementar con el espesor del VITROVAC, esto se explica debido a que aumenta el momento magnético conforme se incrementa el espesor de la película, como se observa en la Figura 58, con excepción de la película de MV250 la cual es ligeramente menor que la magnetización de saturación de la película MV125, sin embargo, la pérdida de la magnetización de saturación a menor espesor de VITROVAC, es un comportamiento que se puede esperar, ya que existen factores como la rugosidad del sustrato y el tamaño de la región interfacial en proporción del espesor del VITROVAC que influyen en las propiedades magnéticas.

A su vez, la pérdida de momento magnético al disminuir el espesor de las películas de VITROVAC, como se observa en la gráfica de la Figura 58, es claro que la zona interfacial entre el sustrato y el VITROVAC no está compuesta por un enlace metálico, por lo que la región interfacial acepta electrones de los elementos metálicos, que en conjunto con el estrés magnetoelástico y la modificación de la estequiometría durante el depósito, justificarían la pérdida de momento magnético en función de la reducción del espesor del VITROVAC.

Tabla 14. Campo coercitivo H_c y magnetización de saturación M_s de la cinta de VITROVAC y películas monocapa.

| Muestra de VITROVAC | H_c | M_s |
|------------------------|-------|--------|
| Cinta 20 μm | 6.51 | 578.9 |
| MV250 | 7.24 | 308.04 |
| MV125 | 14.33 | 322.99 |
| MV62 | 18.94 | 250.12 |
| MV31 | 9.76 | 128 |

De acuerdo con la composición del VITROVAC 6030, éste posee 67% de cobalto y 4% de hierro, estos dos elementos son los que aportan el momento magnético del VITROVAC, por otra parte, el momento magnético observado para el cobalto es de $1.7 \mu_B/\text{átomo}$ mientras que para el hierro es de $2.22 \mu_B/\text{átomo}$, con estos datos se puede estimar la magnetización de saturación del VITROVAC, teniendo en cuenta que $1 \text{ emu} = 1.0782 \times 10^{20} \mu_B$.

Para obtener una estimación de la magnetización de saturación del cobalto y hierro se puede emplear la siguiente ecuación:

$$M \left[\frac{emu}{g} \right] = \frac{N_a}{M_a} * \frac{\mu_a}{1.0782 \times 10^{20}} \quad (3.2.1)$$

En donde M es la magnetización, N_a el número de Avogadro, M_a la masa atómica y μ_a el momento magnético por átomo. Con esto se puede decir que el cobalto tiene una magnetización de $161.125 \left[\frac{emu}{g} \right]$, mientras que el hierro pose una magnetización de saturación de $222.026 \left[\frac{emu}{g} \right]$, para encontrar la magnetización de saturación del VITROVAC se debe emplear la proporción de estequiometría y sumar la magnetización del cobalto más la magnetización del hierro correspondiente, por lo que empleando la estequiometría del fabricante se tiene:

$$M_{VITROVAC} = \left(161.125 \left[\frac{emu}{g} \right] \times 0.67 \right) + \left(222.026 \left[\frac{emu}{g} \right] \times 0.04 \right) = 116.83 \left[\frac{emu}{g} \right]$$

Este resultado multiplicado por la densidad del VITROVAC que es $7.8 \left[\frac{g}{cm^3} \right]$, se obtiene $M_s = 911.27 \left[\frac{emu}{cm^3} \right] = 1.145$ [T], este resultado en comparación con los 0.8 T de magnetización de saturación del fabricante, indican una pérdida de momento magnético la cual se debe a que el enlace entre un metal y un metaloide no es metálico, por lo que el silicio y el boro en la aleación están ocupando electrones en el enlace y por lo tanto una pérdida de momento magnético.

Al observar los ciclos de histéresis mostrados en la Figura 57, no puede considerarse que las muestras tienen anisotropía uniaxial, además, el VITROVAC es una aleación amorfa con un comportamiento magnético ultrasuave, por lo que $|K_1| \approx 0$, por otra parte, los ciclos de histéresis obtenidos, no corresponden a un comportamiento magnético uniaxial, entonces para calcular la longitud de intercambio puede emplear la ecuación (1.1.33).

En la Tabla 15 se presentan los resultados obtenidos del ancho de pared δ_w y la longitud de intercambio l_{ex} , en donde se usó la constante de intercambio del cobalto, debido a que es el elemento con mayor contenido en el VITROVAC, con un valor igual a $A = 31 \times 10^{-12} J/m$ y una constante de anisotropía $K=250 J/m^3$ encontrado en la literatura para una cinta de VITROVAC [55].

Tabla 15. Constante de anisotropía, ancho de pared y longitud de intercambio de muestras de VITROVAC

| Muestra | δ_w [μm] | l_{ex} [nm] |
|---------|------------------------|---------------|
| MV31 | 1.11 | 38.8 |
| MV62 | 1.11 | 19.9 |
| MV125 | 1.11 | 15.4 |
| MV250 | 1.11 | 16.1 |
| Cinta | 1.11 | 8.58 |

En la Tabla 15, ya que se emplea un valor constante de la constante de anisotropía K_0 del VITROVAC, se encuentra ancho de pared de 1.11 μm constante, sin embargo, en la Tabla 14 se puede observar que el campo coercitivo disminuye a mayor espesor de VITROVAC, por lo que, se esperaría que el ancho de la pared disminuyera ligeramente en las películas, ya que el tamaño de la pared es inversamente proporcional a la constante de anisotropía. Por otra parte, la longitud de intercambio magnetostática disminuye a mayor magnetización de saturación, por lo que la longitud de intercambio tiende a disminuir con el incremento de espesor de VITROVAC, presentando valores entre 8.58 nm para la cinta y 38.8 nm para la monocapa MV 31.

Discusión de la caracterización magnética de la cinta y monocapas de VITROVAC

De la caracterización de los ciclos de histéresis de la cinta de VITROVAC y las películas depositadas sobre vidrio, se concluye que las películas depositadas conservan el mismo comportamiento magnético ultrasuave correspondiente al de la aleación amorfa. Es importante destacar que el tamaño de las paredes de dominio es del orden de 1 μm , por lo que los dominios magnéticos y el eje de fácil magnetización están dentro del plano, además la longitud de intercambio varía entre 8.58 nm y 38.8 nm.

Por otra parte, la forma de los ciclos de histéresis y la magnitud del campo coercitivo indican cambios en la anisotropía magnética en función del espesor de VITROVAC, alejándose del comportamiento uniaxial que presenta la aleación, de tal forma que a medida que el espesor disminuye, se incrementa la constante de anisotropía debido a los esfuerzos magnetoelásticos originados en la interfaz, la cual tiene mayor influencia en la muestra a menor espesor, originando el aumento del campo coercitivo.

La región interfacial vidrio-VITROVAC también sería responsable de la pérdida de momento magnético en las películas delgadas, ya que es una región que está compuesta por un enlace no metálico que se forma a partir de los electrones disponibles del VITROVAC y que en conjunto con el estrés magnetoelástico, la rugosidad del sustrato y cambios debidos al depósito principalmente en las primeras capas, serían la causa de la pérdida de momento magnético.

3.2.2. Caracterización magnética de las tricapas depositadas sobre vidrio

En esta sección se presentan los resultados de la caracterización magnética de las películas tricapa depositadas sobre vidrio, las cuales fueron realizadas mediante el magnetómetro de muestra vibrante PPMS Dyna Cool Quantum.

En la Figura 59 se muestran los ciclos de histéresis, las gráficas de campo coercitivo y magnetización de saturación de las tricapas de VITROVAC/Oro/VITROVAC TV31, TV62 y TV125. En la Figura 59a, se presentan los ciclos de histéresis correspondientes a las tricapas de VITROVAC/Oro/VITROVAC, en donde se puede apreciar que la respuesta magnética corresponde por su magnitud a un material magnéticamente suave, en el pequeño gráfico de

la esquina inferior derecha se muestra el ciclo de histéresis normalizado a la magnetización de saturación, el cual permite observar que a mayor espesor de VITROVAC en la base de las tricapas, la pendiente de los ciclos decrece, indicando cambios en la dirección de la anisotropía debido a la forma y una menor cantidad de esfuerzos magnetoelásticos de la película de VITROVAC depositada sobre oro, además al contrario de las monocapas, se observa que a menor espesor la anisotropía tiende a ser uniaxial.

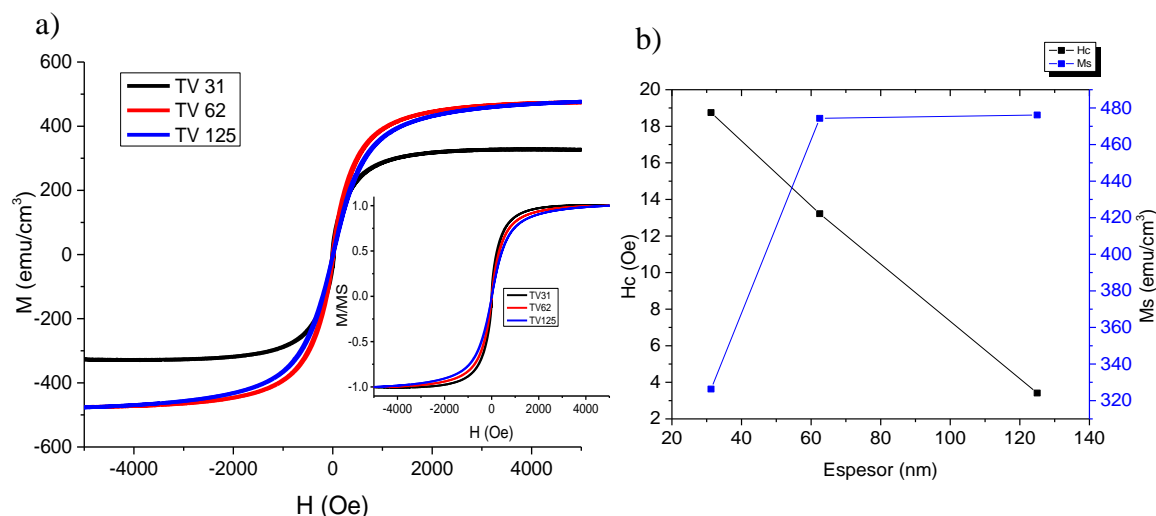


Figura 59. Caracterización magnética tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC. En a) se muestran las curvas de histéresis y en b) se muestra el campo coercitivo y magnetización de saturación en función del espesor.

En Figura 59b la gráfica en color negro y Tabla 16 muestra el comportamiento del campo coercitivo, en función del espesor de VITROVAC sobre el sustrato de vidrio, donde se observa un comportamiento decreciente, también observado en las monocapas de VITROVAC (Figura 58, este comportamiento sugiere que el oro es un espaciador que no interactúa magnéticamente con las películas y permite acoplamiento magnético sin inducir un incremento en la anisotropía magnética. En la Figura 59b, la gráfica en color azul muestra el comportamiento de la magnetización de saturación de las tricapas de VITROVAC/Oro/VITROVAC sobre vidrio en función del espesor de la monocapa de VITROVAC en la base, la cual presenta un comportamiento creciente, que al comparar con la magnetización de saturación de las monocapas y la cinta (Figura 58), se observa un incremento en la magnetización de saturación respecto a las monocapas (ver Tabla 14 y Tabla 16), debido a que la interfaz Oro-VITROVAC está compuesta por un enlace metálico, que no genera pérdida de momento magnético.

Tabla 16. Valores de campo coercitivo y magnetización de saturación de tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC.

| Muestra | Espesor total de VITROVAC [nm] | Hc [Oe] | Ms [emu/cm ³] |
|---------|--------------------------------|---------|---------------------------|
| TV30 | 62.5 | 18.75 | 326.31 |
| TV60 | 93.75 | 13.22 | 474.33 |
| TV125 | 156.25 | 3.415 | 476.15 |

Empleando los valores de la magnetización de saturación se puede calcular la longitud de intercambio magnestática l_{ex} de las tricapas TV depositadas sobre vidrio, mientras que el tamaño de pared se estima en el orden de $1 \mu\text{m}$ de acuerdo con la constante de intercambio $A = 31 \times 10^{-12} \text{J/m}$ y la constante de anisotropía $K=250 \text{J/m}^3$ como se muestra en la Tabla 17, donde se puede apreciar que la longitud de intercambio es va de 10.43 nm a 15.22 nm, con esto se puede concluir, que la película de oro que actúa como espaciador, permite el intercambio entre las dos películas de VITROVAC.

Tabla 17. Ancho de la pared magnética y longitud de intercambio de las tricapas de VITROVAC/Oro/VITROVAC.

| Muestra | δ_w [μm] | l_{ex} [nm] |
|---------|------------------------------|---------------|
| TV30 | 1.11 | 15.22 |
| TV60 | 1.11 | 10.47 |
| TV125 | 1.11 | 10.43 |

En la Figura 60 se muestran los resultados de la caracterización magnética de las tricapas compuestas por VITROVAC/Oro/Permalloy, en el inciso a) se presentan los ciclos de histéresis y los ciclos de histéresis normalizados, mientras que en b) se presentan las gráficas correspondientes al campo coercitivo y la magnetización de saturación en función al espesor de la película de VITROVAC depositada sobre el sustrato de vidrio, y sus valores se presentan en la Tabla 18.

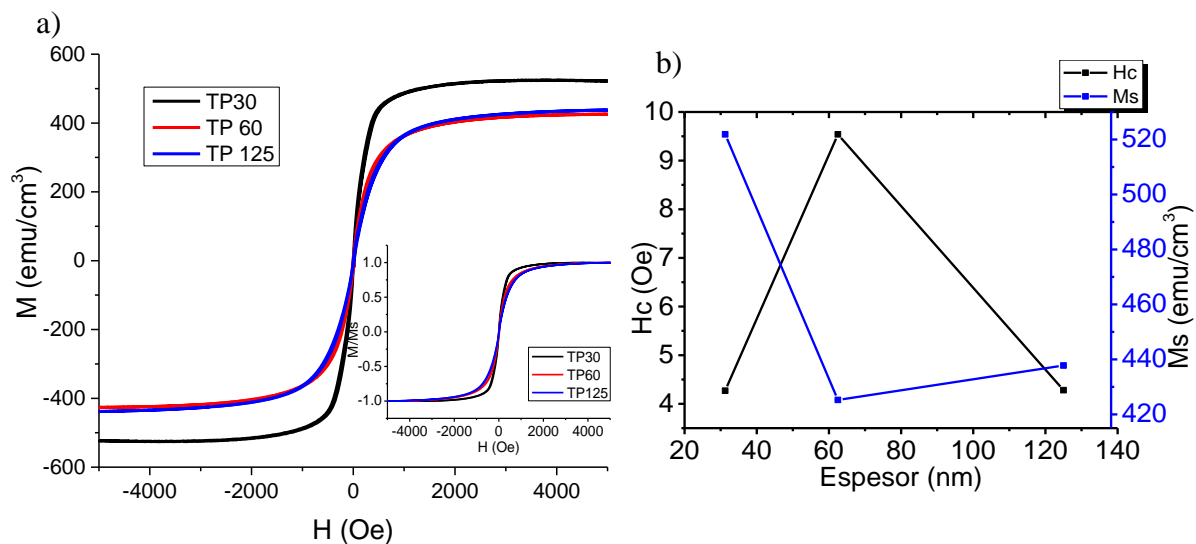


Figura 60. Caracterización magnética tricapas VITROVAC/Oro/Permalloy. En a) se muestran las curvas de histéresis y en b) se muestra el campo coercitivo y magnetización de saturación en función del espesor.

Tabla 18. Campo coercitivo y Magnetización de saturación de las tricapas VITROVAC/oro/Permalloy.

| Muestra | Espesor total de VITROVAC y Permalloy [nm] | Hc [Oe] | Ms [emu/cm ³] |
|---------|--|---------|---------------------------|
| TP30 | 61.5 | 4.27 | 521.87 |
| TP60 | 92.25 | 9.54 | 425.27 |
| TP125 | 155 | 4.28 | 437.77 |

De la Figura 60a se observa que los ciclos de histéresis corresponden a un material magnético suave ya que presentan bajos valores de campo coercitivo, además, en la estructura tricapa VITROVAC/Oro/Permalloy TP30 se obtiene una mayor magnitud de saturación, con un valor máximo de $M_s=521$ emu/cm³. A partir de los ciclos de histéresis normalizados respecto la magnitud de saturación, se obtiene que el ciclo magnetización correspondiente a la tricapa TP 30, es el ciclo que tiene un comportamiento mayormente uniaxial, seguido de TP 60 y TP 125, el cual es un comportamiento similar al encontrado en las tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC.

De las gráficas de la Figura 60b, en negro se muestra el comportamiento del campo coercitivo en función del espesor de VITROVAC sobre el sustrato, el cual alcanza su máximo valor para la tricapa TP 60, mientras que es casi el mismo para TP 30 y TP 125, esto sugiere que existe una competencia entre los esfuerzos magnetoelásticos de la interfaz VITROVAC-vidrio y la anisotropía magnetocristalina del Permalloy. Por otra parte, en la gráfica en color azul, se presenta el comportamiento de la magnitud de saturación respecto al espesor de VITROVAC sobre el sustrato, donde se aprecia un comportamiento decreciente de 31.25 nm a 62.5 nm y posteriormente del espesor de 62.5 nm a 125 nm presenta un pequeño incremento.

La aleación de Permalloy₈₀ empleada, es conocida por tener una magnetostricción $\lambda_s \sim 0$, dependiendo de la fuente se puede encontrar que su constante de anisotropía K puede variar entre 0 y 0.15 kJm^{-3} [11], con una constante de intercambio $A \approx 10 \times 10^{-12} \text{ Jm}^{-1}$ y una magnetización de saturación de aproximadamente 0.8 T, que es ligeramente mayor a lo indicado por fabricante; resulta en anchos de pared de dominio de 800 nm y una longitud de intercambio entre 3.4 nm y 5.7 nm , lo cual significa que la película de Permalloy está cercana al límite de interacción de intercambio con la película de VITROVAC ya que el espaciador de oro es de 5 nm de espesor.

Por otra parte, mediante la magnetización de saturación de la tricapa se puede calcular la longitud de intercambio del sistema, donde emplea una constante de intercambio promedio $|A|$ de las películas de VITROVAC y Permalloy, estos resultados se presentan en la Tabla 19, donde se puede apreciar que la longitud de intercambio incrementa con el espesor de VITROVAC en la base.

Tabla 19. Longitud de intercambio de las tricapas VITROVAC/oro/Permalloy.

| Muestra | $ A $ [J/m] | l_{ex} [nm] |
|---------|------------------------|---------------|
| TP30 | 20.5×10^{-12} | 7.74 |
| TP60 | 24×10^{-12} | 10.28 |
| TP125 | 26.9×10^{-12} | 10.57 |

En la Figura 61 se muestran los ciclos de histéresis, los gráficos de campo coercitivo y de magnetización en función del espesor de las tricapas VITROVAC/oro/Níquel depositadas sobre vidrio, mientras que la Tabla 20 muestra los valores numéricos del campo coercitivo y magnetización de saturación.

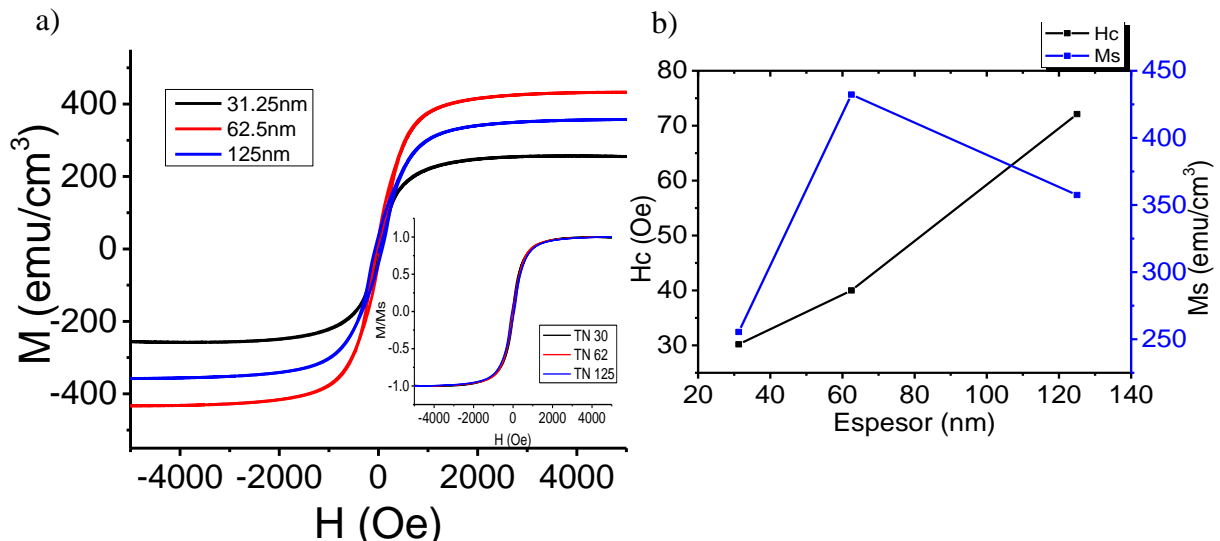


Figura 61. Caracterización magnética tricapas VITROVAC/Oro/Níquel. En a) se muestran las curvas de histéresis y en b) se muestra el campo coercitivo y magnetización de saturación en función del espesor.

Tabla 20. Campo coercitivo y Magnetización de saturación de las tricapas VITROVAC/Oro/Níquel.

| Muestra | Espesor total de VITROVAC y Níquel [nm] | Hc [Oe] | Ms [emu/cm ³] |
|---------|---|---------|---------------------------|
| TN30 | 61.5 | 30.18 | 255.45 |
| TN60 | 92.25 | 40 | 432.23 |
| TN125 | 155 | 72.11 | 357.44 |

En la Figura 61a se observa que los ciclos de histéresis de las tricapas VITROVAC/oro/Níquel presentan el mayor campo coercitivo de los sistemas tricapa depositados, sin embargo, aún son considerados como sistemas ferromagnéticos suaves dado que su campo coercitivo es menor a 125 Oe, además del ciclo de histéresis normalizado, se observa que las tres tricapas presentan una forma muy similar, lo cual sugiere que las tres tricapas conservan la misma dirección de anisotropía, heredada de la anisotropía magnetocristalina del níquel, el cual es el material magnético con mayor energía de anisotropía de las tricapas depositadas, por otra parte, se observa que la magnetización de saturación de la tricapa TN125 es menor al de la tricapa TN62.

De la Figura 61b, en el gráfico en color negro se observa un comportamiento creciente del campo coercitivo en función del espesor de VITROVAC sobre el sustrato, lo que sugiere que la anisotropía cristalina del níquel está en competencia con anisotropía inducida por la interfaz VITROVAC-vidrio, que al incrementar el espesor de VITROVAC, la anisotropía debida a los esfuerzos con la interfaz tiende a disminuir, ocasionando que la anisotropía magnetocristalina del níquel sea predominante a mayor espesor de la película de VITROVAC. Por otra parte, en la gráfica en color azul, se presenta el comportamiento de la magnetización de saturación, con un máximo un valor máximo de 432.23 emu/cm³ para la tricapa TN60 y un mínimo de 255.45 emu/cm³ para la tricapa TN30, siendo el sistema tricapa que alcanza los menores valores de magnetización de saturación, lo cual es esperado ya que, de los materiales magnéticos empleados, el níquel es el que presenta menor magnetización de saturación y mayor campo coercitivo.

En la Tabla 21, se presentan los resultados de la longitud de intercambio magnetostática estimada, para la constante de intercambio promedio, en donde se observa que la longitud de intercambio tiende a decrecer con el espesor el aumento del espesor de la película de VITROVAC, similar al comportamiento de las tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC, con un valor de 9.96 nm a 15.42 nm, representando al menos dos veces el espesor de la película de oro.

Tabla 21. Longitud de intercambio de las tricapas VITROVAC/Oro/Níquel.

| Muestra | A [J/m] | l_{ex} [nm] |
|---------|------------------------|---------------|
| TP30 | 19.5×10^{-12} | 15.42 |
| TP60 | 23.3×10^{-12} | 9.96 |
| TP125 | 26.5×10^{-12} | 12.85 |

En la Tabla 22, se presentan la recopilación del campo coercitivo, magnetización de saturación y longitud de intercambio magnetostática de los sistemas tricapas depositados sobre vidrio.

Tabla 22. Campo coercitivo y Magnetización de saturación de las estructuras tricapa.

| Muestra | Espesor total de material magnético [nm] | Hc [Oe] | Ms [emu/cm ³] | l_{ex} [nm] |
|---------|--|---------|---------------------------|---------------|
| TV30 | 62.5 | 18.75 | 326.31 | 15.22 |
| TV60 | 93.75 | 13.22 | 474.33 | 10.47 |
| TV125 | 156.25 | 3.415 | 476.15 | 10.43 |
| TP30 | 61.5 | 4.27 | 521.87 | 7.74 |
| TP60 | 92.25 | 9.54 | 425.27 | 10.28 |
| TP125 | 155 | 4.28 | 437.77 | 10.57 |
| TN30 | 61.5 | 30.18 | 255.45 | 15.42 |
| TN60 | 92.25 | 40 | 432.23 | 9.96 |
| TN125 | 155 | 72.11 | 357.44 | 12.85 |

Discusión sobre la caracterización magnética de las estructuras tricapa depositadas sobre vidrio

En la caracterización magnética de las estructuras tricapa depositadas sobre vidrio, al igual que los resultados de las monocapas de VITROVAC, se encontró que el eje de fácil magnetización se mantiene dentro del plano, lo cual es de esperarse ya que no se emplearon películas con espesores menores a 30 nm. Por otra parte, la combinación de materiales magnéticos con diferentes propiedades microestructurales y distintas propiedades magnéticas generan diferentes contribuciones de la anisotropía magnética; mientras que la estructura tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC está conformada por un material ferromagnético de fase amorfa y anisotropía magnetocristalina cercana a cero, las contribuciones de la interfaz y los efectos magnetoelásticos, inducen un comportamiento lineal del campo coercitivo en función del espesor de la tricapa, donde se observan campos coercitivos de 18.75 Oe para la tricapa más delgada y 3.41 Oe para la tricapa más gruesa, sin embargo, no es la más suave, ya que la estructura tricapa VITROVAC/Oro/Permalloy presenta los campos coercitivos más pequeños a pesar de que el Permalloy80 es cristalino, su anisotropía magnetocristalina es cercana a cero, sin embargo, al estar depositada sobre la película de oro se reducen los efectos de la interfaz y los esfuerzos magnetoelásticos, presentando campos coercitivos que van de 4.27 Oe para la tricapa más delgada y de 4.28 Oe para la más gruesa. Por su parte, la tricapa VITROVAC/Oro/Níquel presenta los campos coercitivos más grandes, que van de 30.18 Oe para la tricapa más delgada y 72.11 Oe para la más gruesa, evidenciando una fuerte contribución de la anisotropía magnetocristalina del Níquel.

En todas las estructuras tricapa, el oro es un espaciador que no modifica la respuesta magnética de las películas de VITROVAC, Permalloy y Níquel. Se comprueba que las tres estructuras diseñadas, presentan diferentes contribuciones de la anisotropía magnética, sin embargo, por los espesores de las estructuras tricapa de VITROVAC/Oro/VITROVAC, VITROVAC/Oro/Permalloy y VITROVAC/Oro/Níquel, tienen un eje de fácil magnetización paralelo al eje del plano del depósito, siendo el de VITROVAC/Oro/Permalloy con el ciclo más cercano a una respuesta de anisotropía uniaxial en su menor espesor, mientras que los ciclos de histéresis de la tricapa VITROVAC/Oro/Níquel, presentan menor diferencia en la pendiente del ciclo, debido a que la anisotropía magnetocristalina del níquel, es la anisotropía predominante.

Por otra parte, la magnetización de saturación tuvo un comportamiento creciente en función del espesor para la tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC, mientras que la tricapa VITROVAC/Oro/Níquel alcanza la máxima magnetización de saturación para la muestra TN 60, sin embargo, para la tricapa VITROVAC/Oro/Permalloy tiene un comportamiento decreciente en función del espesor y presenta el máximo valor de magnetización de saturación de todas las tricapas, el cual tiene un valor de 521.87 emu/cm^3 para la muestra TP 30.

3.2.3. Caracterización de anisotropía magnética de la cinta de VITROVAC, monocapa MV 31, tricapas TV 30, TN30 y sus patrones de 0.4 mm de ancho

Con el objetivo de inducir un eje de fácil magnetización, se diseñaron patrones de líneas con diferente ancho, posteriormente, se caracterizó su respuesta magnética, usando de referencia eje longitudinal del patrón con respecto al campo magnético y se comparó con la respuesta de la cinta del VITROVAC. En la Figura 62, se muestran los resultados de los ciclos de histéresis para diferentes orientaciones del eje longitudinal de la cinta de VITROVAC, respecto la dirección del campo magnético, con el objetivo de determinar el eje de fácil magnetización. En esta grafica se observa, que en las orientaciones V 90° y H 90° se encuentra el eje difícil magnetización, que corresponde al eje normal al plano y en el resto de las direcciones se encuentra el eje de fácil magnetización, el cual corresponde a diferentes magnetizaciones en el plano, lo cual es de esperarse debido a que es un material magnético amorfo, donde la anisotropía de forma tiende a ser predominante. Debido a la forma de los ciclos de histéresis y a que en términos prácticos solo existen dos ejes de magnetización, la cinta puede considerarse como un material de anisotropía uniaxial en el plano, ya que las dimensiones laterales de la muestra analizada son aproximadamente de 4 mm x 4 mm y su espesor de 20 µm.

La magnetización de saturación y los campos coercitivos medidos para la cinta, se muestran en la Tabla 23, en donde se puede observar que los campos coercitivos para las direcciones V 0° y HP 90° son ligeramente mayores a H 0° y HP 0°, lo cual se debe a que durante el proceso de fabricación del VITROVAC, el material es enrollado mientras se enfría rápidamente, por lo que se induce un esfuerzo en la dirección longitudinal, lo cual se ve reflejado en el campo coercitivo cuando es magnetizado en esta dirección y aunque la aleación está diseñada para tener magnetostricción cercana a cero ($<0.2 \times 10^{-6}$ [56]), se puede ver que es negativa, ya que el campo coercitivo es mayor cuando el campo magnético H y el eje longitudinal de la cinta son perpendiculares en el plano.

Recordando que la anisotropía total de la cinta de VITROVAC está constituida por la anisotropía de forma y la anisotropía inducida durante el proceso de obtención por efectos magnetoelásticos, de tal forma que el eje difícil, es el perpendicular al plano de la cinta, donde se maximiza la contribución de la anisotropía de forma; las diferencias encontradas al rotar el eje de la cinta dentro del plano, corresponden a los efectos magnetoelásticos, razón por la cual no se espera tener exactamente los mismos valores.

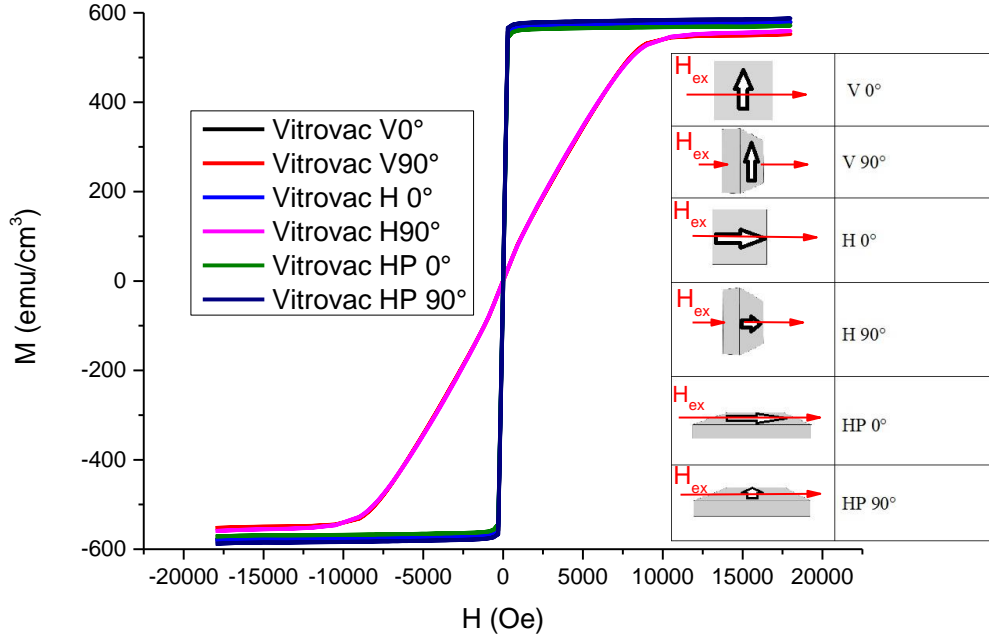


Figura 62. Ciclos de histéresis de Cinta VITROVAC 6030 en diferentes direcciones de magnetización, donde en este caso las flechas negras representan la dirección de enrollado de la cinta y las líneas rojas la dirección del campo magnético H.

Tabla 23. Magnetización de saturación y campo coercitivo de la cinta de VITROVAC medida en diferentes direcciones.

| Dirección | Ms (emu/cm ³) | Hc (Oe) |
|-----------|---------------------------|---------|
| V 0° | 578.9 | 6.51 |
| V 90° | 552.6 | 0.21 |
| H 0° | 579.72 | 5.51 |
| H 90° | 559.17 | 0.24 |
| HP 0° | 571.4 | 5.54 |
| HP 90° | 587.6 | 6.84 |

De los valores de la Tabla 23, se observan tres pares de direcciones equivalentes, el primero está compuesto por las direcciones V 0° y HP 90°, donde se encuentra el eje de fácil magnetización de la cinta, el cual se encuentra dentro del plano y es perpendicular al eje longitudinal de la cinta. El segundo par equivalente, es el conformado por las direcciones H 0° y HP 0°, que también se encuentra en el plano y es paralelo a la dirección de enrollado de la cinta, por lo que, es un eje de magnetización intermedio, aunque muy cercano en valores al eje fácil, por lo que se puede decir, que la cinta es casi isotrópica dentro del plano. Por último, el tercer par de direcciones está compuesto por V 90° y H 90°, que corresponden al eje de difícil magnetización y está perpendicular al plano. Por otra parte, estos pares de direcciones equivalentes, muestran ligeras variaciones en sus valores de magnetización de saturación y campo coercitivo, las cuales son originadas debido al arreglo experimental del

magnetómetro de muestra vibrante, en donde la dirección de vibración y la ubicación de las bobinas sensoras, detecta una variación en los valores debido a la anisotropía de forma, siendo las direcciones HP, las que detectan la magnetización, minimizando la contribución de la anisotropía de forma.

En la Figura 63a se presentan los ciclos de histéresis de la monocapa de VITROVAC MV31 y sus ciclos de histéresis normalizados, medidos a diferentes orientaciones del eje longitudinal de la monocapa con respecto al campo magnético. En los cuales se observa que los ejes difíciles de magnetización son V 90° y H 90°, también observados en la cinta de VITROVAC, que corresponde con la máxima contribución de la anisotropía de forma, sin embargo, las direcciones V 0°, H 0° respecto HP 0° y HP 90° presentan valores muy distintos de magnetización y campo coercitivo, tal cual se puede apreciar en la

Tabla 24, sugiriendo contribuciones adicionales a la anisotropía magnetoelástica, en este caso, debido a que los efectos magnetoelásticos originados en el proceso de obtención son diferentes a los de la cinta, dado que es un depósito, se genera una interfaz y, por lo tanto, existen esfuerzos adicionales en el crecimiento de la película, sin embargo, el eje de fácil magnetización se conserva dentro del plano de la película. Por otra parte, la orientación de la muestra respecto a la medición, sugiere que la magnetización detectada es muy sensible a la geometría, además, cuando la muestra está orientada en las direcciones HP es posible medir con mayor facilidad la interfaz vidrio-VITROVAC, la cual es la zona con mayor cantidad de esfuerzos magnetoelásticos, resultando en la medición de un alto campo coercitivo y ya que la vibración de la prueba se realiza de forma vertical, también es posible medir mayor cantidad de momento magnético en la película, por lo que, esta dirección de medición minimiza las contribuciones por anisotropía de forma, observándose que el eje fácil de magnetización se encuentra en la dirección HP 90°, el cual se encuentra de forma perpendicular al eje longitudinal de la película, lo que coincide con la cinta de VITROVAC y el signo de la magnetostricción del VITROVAC.

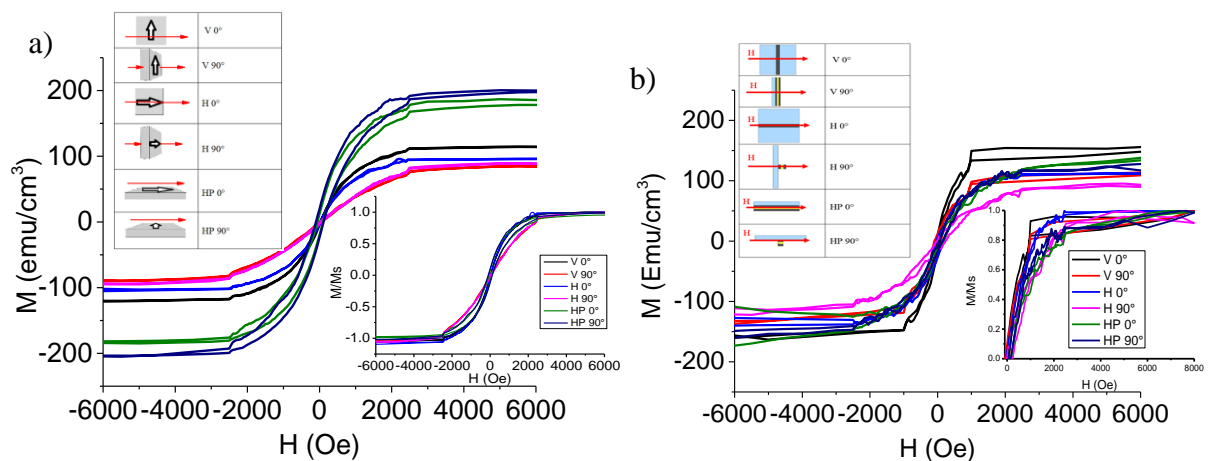


Figura 63. Ciclos de histéresis de la monocapa de VITROVAC de 31.25 nm. a) Película sin grabar el patrón; b) película con patrón de 0.4 mm de ancho.

Tabla 24. Magnetización de saturación y campo coercitivo de la monocapa de VITROVAC de 31.25 nm medidos en diferentes direcciones de magnetización.

| Dirección | Ms (emu/cm ³) | Hc (Oe) |
|-----------|---------------------------|---------|
| V 0° | 120 | 6.4 |
| V 90° | 90.37 | 31.27 |
| H 0° | 99.75 | 5.07 |
| H 90° | 93.66 | 16.51 |
| HP 0° | 196.61 | 79.63 |
| HP 90° | 203.34 | 105.77 |

En la Figura 63b, se muestran los ciclos de histéresis correspondientes al patrón de la película monocapa de VITROVAC MV31 con un ancho de 0.4 mm, donde se puede apreciar respecto la Figura 63a, que los ciclos de histéresis presentan diferencias en forma y pendiente, lo cual indica que las contribuciones de la anisotropía magnética total son modificadas directamente mediante la anisotropía de forma, cabe mencionar que durante el proceso de fotolitografía se somete la monocapa a pequeños tratamientos térmicos que podrían relajar los esfuerzos magnetoelásticos en la interfaz VITROVAC-vidrio. En el caso del patrón de VITROVAC MV31 de 0.4 mm de ancho, se obtienen mediciones con gran cantidad de ruido, por lo que es difícil establecer con precisión los valores de magnetización de saturación y campo coercitivo, mostrados en la Tabla 25. Por otra parte, se puede observar que la anisotropía magnética es mayor en el eje longitudinal del patrón, ya que el campo coercitivo en las direcciones H 0° y HP0°, presentan un campo coercitivo mayor respecto V 0° y HP 90°, lo cual es lo opuesto de lo obtenido en la película sin grabar como se puede ver al comparar la

Tabla 24 con la Tabla 25, por otra parte, al comparar el comportamiento de la magnetización en la gráfica normalizada, se puede observar que el eje de fácil magnetización sigue siendo perpendicular al eje longitudinal del patrón, como se observa al comparar las direcciones V 0° respecto H 0° y HP 0° respecto HP 90°, siendo la dirección V 0° el eje de fácil magnetización. En el caso, del eje de difícil magnetización se puede observar que corresponde a la dirección H 90°, que es una dirección perpendicular al plano del sustrato, sin embargo, la dirección V 90° en realidad presenta un ciclo similar a la dirección H 0°.

Tabla 25. Magnetización de saturación y campo coercitivo del patrón monocapa de VITROVAC MV31 con 0.4 mm de ancho medidos en diferentes direcciones de magnetización.

| Dirección | Ms (emu/cm ³) | Hc (Oe) |
|-----------|---------------------------|---------|
| V 0° | 156.3 | 26.05 |
| V 90° | 120.56 | 79.44 |
| H 0° | 118.29 | 110.86 |
| H 90° | 104.35 | 129.38 |
| HP 0° | 147.54 | 61.64 |
| HP 90° | 142.61 | 19.04 |

En la Figura 64 se muestra una comparación de los ciclos de histéresis normalizados $H 0^\circ$ y $H 90^\circ$ de la película MV 31 y su patrón, donde se puede observar que los ciclos correspondientes al patrón (gráficas azul y rosa) tienen una pendiente y un campo coercitivo mayor que los de la película sin grabar, lo que se debe a que la mayor contribución de anisotropía en un material magnético ultrasuave es la anisotropía de forma.

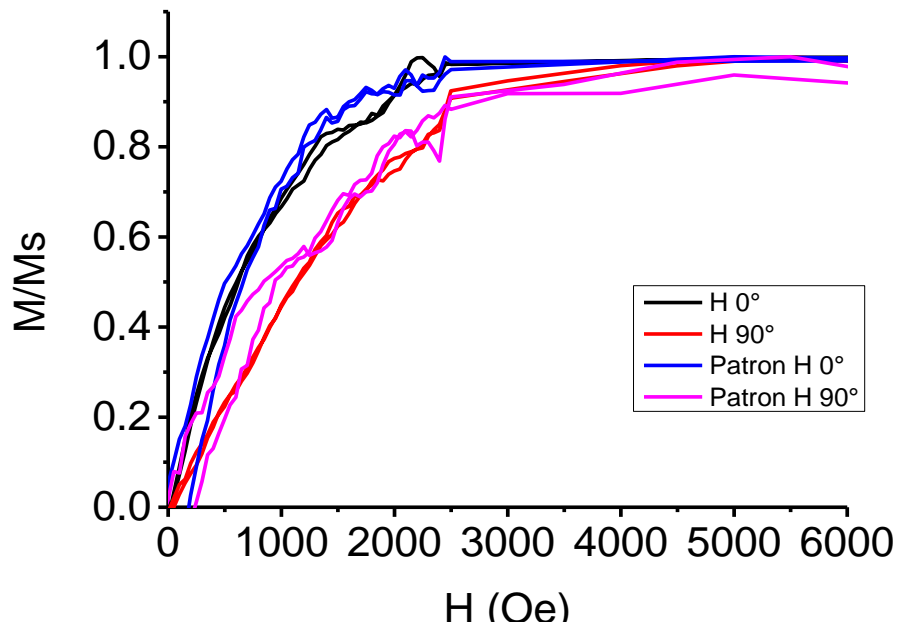


Figura 64. Comparación de ciclos de histéresis entre película de VITROVAC 31.25 nm y su patrón grabado con 0.4 mm de ancho.

En la Figura 65a, se muestran los resultados de VSM de la película tricapa VITROVAC31.25nm/Oro5nm/VITROVAC31.25nm TV 31, donde se observa que el eje de difícil magnetización está en las posiciones $V 90^\circ$ y $H 90^\circ$, lo cual significa que su eje de difícil magnetización está perpendicular al plano y las curvas son casi idénticas, por otro lado, los ejes de fácil magnetización se encuentran en el plano en $H 0^\circ$, $V 0^\circ$, $HP 0^\circ$ y $HP 90^\circ$, donde las diferencias entre las curvas $H 0^\circ$ y $V 0^\circ$ respecto las direcciones $HP 0^\circ$ y $HP 90^\circ$ MV31 son menores en comparación con los resultados mostrados para la monocapa de VITROVAC MV 31, mostrados en la Figura 63a y esto se debe a la relajación de los esfuerzos magnetoelásticos en la interfaz Oro-VITROVAC de la capa superior de VITROVAC, lo cual se puede observar en los valores presentados en la Tabla 26, que poseen un menor campo coercitivo y mayor magnetización de saturación en comparación con la monocapa de VITROVAC MV 31.

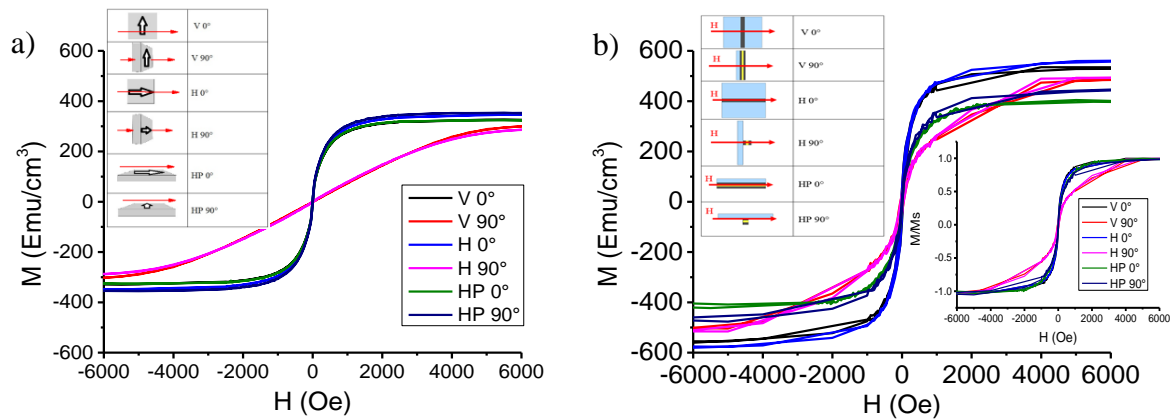


Figura 65. Ciclos de histéresis de la tricapa VITROVAC31.25nm/Oro5nm/VITROVAC31.25nm TV30. a) Tricapa sin grabar el patrón; b) tricapa con patrón de 0.4 mm de ancho.

Tabla 26. Magnetización de saturación y campo coercitivo de la tricapa VITROVAC31.25nm/Oro5nm/VITROVAC31.25nm TV30 medidos en diferentes direcciones.

| Dirección | Ms (emu/cm ³) | Hc (Oe) |
|-----------|---------------------------|---------|
| V 0° | 322.76 | 7.875 |
| V 90° | 303.21 | 4.72 |
| H 0° | 343.78 | 7.59 |
| H 90° | 287.55 | 18.03 |
| HP 0° | 319.62 | 6.885 |
| HP 90° | 354.08 | 7.035 |

En la Figura 65b, se muestran los resultados de las mediciones VSM para el patrón de 0.4 mm de ancho de la tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC TV 30, donde se aprecia que los ejes fáciles continúan siendo H0°, V0°, HP90° y HP 0° y sus ejes difíciles son V 90° y H 90°, como se puede apreciar en el gráfico normalizado respecto la magnetización de saturación en la esquina inferior izquierda de la Figura 65b, sin embargo, debido a la geometría del patrón y el arreglo experimental del magnetómetro se puede detectar diferentes contribuciones de la anisotropía de forma entre V0° y H0°, respecto las direcciones HP 0° y HP 90°, en donde en esta ocasión las direcciones V 0° y H 0° presentan mayor magnetización de saturación y campo coercitivo, respecto lo observado para la monocapa de VITROVAC MV 31, lo cual se podría indicar que las direcciones V 0° y H 0° presentan una mayor respuesta a la anisotropía de forma, mientras que las direcciones HP 0° y HP 90° maximizan la respuesta de la interfaz VITROVAC-VIDRIO. En la Tabla 27, se presentan los resultados de la magnetización de saturación y el campo coercitivo del patrón tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC TV30 de 0.4 mm de ancho, los cuales presentan un incremento respecto los valores encontrados para la tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC TV30 sin grabar (Tabla 26), lo cual sugiere que el tratamiento térmico durante el proceso de fotolitografía, relaja esfuerzos mecánicos sobre las interfaces, además de la modificación del acoplamiento magnetoestático de la tricapa, debido a la geometría del patrón. Es importante destacar que a diferencia del patrón monocapa de VITROVAC MV 31, el patrón tricapa

VITROVAC/Oro/VITROVAC TV 30, tiene un mayor campo coercitivo en las direcciones V 0° y HP 90° respecto H 0° y HP 0°, al igual que la cinta de VITROVAC, la monocapa VITROVAC MV 31 sin grabar y la tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC TV 30 sin grabar.

Tabla 27. Magnetización de saturación y campo coercitivo del patrón tricapa TV30 de 0.4 mm de ancho medidos en diferentes direcciones.

| Dirección | Ms (emu/cm ³) | Hc (Oe) |
|-----------|---------------------------|---------|
| V 0° | 551.12 | 23.68 |
| V 90° | 492.085 | 25.34 |
| H 0° | 560.098 | 21.195 |
| H 90° | 494.27 | 44.925 |
| HP 0° | 404.65 | 10.03 |
| HP 90° | 451.401 | 11.77 |

En las gráficas de la Figura 66 se presenta una comparación de los ciclos de histéresis de la tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC TV 30 y su patrón de 4 mm de ancho, normalizados respecto su magnetización de saturación en las direcciones V0° y V90°, donde en el ciclo de histéresis negro y azul que corresponden a los ejes de fácil magnetización respectivamente, en donde se aprecian ligeros cambios en la forma, sin embargo, al observar gráficas roja y negra, que corresponden con los ejes de difícil magnetización (dirección perpendicular al plano), se aprecia un cambio notable entre la forma de ambos ciclos, lo que indica que a los espesores empleados, para la estructura tricapa, el ancho del patrón influye en mayor medida al eje de difícil magnetización.

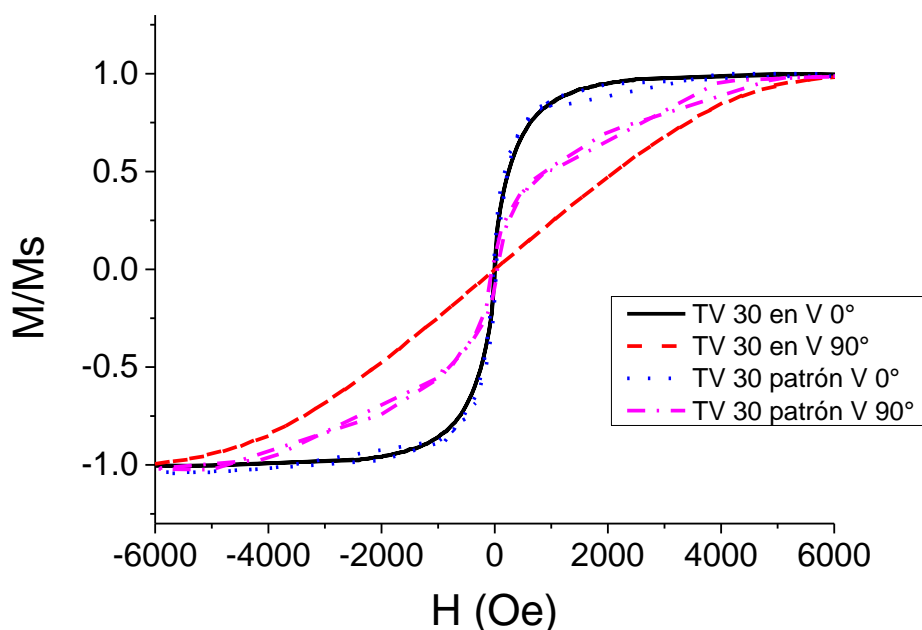


Figura 66. Comparación de anisotropía entre tricapa TV 30 y su patrón en línea con 0.4 mm de ancho.

En la Figura 67 se muestran los resultados de las mediciones de VSM en distintas direcciones para la tricapa VITROVAC31.25nm/Oro5nm/Níquel30nm TN30 (Figura 67a) y su patrón de 0.4 mm de ancho (Figura 67b). En la Figura 67a, se observa que el eje de fácil magnetización se conserva dentro del plano en las direcciones V 0°, H 0°, HP 0° y HP 90°, mientras que el eje de difícil magnetización se encuentra perpendicular al plano de la película, como se observan en las gráficas V 90° y H 90°. Por otra parte, en la Figura 67b, se aprecia que los ejes de fácil magnetización continúan dentro del plano (V 0°, H 0°, HP 0° y HP 90°) y los ejes de difícil magnetización (V 90° y H 90°) perpendicular al plano, respectivamente, además, se aprecia que la magnetización de saturación es mayor para el patrón que para la película sin grabar, que al igual que la tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC TV 30, puede deberse al tratamiento térmico realizado durante el proceso de fotolitografía, el cual disminuye los esfuerzos magnetoelásticos en las interfaces, además del cambio en la geometría que modifica el acoplamiento magnético entre las películas de VITROVAC y níquel, teniendo como resultado el incremento del momento magnético.

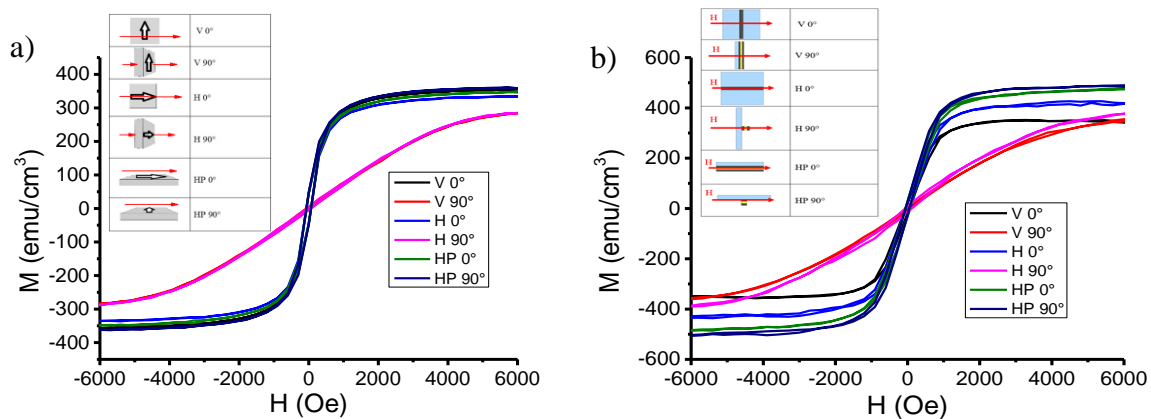


Figura 67. Ciclos de histéresis de la tricapa VITROVAC/Oro/Níquel TN30 y su patrón de 0.4mm de ancho medidos en diferentes direcciones. a) Tricapa sin grabar el patrón; b) tricapa con patrón de 0.4 mm de ancho.

En la Tabla 28 y la Tabla 29 se muestran los valores de la magnetización de saturación y el campo coercitivo, obtenidos para la tricapa VITROVAC/Oro/Níquel TN30 y su patrón de 0.4 mm de ancho, respectivamente, en donde en términos generales se aprecia un incremento en la magnetización de saturación medida para el patrón, que al igual que la tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC TV 30 se asocia con el tratamiento térmico realizado durante la fotolitografía. Por otra parte, el campo coercitivo en el patrón disminuye para las direcciones V 0°, V 90°, H 0° y HP 0°, lo cual sugiere que la anisotropía de forma compite con la anisotropía magnetocristalina del níquel, por lo que el campo coercitivo tiene un decremento, sin embargo, las direcciones H 90° y HP 90° se observa un incremento en el campo coercitivo, lo cual se asocia a que en esta dirección hay mayor contribución de la anisotropía magnetoelástica debida a las interfaces.

Tabla 28. Magnetización de saturación y campo coercitivo de la tricapa TN30 medidos en diferentes direcciones.

| Dirección | Ms (emu/cm ³) | Hc (Oe) |
|-----------|---------------------------|---------|
| V 0° | 358.35 | 67.37 |
| V 90° | 292.26 | 58.55 |
| H 0° | 337.36 | 66.23 |
| H 90° | 293.56 | 54.65 |
| HP 0° | 354.73 | 65.51 |
| HP 90° | 364.49 | 66.33 |

Tabla 29. Magnetización de saturación y campo coercitivo del patrón tricapa TN30 de 0.4 mm de ancho medidos en diferentes direcciones.

| Dirección | Ms (emu/cm ³) | Hc (Oe) |
|-----------|---------------------------|---------|
| V 0° | 356.90 | 50.01 |
| V 90° | 366.6 | 47.3 |
| H 0° | 436.89 | 63.21 |
| H 90° | 391.62 | 91.17 |
| HP 0° | 502.27 | 58.39 |
| HP 90° | 508.7 | 101.55 |

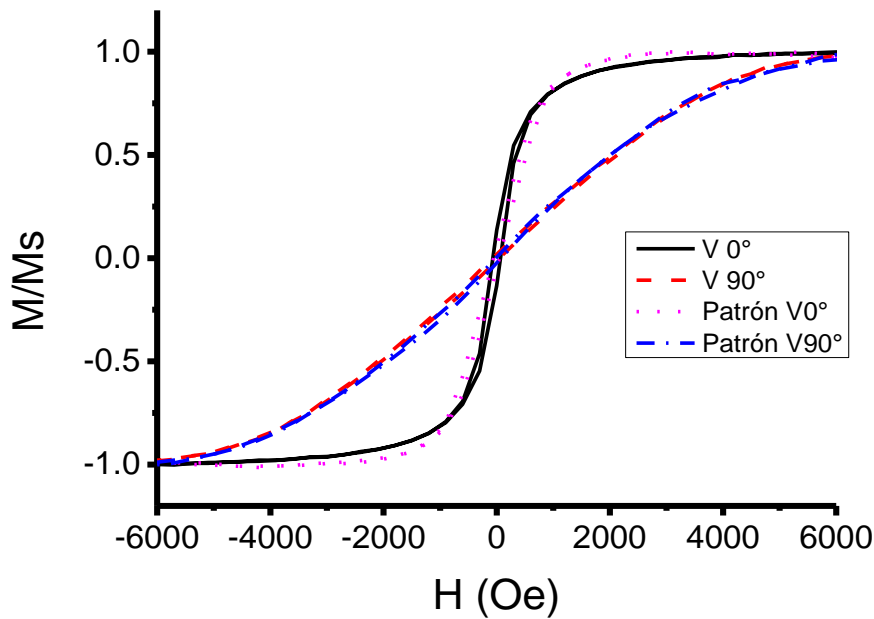


Figura 68. Comparación de ciclos de histéresis de tricapa TN30 respecto su patrón con un ancho de 0.4mm.

En la Figura 68, se muestra la comparación de ciclos de histéresis entre la tricapa VITROVAC31.25nm/Oro5nm/Níquel30nm TN30 y su patrón de 0.4 mm de ancho, en donde los ejes fácil magnetización son mostrados por las gráficas V 0° y Patrón V0°, que corresponden a la película sin grabar y la película grabada respectivamente, estos ciclos

presentan ligeros cambios, de los cuales se puede destacar que el patrón tiene una menor pendiente, mientras que para las gráficas V 90° y Patrón V 90° el cambio es menos perceptible, pero la pendiente es menor para la película sin grabar (gráfica en color rojo), por lo que se puede decir que la anisotropía de forma en esta estructura, actúa principalmente sobre el eje de fácil magnetización, al contrario que lo hace en la tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC TV30, que actúa principalmente sobre el eje de difícil magnetización, lo cual puede atribuirse a la anisotropía magnetocristalina del níquel.

Discusión de la caracterización de anisotropía magnética de la cinta de VITROVAC, la monocapa MV31 y tricapas TV30 y TN30

La anisotropía magnética de las muestras analizadas se encontró dentro del plano y dado que la monocapa de VITROVAC MV31, las tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC TV30 y VITROVAC/Oro/Níquel TN30 son las muestras más delgadas, se puede inferir que la anisotropía magnética de las monocapas y tricapas con espesor mayor a 30 nm se encuentra dentro del plano.

Al comparar la monocapa de VITROVAC MV31 y la tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC TV30 con sus patrones de 0.4 mm de ancho, se observa un incremento en la magnetización de saturación y el campo coercitivo, lo cual por una parte parece estar asociado al tratamiento térmico que relaja los esfuerzos en las interfaces. Por otra parte, la geometría del patrón modifica el comportamiento de la anisotropía de forma, que para el caso del patrón monocapa MV 31 se observó un mayor campo coercitivo en dirección del eje longitudinal, mientras que la cinta de VITROVAC, la monocapa de VITROVAC MV 31 sin grabar y las muestras de la tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC TV 30, presentan mayor campo coercitivo de forma perpendicular al eje longitudinal de la muestra. De la Figura 64 y la Figura 66, se resalta que el eje de difícil magnetización presenta mayores cambios debidos a la geometría de la muestra, siendo más notorio para la tricapa que para la monocapa, lo cual está relacionado con que la interfaz oro-VITROVAC tiene menores esfuerzos magnetoelásticos que la interfaz vidrio-VITROVAC.

La tricapa VITROVAC/Oro/Níquel TN 30 en comparación con su patrón de 0.4 mm de ancho, muestra una menor magnetización de saturación y un mayor campo coercitivo, esto sugiere al igual que el caso anterior, que el tratamiento térmico durante el proceso de fotolitografía relaja los esfuerzos en la interfaz, además, el patrón tricapa VITROVAC/Oro/Níquel TN30, respecto la muestra sin grabar, presenta una disminución en su campo coercitivo en las direcciones V 0°, V 90°, H 0° y HP 0°, lo cual sugiere una competencia entre la anisotropía de forma, la anisotropía magnetoelástica en las interfaces y la anisotropía cristalina del níquel, lo cual como se observa en la Figura 68, resulta en menores cambios respecto los observados para la tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC TV 30 y su patrón.

3.3. Resultados de la caracterización eléctrica DC

En esta sección se presentan los resultados obtenidos de la caracterización eléctrica de corriente directa de las monocapas y tricapas depositadas sobre un sustrato de vidrio, lo cual tuvo como objetivo realizar mediciones con la corriente eléctrica circulando en el plano CIP, mediante el método de cuatro puntas colineales. Además, se presenta la caracterización eléctrica de los 5 patrones grabados con anchos de 0.1 mm, 0.4 mm, 0.6 mm, 0.8 mm y 1 mm de ancho, evaluadas mediante la técnica de dos puntas.

El objetivo de la caracterización eléctrica es establecer las diferencias de comportamiento eléctrico dependiendo el tipo de multicapa y comparando con el patrón, para establecer una correlación entre el comportamiento magnético y conducción eléctrica, por lo que se presentan los resultados de la siguiente forma:

VITROVAC

Permalloy

Níquel

3.3.1. Caracterización eléctrica en corriente directa de cinta de VITROVAC, monocapas de VITROVAC, tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC y sus patrones

En esta sección se presentan los resultados de la caracterización eléctrica de corriente directa de la cinta de VITROVAC, las monocapas de VITROVAC, los patrones de las monocapas de VITROVAC y finalmente se presentan los resultados de las tricapas TV, seguidos de la caracterización eléctrica de sus patrones.

Caracterización eléctrica de cinta de VITROVAC y monocapas de VITROVAC

A continuación en la Figura 69 se muestran dos curvas de corriente contra voltaje, obtenidas en un rango de -100 mA a 100 mA, que es el máximo de corriente que puede suministrar el equipo Keithley 4200 SCS; estas curvas corresponden a la corriente circulando de forma perpendicular y paralela respecto la dirección de enrollado de la cinta (Rolling), donde observa que el comportamiento eléctrico de la cinta de VITROVAC es lineal y por lo tanto sigue la ley de Ohm, por lo que, mediante un proceso de regresión lineal se obtiene una resistencia de 0.0184 ohms para la caracterización en perpendicular y 0.0193 ohms para la caracterización en paralelo, con una resistividad de $\rho_{\perp} = 1.66 \times 10^{-6} \text{ ohms} \cdot m$ y $\rho_{\parallel} = 1.75 \times 10^{-6} \text{ ohms} \cdot m$, respectivamente; estos valores encontrados experimentalmente de la resistividad, son valores cercanos al único valor reportado por fabricante que es de $\rho = 1.3 \times 10^{-6} \text{ ohms} \cdot m$, a pesar de que el equipo Keithley 4200 SCS no es sugerido para

mediciones menores a 1 ohm, debido a que es muy susceptible a ruido por debajo de estos valores, como se puede observar al centro de la gráfica un ruido instrumental originado por un “switchero” de fuente al invertir la polaridad de la corriente eléctrica. El comportamiento Óhmico es un comportamiento esperado ya que el VITROVAC es una aleación principalmente compuesta por Cobalto y Hierro en un 70% y su alta resistividad se asocia a su estructura amorfa y el contenido de metaloides como silicio.

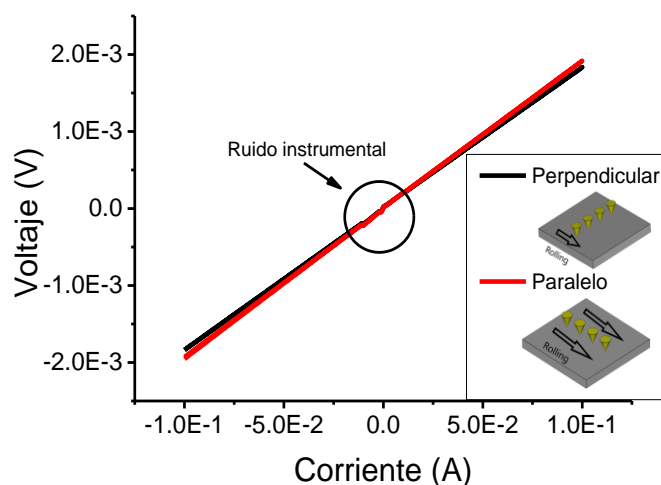


Figura 69. Gráfica I vs V de cinta de VITROVAC. Las configuraciones Perpendicular y Paralelo son direcciones de medición de las cuatro puntas respecto a la dirección de Rolling de la cinta de VITROVAC.

En la Figura 70 se muestran los resultados de la caracterización eléctrica de las películas monocapa de VITROVAC MV 31, MV 62, MV 125 y MV 250 en función del espesor, ya que las monocapas de menor espesor no fueron posible medir en el equipo Keithley 4200 SCS, por otra parte, es importante destacar que el comportamiento de la curva I vs V de las monocapas corresponde a un comportamiento lineal, aunque por practicidad solo se presentan las curvas de resistencia y resistividad en función del espesor. En la Figura 70a y Figura 70b se presentan dos gráficas de resistencia y resistividad, respectivamente, donde en color negro corresponde a la medición en dirección paralela respecto el eje longitudinal del portaobjetos de vidrio usado como sustrato, mientras que en color rojo se muestra la resistencia medida en dirección perpendicular al eje longitudinal del sustrato, recordando que para la medición de cuatro puntas colineales, las muestras fueron cortadas a 1 cm por lado, por lo que la dirección de referencia es el eje longitudinal del sustrato sin cortar.

En la Figura 70a se observa que el comportamiento de la resistencia en función del espesor sigue un comportamiento decreciente en donde a diferencia de la cinta de VITROVAC la resistencia en dirección perpendicular no es menor a la dirección en paralelo para todos los espesores, esto se debe a que los esfuerzos magnetoelásticos de la cinta no son transferidos a la película durante el depósito por sputtering y las variaciones en la resistencia estarían asociadas con la homogeneidad superficial de las películas y la rugosidad del sustrato, por lo que, la película monocapa de VITROVAC MV 31 es la que muestra mayor cambio en su

resistencia dependiendo de la dirección en la que se mide, además, a medida que el espesor aumenta de VITROVAC, la diferencia entre ambas direcciones es menor, lo cual sugiere que a mayor espesor de VITROVAC, existe mayor homogeneidad de la superficie de las películas.

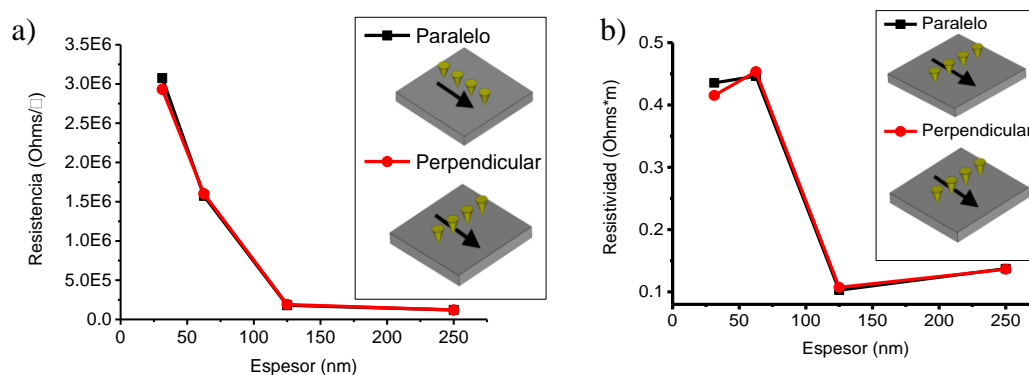


Figura 70. Caracterización eléctrica de películas de VITROVAC sobre vidrio. a) Gráficas I vs V de películas de VITROVAC. b) Resistividad del VITROVAC en función del espesor de la película. La flecha negra indica la dirección longitudinal del sustrato de vidrio antes de cortar la muestra de 1 cm por lado para la medición.

En la Figura 70b se presenta la curva de resistividad de las monocapas de VITROVAC, en la cual se observa que las películas monocapa de VITROVAC MV 31 y MV 62 tienen una resistividad entre $0.415 \text{ ohms} \cdot m$ y $0.453 \text{ ohms} \cdot m$, mientras que las resistividades de las películas MV 125 y MV 250 tienen entre $0.102 \text{ ohms} \cdot m$ y $0.137 \text{ ohms} \cdot m$, respectivamente, sugiriendo que los cambios en la resistividad están asociados a la interfaz vidrio-VITROVAC, en donde no existe un enlace metálico y existen esfuerzos mecánicos debido a la rugosidad del sustrato, a la cual se asocia la diferencia de resistividades entre las mediciones paralela y perpendicular, que como se mencionó antes, no conserva la dirección de anisotropía respecto al eje longitudinal del sustrato en todas las monocapas.

En forma de resumen, en la Tabla 30 se presentan los resultados de la resistencia y resistividad de la cinta de VITROVAC y las monocapas de VITROVAC MV 31, MV 62, MV 125 y MV 250, donde como puede observarse no se presentan las monocapas MV 5 y MV 10, debido a que están fuera del límite de medición del equipo keithley 4200 CSC ya sea por la magnitud de la resistencia como es el caso de la película de MV 5 o grandes variaciones en las mediciones debido a la rugosidad del sustrato entre las muestras medidas como es el caso de la película MV 10.

Tabla 30. Resistencias y resistividades de la cinta de VITROVAC y monocapas depositadas sobre vidrio medidas por el método de cuatro puntas colineales.

| Muestra | Espesor | Resistencia \parallel (ohms/□) | Resistencia \perp (ohms/□) | $\rho \parallel$ (ohms · m) | $\rho \perp$ (ohms · m) |
|---------|----------|-------------------------------------|---------------------------------|--------------------------------|----------------------------|
| MV 31 | 31.25 nm | 3.07×10^{-6} | 2.93×10^{-6} | 4.35×10^{-1} | 4.15×10^{-1} |
| MV 62 | 62.5 nm | 1.57×10^{-6} | 1.60×10^{-6} | 4.46×10^{-1} | 4.53×10^{-1} |
| MV 125 | 125 nm | 181.29×10^{-3} | 189.54×10^{-3} | 1.03×10^{-1} | 1.07×10^{-1} |
| MV 250 | 250 nm | 121.19×10^{-3} | 120.37×10^{-3} | 1.37×10^{-1} | 1.36×10^{-1} |
| Cinta | 20μm | 0.0193 | 0.0184 | 1.75×10^{-6} | 1.66×10^{-6} |

Caracterización eléctrica de los patrones de monocapas de VITROVAC

En la Figura 71 se muestran los gráficos correspondientes a la resistividad en función del ancho de los patrones grabados de las películas monocapa de VITROVAC MV 31, MV 62, MV 125 y MV 250, en donde en primer lugar se puede destacar que la resistividad de los patrones decrece entre 70% y 92% respecto la resistividad de las monocapas sin el proceso de fotolitografía. Por otra parte, se observa que el comportamiento de la resistividad en función del ancho del patrón en general es creciente para cada muestra con diferente espesor de VITROVAC, con excepción de los patrones MV 31 que presentan en 0.4 mm y 0.8 mm dos anomalías en su comportamiento, las cuales podrían estar asociadas a defectos de rugosidad en el sustrato. El comportamiento decreciente en la resistividad con la disminución del ancho de línea del patrón podría tener su origen en dos fenómenos, el primero es la curvatura de las líneas de campo eléctrico, cuanto más diferencia hay entre el diámetro de los electrodos y el ancho del patrón de las películas, mientras que a menor ancho de patrón las líneas de campo eléctrico se concentran en una trayectoria en línea recta entre los electrodos, este fenómeno ha sido descrito en transistores TFT de silicio amorfo y se conoce como “narrow width effect” en los cuales la movilidad electrónica del canal depende de su geometría [57, 58]. El segundo origen, está relacionado con el cambio en la estructura de dominios y anisotropía magnética debido a la anisotropía de forma, que entre más restringido es el sistema, mayor es efecto de la anisotropía de forma, por lo que, la conductividad eléctrica es beneficiada por la anisotropía de forma.

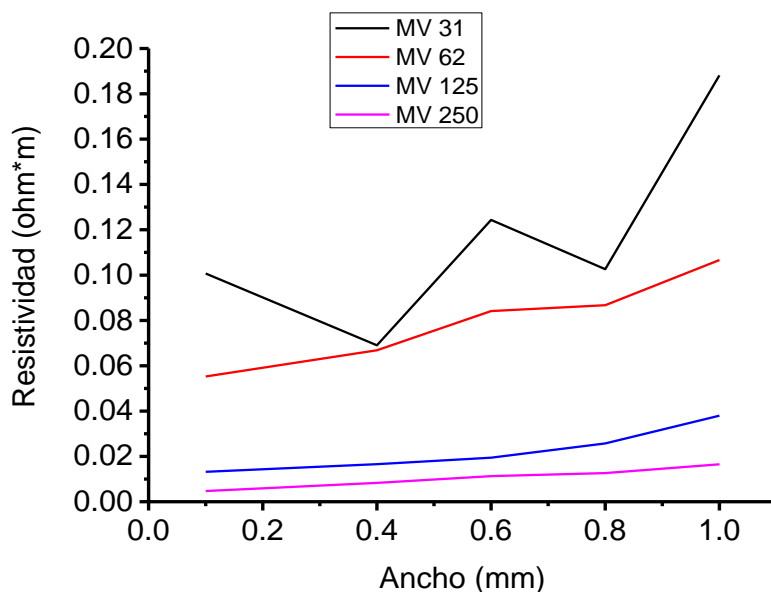


Figura 71. Resistividad de los patrones monocapa de VITROVAC en función del ancho.

En la Figura 72, se muestra una simulación del campo eléctrico y las líneas de flujo eléctrico en la película MV 31 en el inciso a) y en b) se muestra su patrón con 0.4 mm de ancho, las cuales están simuladas con una diferencia de potencial de 5 Volts, donde la barra de colores indica la tonalidad del potencial eléctrico, mientras que las líneas en color rojo representan las líneas de campo eléctrico. El efecto de anchura ocurre debido a la curvatura que presenta cuando más se aleja del camino en línea recta entre los dos electrodos, por lo que los electrones recorren un mayor camino como se muestra en la Figura 72a, sin embargo, en el caso de los patrones como es la Figura 72b, se observa que la caída de potencial eléctrico ocurre sobre el patrón de VITROVAC, ignorando el sustrato, por lo que las líneas de campo eléctrico que transportan portadores de carga se concentran en el centro, lo cual explica que experimentalmente se encuentra una menor resistividad conforme se disminuye el ancho del patrón ya los portadores de carga se desplazan por trayectorias en línea recta.

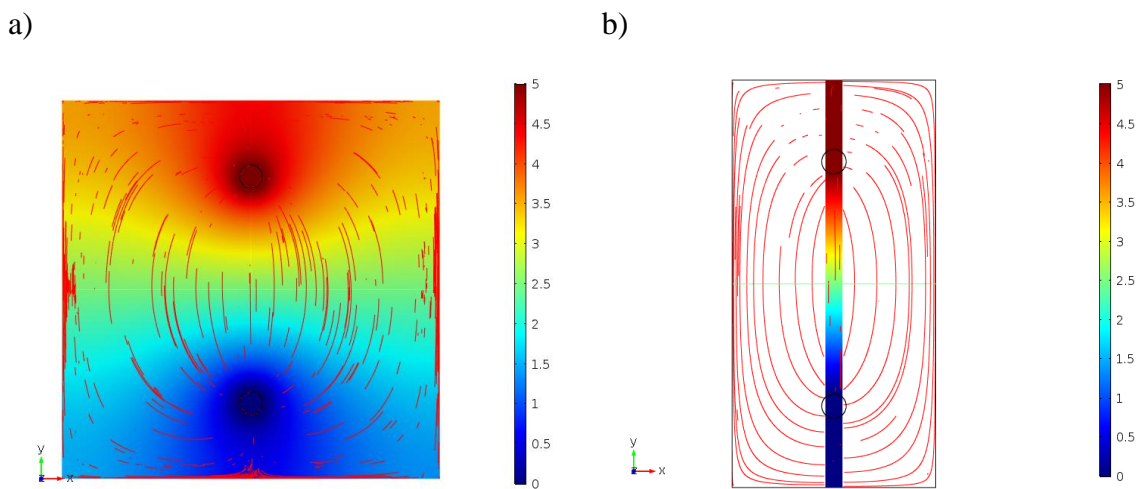


Figura 72. a) Potencial eléctrico y líneas de flujo en monocapa MV 31. b) Simulación del potencial eléctrico y líneas de flujo eléctrico del patrón MV 31 con 0.4 mm de ancho.

Caracterización de corriente directa de tricapas VITROVAC/ Oro/ VITROVAC y sus patrones

En las gráficas de la Figura 73a y la Figura 73b, se presentan el comportamiento de la resistencia y resistividad, respectivamente, para las tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC TV 30, TV 60 y TV 125 en función del espesor de VITROVAC depositado sobre el sustrato. De estos resultados, lo primero que se puede destacar es el hecho que existe una anisotropía eléctrica, ya que se observan marcadas diferencias en las curvas indicadas como paralelo y perpendicular, que al igual que para la cinta y las monocapas, indican la dirección de las cuatro puntas respecto al eje longitudinal del sustrato. En la Figura 73a se observa que la resistencia en dirección paralela y perpendicular decrece en función del espesor de VITROVAC sobre el sustrato, por otra parte, se observa que la resistencia en dirección paralela es menor en las tricapas TV 30 y TV 60, respecto la dirección perpendicular,

mientras que la resistencia en perpendicular de la tricapa TV 125 es menor que la resistencia en paralelo.

La Figura 73b muestra el comportamiento de la resistividad de las tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC TV, donde se observa que la tricapa TV 60 presenta la menor resistividad, en la dirección en paralelo y la mayor resistividad en la tricapa TV 125 también en dirección paralela. Algo importante a destacar es que la anisotropía eléctrica se incrementa a mayor espesor de VITROVAC sobre el sustrato, por otra parte, se observa que los valores de resistividad de las tricapas son menores en un orden de magnitud respecto los valores de las monocapas de VITROVAC, lo cual es un resultado esperado, debido a los electrones libres que aporta la película de oro que además genera una interfaz con el VITROVAC del tipo metálico a diferencia de la interfaz vidrio-VITROVAC.

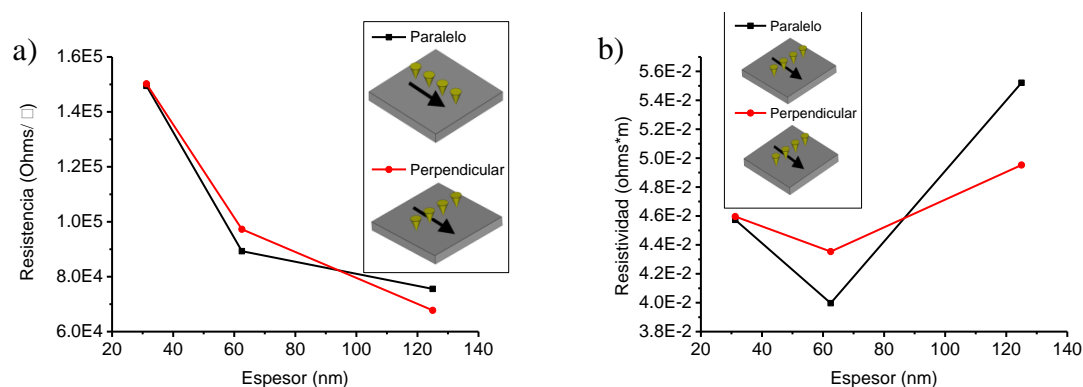


Figura 73. Caracterización eléctrica de las tricapas TV 30, TV 60 y TV 125 en función del espesor de VITROVAC sobre el sustrato. a) Resistencia laminar en función del espesor de VITROVAC sobre el sustrato. b) Resistividad en función del espesor de VITROVAC sobre el sustrato. La flecha negra indica la dirección longitudinal del sustrato de vidrio antes de cortar la muestra de 1 cm por lado para la medición.

En la Tabla 31 se presentan los valores de resistencia y resistividad de las tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC, que comparando con los resultados de la Tabla 30 correspondiente a las monocapas, se observa que los valores de resistencia son del orden de los encontrados para las monocapas MV 125 y MV 250.

Tabla 31. Resistencia y resistividad de las tricapas TV depositadas sobre vidrio.

| Muestra | Resistencia \parallel (ohms/□) | Resistencia \perp (ohms/□) | $\rho \parallel$ (ohms · m) | $\rho \perp$ (ohms · m) |
|---------|-------------------------------------|---------------------------------|--------------------------------|----------------------------|
| TV31 | 149.45×10^{-3} | 150.23×10^{-3} | 4.57×10^{-2} | 4.59×10^{-2} |
| TV62 | 89.3×10^{-3} | 97.272×10^{-3} | 3.99×10^{-2} | 4.35×10^{-2} |
| TV125 | 75.55×10^{-3} | 67.76×10^{-3} | 5.52×10^{-2} | 4.95×10^{-2} |

En la Figura 74, se presentan los resultados de la caracterización eléctrica de los patrones de las tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC depositadas sobre vidrio en función del ancho del patrón, los cuales fueron evaluados mediante la técnica de dos puntas y las tricapas se grabaron de forma paralela al eje longitudinal del sustrato. En primer lugar, se aprecia menor resistividad en los patrones con respecto las muestras sin grabar, aunque con una menor diferencia que la observada en las monocapas. Por otra parte, se puede observar que

el comportamiento de la resistividad en función del ancho del patrón en términos generales es creciente, resaltando que la resistividad de la tricapa TV 60 es mayor que la resistividad de las tricapas TV 30 y TV 125, donde estas últimas dos son muy similares, lo cual es un comportamiento opuesto al encontrado en las tricapas sin grabar, donde la menor resistividad es exhibida por la tricapa TV 60.

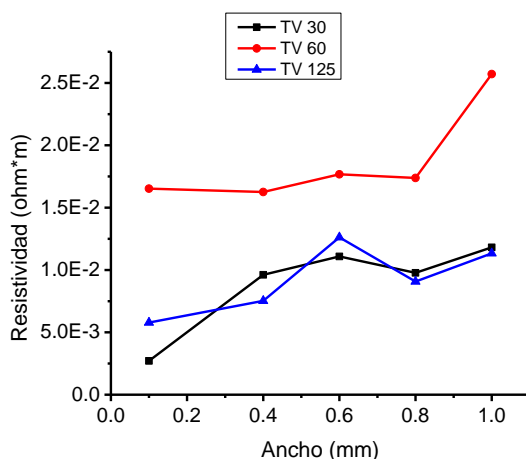


Figura 74. Gráficas de resistividad de los patrones tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC TV 30, TV 60 y TV 125 en función del espesor de VITROVAC sobre el sustrato.

Discusión de caracterización eléctrica de cinta de VITROVAC, monocapas de VITROVAC, tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC y sus patrones

Los resultados de la caracterización eléctrica de la cinta de VITROVAC indican que la anisotropía magnética debida a los esfuerzos mecánicos durante el proceso de fabricación, también influyen en la anisotropía eléctrica, manteniendo la dirección perpendicular al eje longitudinal de la cinta, lo cual se origina por la magnetostricción negativa en la aleación.

Las monocapas de VITROVAC al ser depositadas sobre vidrio incrementan 5 órdenes de magnitud su resistividad, lo cual se asocia a diversos factores, suponiendo que la estequiometría de la aleación se mantiene, las principales fuentes de dispersión en las películas provienen de la rugosidad del sustrato y la película; la interfaz vidrio-VITROVAC que no es del tipo metálico, por lo que hay pérdida de electrones libres y por lo tanto incrementa la resistividad. Por otra parte, en las monocapas MV se observó una ligera anisotropía eléctrica, la cual no es consistente en la dirección para todas las muestras, por lo que, estaría asociada a la rugosidad y defectos superficiales del sustrato, donde el efecto es mayor a menor espesor de VITROVAC, debido a que la rugosidad superficial de la película disminuye con el espesor de la película, como se observa en las micrografías de MFA comparando la rugosidad de las monocapas y tricapas.

En la Figura 75 se muestra la comparación del comportamiento de la resistividad respecto las propiedades magnéticas campo coercitivo H_c , longitud de intercambio l_{ex} y el producto de ambas, donde en la figura a) se puede observar que la resistividad es proporcional a la

longitud de intercambio, excepto por las películas de 31.25 nm y 62.5 nm de espesor. En la Figura 75b, se puede observar que el campo coercitivo aparentemente no tiene una relación directa con la conductividad eléctrica, sin embargo, al observar el producto $H_c l_{ex}$ mostrado en la gráfica de la figura c) respecto a la resistividad de las monocapas de VITROVAC MV31 y MV 62 se observa un mejor ajuste, mientras que el resto de las monocapas y la cinta presentan diferencias, esto indicaría que a mayor espesor y una anisotropía con mayor tendencia al comportamiento uniaxial, la longitud de intercambio es proporcional a la resistividad, mientras que a menor espesor donde las muestras presentan un ciclo de histéresis con mayor inclinación (Figura 57b), la resistividad estaría correlacionada con la anisotropía magnética y el acoplamiento dipolar.

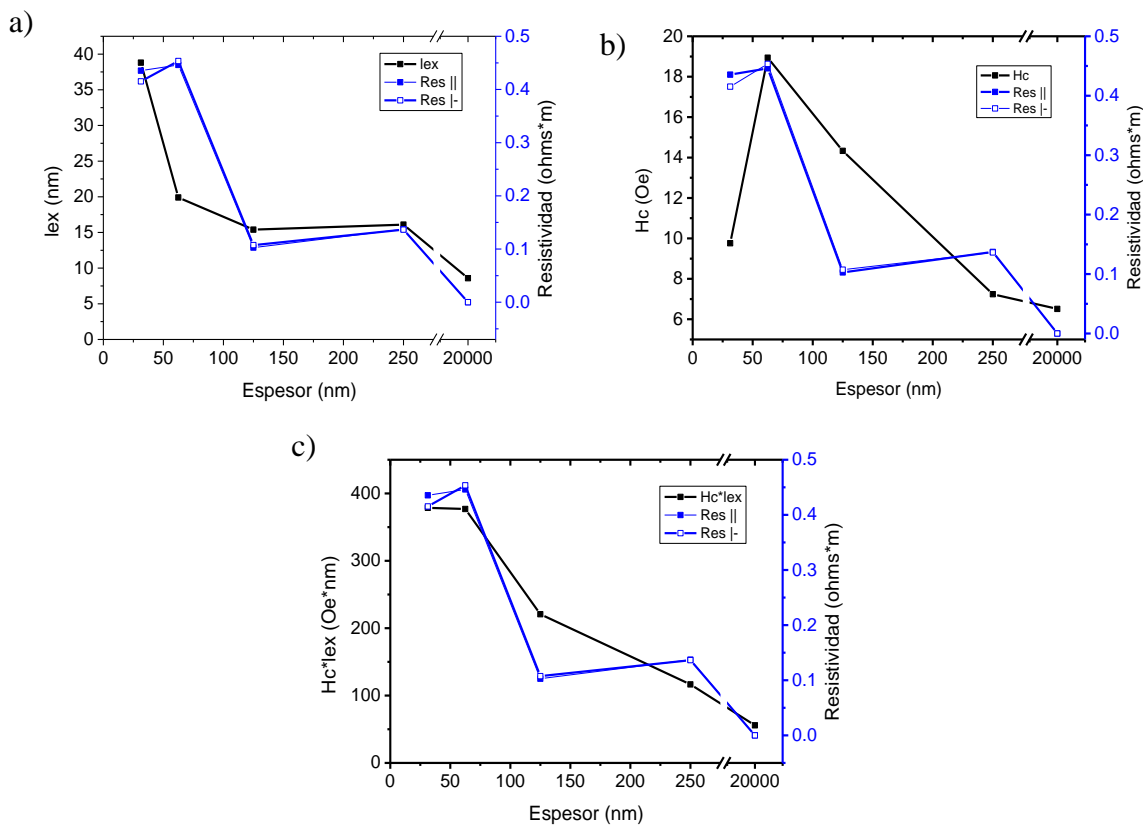


Figura 75. Relación de las propiedades eléctricas y propiedades magnéticas en monocapas de VITROVAC y cinta de VITROVAC. a) Longitud de intercambio y resistividad eléctrica en función del espesor; b) campo coercitivo y resistividad vs espesor; y c) Producto $H_c l_{ex}$ y resistividad en función del espesor.

En las tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC se observa una disminución de un orden de magnitud en la resistividad en comparación con la mostrada por las monocapas, un resultado esperado debido a la presencia de la película de oro, que genera una interfaz del tipo metálica con VITROVAC lo cual mejora la conductividad de la tricapa TV. Por otra parte, se observa que la resistividad no tiene un comportamiento lineal en función del espesor, encontrando el valor mínimo para la tricapa TV 60 y su máximo valor en la tricapa TV 125, lo cual difiere respecto a las monocapas, donde se pueden agrupar la resistividades de la monocapas MV 30 y MV 60 siendo los máximos valores, por su parte la resistividad de las monocapas MV

125 y MV 250 con la mínima resistividad, esto sugiere que la resistividad en las monocapas esta principalmente asociada al espesor de la interfaz vidrio-VITROVAC y la rugosidad del sustrato, mientras que en las tricapas, otro factor a considerar es la dispersión dependiente del espín originada en la interfaz VITROVAC-oro-VITROVAC resultado del acoplamiento magnético entre capas ferromagnéticas, razón por la cual, también incrementa la anisotropía eléctrica en las tricapas.

En la Figura 76 se presenta la comparación de las propiedades magnéticas y eléctricas en las tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC, en donde en las figuras a) y b) se muestra la comparación del campo coercitivo y la magnetización de saturación en las gráficas en color negro, respectivamente, mientras que en ambas en color azul se observa la resistividad medida en dirección paralela y perpendicular respecto al eje longitudinal del sustrato, donde no se observa una correlación directamente, sin embargo en las gráficas de la figura c) la cual muestra la comparación del inverso del producto de $H_c M_s$ en color negro respecto las gráficas de la resistividad en color azul, en la cual se observa que están correlacionadas, indicando que la resistividad esta correlacionada inversamente con la anisotropía magnética de las tricapas.

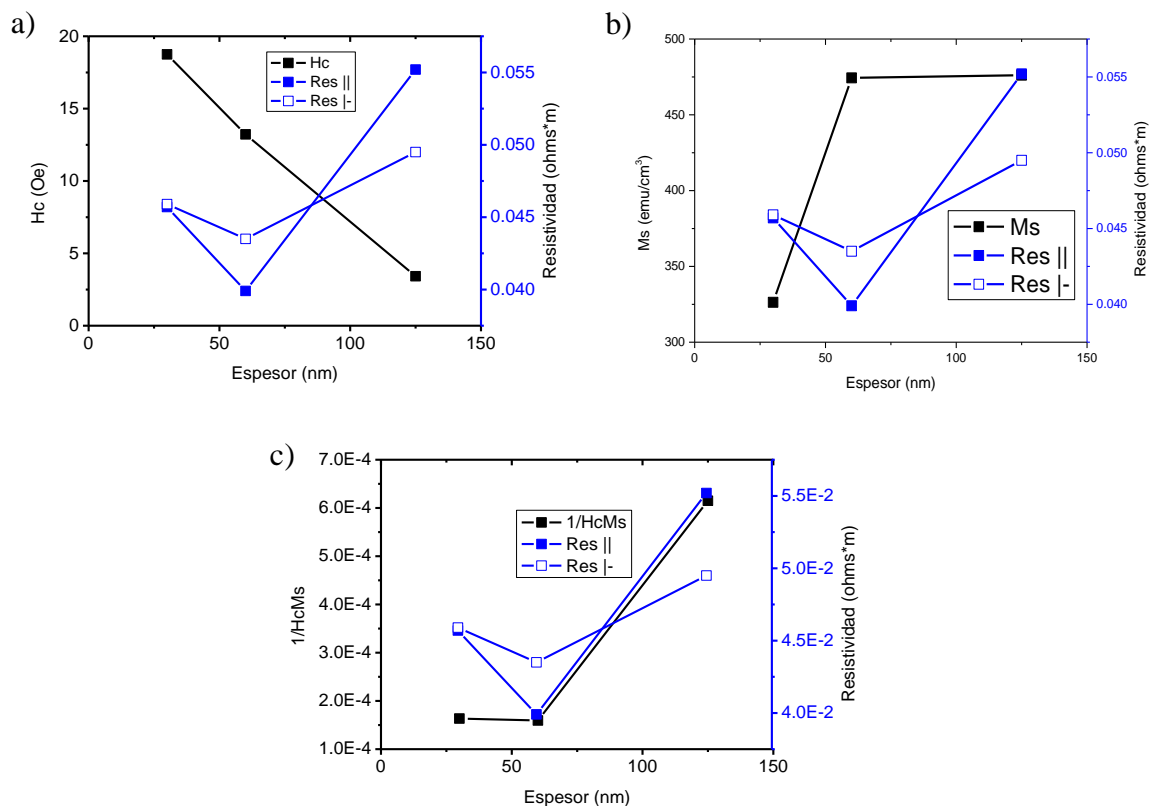


Figura 76. Relación de propiedades magnéticas y eléctricas en tricapas TV. a) Campo coercitivo H_c y resistividad vs espesor VITROVAC sobre el sustrato; b) Magnetización de saturación M_s y resistividad vs espesor de VITROVAC sobre el sustrato; y c) $1/(H_c M_s)$ y resistividad vs VITROVAC sobre el sustrato.

En general los patrones muestran una disminución en su resistividad en función del ancho del patrón, donde para los patrones monocapa se mantiene una resistividad similar para las

monocapas MV 31 y MV 62, sin embargo, la relación de resistividad en las tricapas respecto al espesor, se modifica en los patrones, obteniendo la mayor resistividad para los patrones tricapa TV 60 y una resistividad similar para los patrones tricapa TV 30 y TV 125, lo cual podría estar correlacionado con la anisotropía magnética de la monocapa de VITROVAC depositada sobre vidrio, ya que en MV 62 se encuentra el mayor campo coercitivo y disminuye al incrementar o disminuir el espesor de VITROVAC, como se observa en la Figura 58.

3.3.2. Caracterización eléctrica de corriente directa de monocapa de permalloy, tricapas VITROVAC/Oro/Permalloy y sus patrones

En las gráficas de la Figura 77 se muestra la respuesta eléctrica de las películas MP 30 sobre vidrio, orientando las cuatro puntas en dirección paralela y perpendicular al eje longitudinal del sustrato antes de ser cortado para la medición. Ambas gráficas presentan el comportamiento lineal esperado para películas metálicas y de acuerdo con la regresión lineal se obtuvieron resistencias de $74.18 \text{ ohms}/\square$ y $77.53 \text{ ohms}/\square$ en dirección paralela y perpendicular, respectivamente, con resistividades de $1.01 \times 10^{-5} \text{ ohms} * m$ y $1.05 \times 10^{-5} \text{ ohms} * m$, lo que representa un cambio de 4.32%. De acuerdo con el fabricante la resistividad es de $5.8 \cdot 10^{-7} \text{ ohms} * m$, por lo que la resistividad de la monocapa es 2 órdenes de magnitud mayor que la del blanco, lo cual es resultado del proceso de depósito de sputtering sobre vidrio, mientras que la anisotropía eléctrica puede tener origen la naturaleza cristalina del permalloy o de algún defecto en el sustrato.

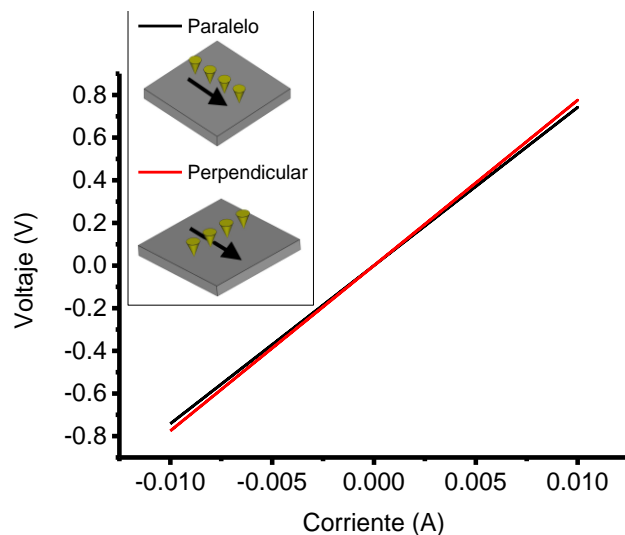


Figura 77. Respuesta eléctrica de monocapa de MP 30 en dirección paralela y perpendicular al eje longitudinal del depósito.

En la Figura 78, se muestra la gráfica del comportamiento de la resistividad en función del ancho del patrón de la monocapa de permalloy MP 30, donde aprecia que el comportamiento es creciente en función del ancho del patrón, además, se observa una menor resistividad

respecto la encontrada para la monocapa sin procesar, lo cual coincide con el comportamiento encontrado para los patrones de VITROVAC y también se asocia con el efecto de anchura.

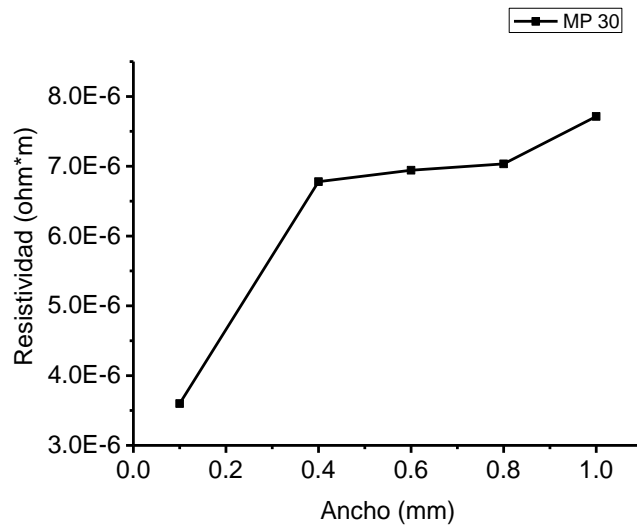


Figura 78. Resistividad en función del ancho del patrón de las películas monocapa MP 30 depositadas sobre vidrio.

En la Figura 79 se presentan las gráficas de resistencia y resistividad de las tricapas VITROVAC/Oro/Permalloy medidas en dirección paralela y perpendicular al eje longitudinal del sustrato, en función del espesor de VITROVAC depositado sobre el sustrato. En la Figura 79a se puede apreciar que la resistencia de las tricapas TP se incrementa con el espesor, la cual es máxima para la tricapa TP 60 y mínima para la tricapa TP 30 en ambas direcciones, además se observa que la resistencia en dirección perpendicular es menor para las tricapas TP 60 y TP 125. Las gráficas de la Figura 79b muestran que la resistividad de las tricapas se incrementa con el espesor de VITROVAC, lo cual es un comportamiento esperado, ya que tanto la película de oro como la de permalloy son películas con menor resistividad que el VITROVAC, por lo que, al aumentar su espesor, también se incrementa la resistividad.

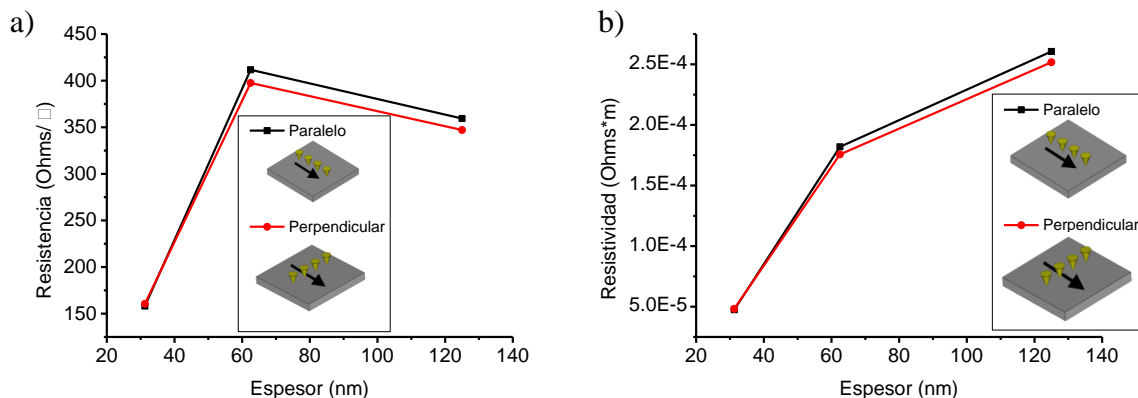


Figura 79. Caracterización eléctrica de las tricapas TP30, TP 60 y TP 125 en función del espesor de VITROVAC sobre el sustrato. a) Resistencia laminar en función del espesor de VITROVAC sobre el sustrato. b) Resistividad en función del espesor de VITROVAC sobre el sustrato. La flecha negra indica la dirección longitudinal del sustrato de vidrio antes de cortar la muestra de 1 cm por lado para la medición.

En la Tabla 32, se presentan los resultados de la resistencia y resistividad de las tricapas VITROVAC/Oro/Permalloy, donde al comparar con la Tabla 31, se aprecia que la resistencia de las tricapas de permalloy es tres órdenes menores, indicando que la interfaz oro-níquel y el ordenamiento observado por MFA aportan alta conductividad.

Tabla 32. Resistencia y resistividad de las tricapas VITROVAC/Oro/Permalloy depositadas sobre vidrio.

| Muestra | Resistencia \parallel (ohms/ \square) | Resistencia \perp (ohms/ \square) | $\rho \parallel$ (ohms \cdot m) | $\rho \perp$ (ohms \cdot m) |
|---------|---|---|--------------------------------------|----------------------------------|
| TP31 | 158.17 | 160.56 | 4.75×10^{-5} | 4.82×10^{-5} |
| TP62 | 411.70 | 397.50 | 1.82×10^{-4} | 1.76×10^{-4} |
| TP125 | 359.38 | 347.07 | 2.61×10^{-4} | 2.52×10^{-4} |

En la Figura 80 se presenta el comportamiento de la resistividad eléctrica de los patrones tricapa VITROVAC/Oro/Permalloy, donde se aprecia el mismo comportamiento de la caracterización eléctrica para las tricapas sin grabar, en la cual a menor espesor de VITROVAC la tricapa presenta menor resistividad, por otra parte, los valores de resistividad disminuyen debido a la anchura, pero en relación con la monocapa se encuentra una resistividad dos órdenes mayores lo cual se sabe que es debido a la presencia de VITROVAC en la tricapa.

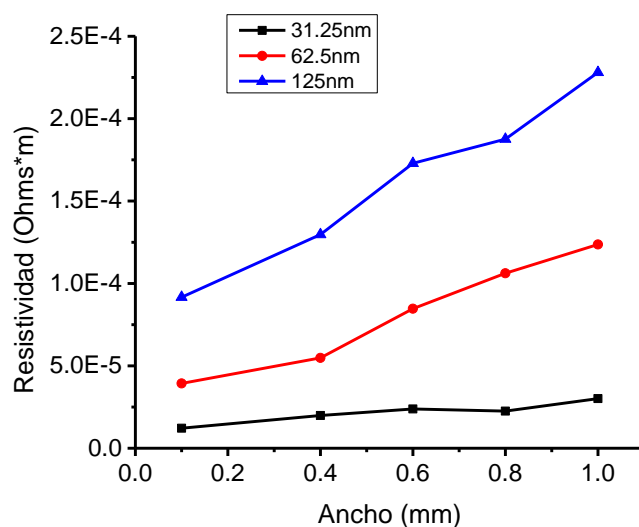


Figura 80. Resistividad eléctrica de las tricapas TP en patrón, en función de su ancho.

Discusión de caracterización eléctrica de la monocapa MP 30, tricapas VITROVAC/ Oro/ Permalloy y sus patrones

Los resultados de la caracterización DC de la monocapa de permalloy MP 30 muestran que el acoplamiento del permalloy al sustrato de vidrio genera una menor resistividad que la observada para la monocapa de VITROVAC, sin embargo, se observa un aumento de dos órdenes de magnitud en la resistividad de la monocapa respecto al blanco, lo que sugiere que

es debido al ordenamiento de la película ya que como se observa en las micrografías de MFA, aunque la medición de curtosis sugiere presencia de cúmulos cristalinos, no se observan los cristales superficialmente como sucede en las micrografías de las tricapas. Por su parte, los patrones muestran un incremento en la resistividad en función del ancho de la línea del patrón, un comportamiento que ya se esperaba de acuerdo con lo observado en las muestras de VITROVAC y que principalmente se debe al efecto de anchura como se explicó previamente. La monocapa también mostró anisotropía eléctrica, lo que puede ser originado por defectos en el sustrato y de acuerdo con la micrografía de la Figura 52b, el eje longitudinal de los cúmulos tiene una orientación preferencial.

Los valores de resistividad de las tricapas VITROVAC/Oro/Permalloy, muestran un incremento respecto la resistividad de la monocapa, lo cual es un comportamiento esperado, ya que la película de oro y de permalloy presentan mayor conductividad que el VITROVAC, por lo que la resistividad ponderada de las tricapas se incrementa al aumentar el espesor de VITROVAC sobre el sustrato, además se observa una correlación entre el comportamiento de la longitud de intercambio de las tricapas VITROVAC/Oro/Permalloy y su resistividad, las cuales se incrementan con el espesor de VITROVAC, comportamiento que también se mantiene en los patrones, que además, muestran el incremento en su resistividad con el ancho del patrón, debido al efecto de anchura. Por otra parte, al igual que la monocapa de permalloy, se observa anisotropía eléctrica en las tricapas, la cual aumenta con el espesor de VITROVAC, sugiriendo que es resultado de la herencia cristalina de las películas de oro y permalloy así como de su acoplamiento sobre la monocapa de VITROVAC.

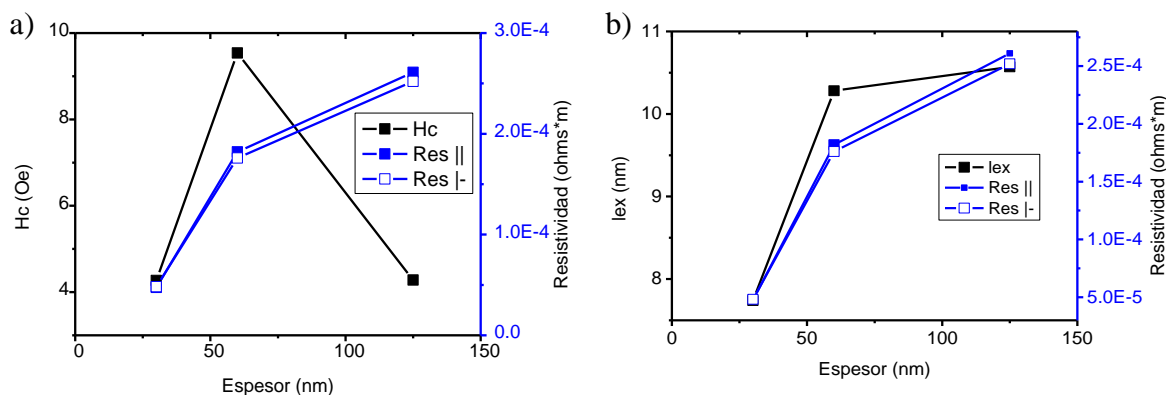


Figura 81. Relación de propiedades magnéticas y propiedades eléctricas en tricapas VITROVAC/Oro/Permalloy. a) Campo coercitivo H_c y resistividad vs espesor de VITROVAC sobre el sustrato y b) Longitud de intercambio l_{ex} y resistividad vs espesor de VITROVAC sobre el sustrato.

En la Figura 81 se presentan las gráficas de campo coercitivo y longitud de intercambio en las imágenes a) y b) respectivamente, en comparación con la resistividad de las tricapas VITROVAC/Oro/Permalloy, donde para ambas gráficas la resistividad en dirección paralela y perpendicular se muestran en color azul, mientras que las propiedades magnéticas se presentan en color negro. En la Figura 81a se observa que el campo coercitivo es máximo para la tricapa TP 60 y disminuye hacia ambos lados, mientras que la resistividad presenta

un comportamiento creciente en función del espesor, por otra parte en la Figura 81b se observa que la longitud de intercambio y el comportamiento de la resistividad están correlacionados de forma proporcional, sugiriendo que la resistividad está relacionada principalmente con el acoplamiento dipolar, lo cual era de esperarse ya que es el sistema tricapa con menor anisotropía magnética.

3.3.3. Caracterización eléctrica de corriente directa de monocapa de níquel, tricapas VITROVAC/Oro/Níquel y sus patrones

A continuación, se presentan los resultados de la caracterización en corriente directa de la película monocapa de níquel, donde la Figura 82 se muestra que el comportamiento eléctrico del níquel es óhmico y además presenta ligera anisotropía eléctrica, ya que la resistencia eléctrica en dirección perpendicular es de $120.82 \text{ ohms}/\square$, mientras que en la dirección paralela es de $112.3 \text{ ohms}/\square$, lo que corresponde con una resistividad de $\rho_{\perp} = 1.64 \times 10^{-5} \text{ ohms} * m$ y $\rho_{\parallel} = 1.53 \times 10^{-5} \text{ ohms} * m$, respectivamente, lo que representa un cambio del 6.7%, una diferencia que puede estar relacionada con orientación de los cristales, los defectos del sustrato y a la anisotropía magnética del níquel. Por otra parte, la resistividad encontrada en la película monocapa es tres órdenes mayor a la reportada por el blanco del fabricante ($6.97 \times 10^{-8} \text{ ohms} * m$), lo cual puede deberse a múltiples factores entre los cuales se destaca que el depósito sobre vidrio genera una interfaz que no es del tipo metálico, por lo que hay pérdida de electrones libres, además, el níquel siendo un metal cristalino debe acoplarse a la estructura amorfa del vidrio, generando una interfaz con mayor espesor y bajo ordenamiento cristalino, que a su vez genera mayor dispersión electrónica.

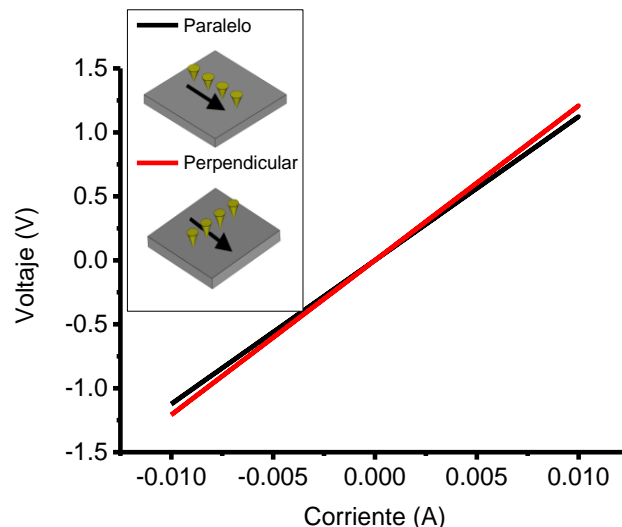


Figura 82. Caracterización eléctrica de corriente directa de monocapa de níquel MN 30 en dirección paralela y perpendicular al eje longitudinal del sustrato respecto las cuatro puntas colineales.

En la Figura 83 se muestra la resistividad de los patrones en función del ancho de línea del patrón, la cual coincide con la dirección paralela al eje longitudinal del sustrato, en la cual se puede observar que la resistividad aumenta casi de forma lineal con respecto al ancho de línea, con excepción del patrón de 0.8 mm de ancho, lo cual podría deberse a defectos en el sustrato.

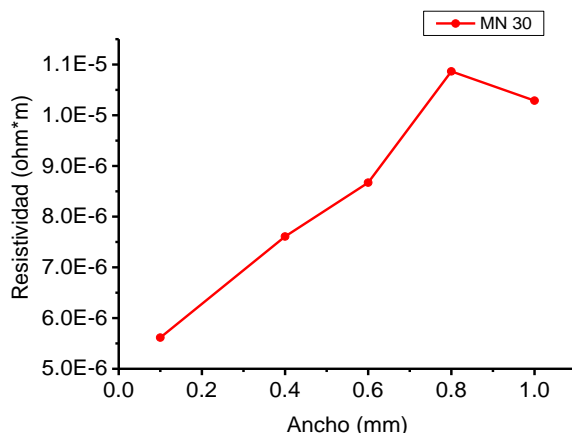


Figura 83. Resistividad de los patrones monocapa MN 30 en función del ancho de línea.

En la Figura 84 se muestra en a) la resistencia y en b) la resistividad de las tricapas VITROVAC/Oro/Níquel en función del espesor de VITROVAC sobre el sustrato, para las direcciones paralela y perpendicular del eje longitudinal del sustrato respecto las cuatro puntas colineales. En la Figura 84a se puede observar que la resistencia de la tricapa TN 30 presenta una resistencia mayor a los 260 kohms/□ en dirección paralela y perpendicular, mientras que las tricapas TP 60 y TP 125 presentan resistencias entre 6 kohms/□ y 5 kohms/□, respectivamente, como se puede apreciar en la Tabla 33.

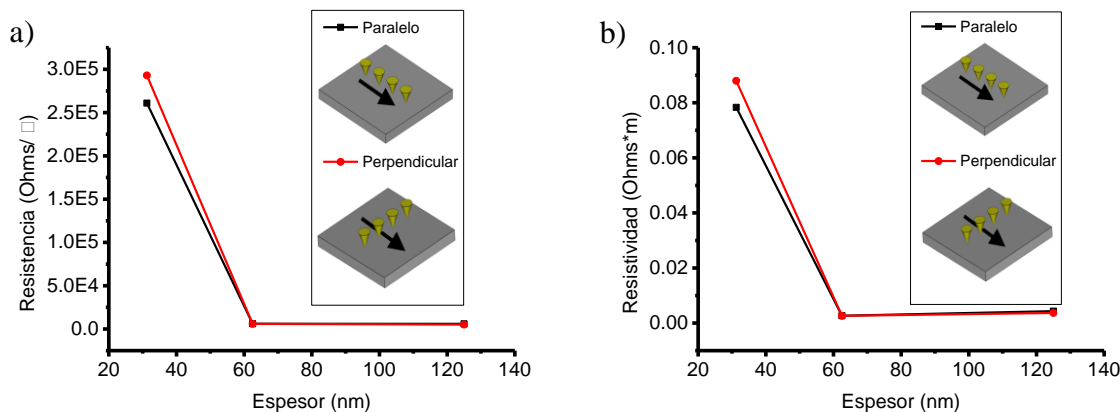


Figura 84. a) Resistencia y b) resistividad en dirección paralela y perpendicular al eje longitudinal del sustrato sin cortar de las tricapas TN 30, TN 60 y TN 125. a) Resistencia laminar en función del espesor de VITROVAC sobre el sustrato. b) Resistividad en función del espesor de VITROVAC sobre el sustrato. La flecha negra indica la dirección longitudinal del sustrato de vidrio antes de cortar la muestra de 1 cm por lado para la medición.

Tabla 33. Resistencia y resistividad de tricapas VITROVAC/Oro/Níquel.

| Muestra | Resistencia \parallel (ohms/ \square) | Resistencia \perp (ohms/ \square) | $\rho \parallel$ (ohms \cdot m) | $\rho \perp$ (ohms \cdot m) |
|---------|---|---|--------------------------------------|----------------------------------|
| TN 30 | 260.97×10^{-3} | 293.00×10^{-3} | 7.84×10^{-2} | 8.8×10^{-2} |
| TN 60 | 6.05×10^{-3} | 5.99×10^{-3} | 2.67×10^{-3} | 2.65×10^{-3} |
| TN125 | 5.99×10^{-3} | 5.09×10^{-3} | 4.35×10^{-3} | 3.69×10^{-3} |

En la Figura 84b y la Tabla 33, se puede apreciar que la menor resistividad se obtiene para la tricapa TN 60, seguida de la resistividad de la tricapa TN 125 y fuera de lo esperado la resistividad de la tricapa TN 30 se encuentra un orden por encima de la resistividad de TN 60 y TN 125. Particularmente la tricapa TN 30 presenta una resistividad incluso mayor a la tricapa TV 30 con valores entre $4.57 \times 10^{-2} \text{ ohms} \cdot \text{m}$ y $4.59 \times 10^{-2} \text{ ohms} \cdot \text{m}$, sin embargo, la tricapa TN 30 presenta mayor anisotropía eléctrica, lo cual se relaciona con su estructura cristalina. Por otra parte, se puede decir que el comportamiento de la tricapa TN 30 es similar al de la tricapa TV 30, mientras que las tricapas TN 60 y TN 125 se comportan de forma similar a las tricapas TP 60 y TP 125, lo que sugiere, que el ordenamiento del níquel se incrementa a mayor espesor de VITROVAC, lo cual se podría corroborar con MFA para la tricapa TN 30.

En la Figura 85 se presentan las gráficas de la resistividad de los patrones de las tricapa VITROVAC/Oro/Níquel en función del ancho de línea, correspondiente con la dirección paralela al eje longitudinal del patrón y el sustrato, donde se puede observar que los patrones TN30 muestran la mayor resistividad, al igual que la tricapa sin grabar, por otra parte, ahora se observa que los patrones tricapas TN 125 presentan menor resistividad que los patrones TN 60, contrario a lo observado en las tricapas sin grabar. La resistividad de los patrones tricapa VITROVAC/Oro/Níquel es una curva creciente con respecto al ancho del patrón, producto del efecto de achura, presentando mayores cambios de la resistividad a menor espesor de VITROVAC, sugiriendo una mayor correlación de la geometría a menor espesor.

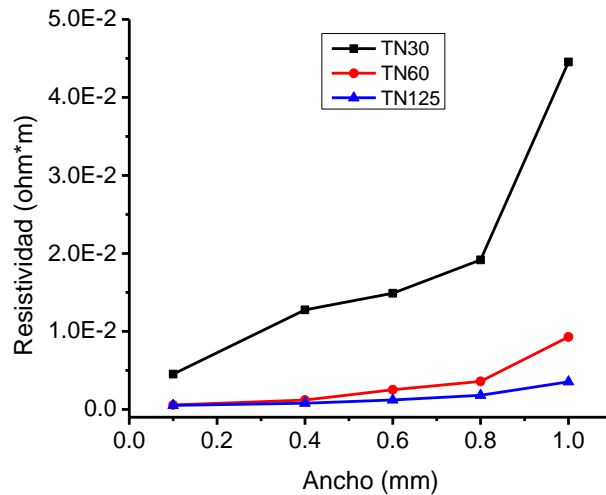


Figura 85. Resistividad en función del ancho del patrón de las tricapas VITROVAC/Oro/Níquel.

Discusión de la caracterización eléctrica de la monocapa de níquel MN 30, las tricapas VITROVAC/Oro/Níquel y sus patrones.

La monocapa de níquel MN 30 presenta mayor resistividad que la observada en la monocapa de permalloy MP 30, lo que podría estar relacionado con la diferencia estructural observada en las micrografías de la Figura 53b y la Figura 52b, respectivamente, en donde se observa menor diámetro de granos para la monocapa de níquel y diferente estructura, sin embargo, esta monocapa presenta la mayor anisotropía eléctrica de todas las monocapas, con un cambio de 6.7 %, lo que podría estar relacionado con la anisotropía magnética del níquel. Por su parte los patrones de la monocapa de níquel MN 30 muestran el típico incremento en la resistividad en función del ancho del patrón.

La caracterización eléctrica de la tricapa TN 30, muestra una resistividad incluso mayor a la encontrada en la tricapa TV 30, resultado que no es esperado debido a las características eléctricas encontradas en la monocapa MN 30, lo que podría indicar una inconsistencia en el depósito. En el caso de las tricapas TN 60 y TN 125, muestran una resistividad un orden mayor a la encontrada en las tricapas de permalloy, lo que se asocia al hecho de que el permalloy presenta mayor grado de cristalización en las micrografías, además se observa un incremento en la resistividad en función del espesor, debido al aumento de espesor de VITROVAC en la tricapa, tal cual sucede en las tricapas VITROVAC/Oro/Permalloy, donde también parece estar correlacionada el comportamiento de la resistividad con la longitud de intercambio. Al igual que los otros sistemas, se observa la presencia de anisotropía eléctrica, sin embargo, no incrementa con el espesor de VITROVAC ya que muestra menor diferencia para la tricapa TN 60.

El comportamiento de la resistividad de los patrones sigue la tendencia de incrementar con el ancho del patrón, donde la tricapa TN 30 presenta la mayor resistividad, coincidiendo con las tricapas VITROVAC/Oro/Níquel sin grabar, mientras que los patrones de la tricapa TN 125 presentan la menor resistividad, lo cual difiere con lo medido en la muestra sin grabar, esto podría sugerir que los cambios se originan en la relajación de la estructura del níquel durante el tratamiento térmico de la fotolitografía y el acoplamiento magnético entre las películas ferromagnéticas.

En la Figura 86 se muestra la comparación de las propiedades magnéticas y las propiedades eléctricas en función del espesor, para las tricapas VITROVAC/Oro/Níquel, en donde en la gráfica a) se muestra el campo coercitivo H_c , mientras que en el inciso b) se presenta la magnetización de saturación M_s , ambas gráficas en color negro, mientras que la resistividad en dirección paralela y perpendicular respecto el eje longitudinal del sustrato se muestra en color azul, en donde no se observa una correlación directa entre estas propiedades magnéticas y la resistividad, sin embargo, en la gráfica c), se puede percibir que la resistividad es inversamente proporcional al inverso del producto $H_c M_s$, lo que indica que la resistividad esta correlacionada con la anisotropía magnética de la tricapa, lo cual es un resultado esperado ya que es el sistema tricapa con mayor anisotropía, que además coincide con el resultado encontrado en las tricapas TV.

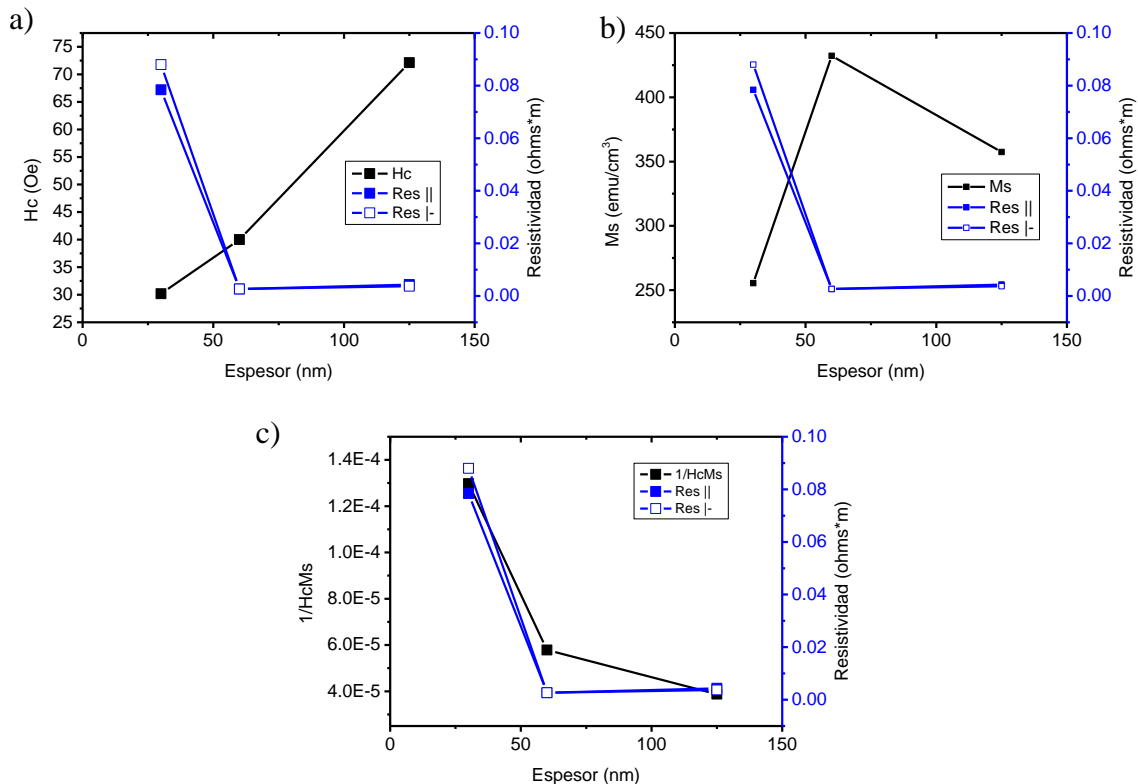


Figura 86. Relación de propiedades magnéticas y eléctricas en tricapas VITROVAC/Oro/Níquel. a) Campo coercitivo H_c y resistividad vs espesor VITROVAC sobre el sustrato; b) Magnetización de saturación M_s y resistividad vs espesor de VITROVAC sobre el sustrato; y c) $1/(H_c M_s)$ y resistividad vs espesor de VITROVAC sobre el sustrato.

3.4. Magnetorresistencia

En esta sección se presentan los principales resultados de la caracterización de magnetorresistencia en configuración de geometría de corriente en el plano, conocida como CIP para las muestras monocapas y tricapas, en donde sólo fue posible medir magnetorresistencia en los patrones de la monocapa de VITROVAC MV 31, MV 250, en los patrones monocapa de níquel MN 30 y en los patrones de las tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC TV 30, TV 125, y en los patrones de las tricapas VITROVAC/Oro/Níquel TN 30, TN60 y TN 125.

La caracterización de magnetorresistencia realizada permite establecer las diferencias del transporte magnetoeléctrico dependiendo el tipo de multicapa y el ancho de patrón, para establecer una correlación entre las propiedades magnéticas, eléctricas y su transporte magnetoeléctrico, donde se presentan los principales resultados en el siguiente orden:

1. VITROVAC/Oro/VITROVAC
2. VITROVAC/Oro/Permalloy
3. VITROVAC/Oro/Níquel

3.4.1. Magnetorresistencia en monocapas VITROVAC, tricapas VITROVAC /Oro/ VITROVAC y sus patrones

A continuación, en la Figura 87 se presenta la magnetorresistencia encontrada para patrón monocapa de VITROVAC MV 31 de 0.4 mm de ancho, que es la única muestra donde se encontró indicios de magnetorresistencia, esta medición usa la dirección longitudinal de la muestra como referencia para establecer las direcciones paralela y perpendicular respecto a la corriente eléctrica. En la Figura 87a se observan pequeños cambios en la resistencia al variar el campo magnético para valores menores a su campo coercitivo, sin embargo, no se percibe una tendencia de incremento o decremento. Por otra parte, en la Figura 87b se observa el comportamiento típico de la magnetorresistencia anisótropa en configuración de corriente y campo eléctrico perpendicular, donde la resistencia tiende a disminuir. Es importante mencionar que en las monocapas de VITROVAC no se esperaba encontrar magnetorresistencia anisótropa, ya que es un material de baja anisotropía que además pierde su anisotropía magnetoelástica en la dirección longitudinal de enrollamiento de la cinta al ser depositado mediante sputtering y en el caso de las películas su principal fuente de anisotropía está relacionada con la geometría, sin embargo, a pesar no ser el patrón de menor anchura, fue el único donde fue posible medir magnetorresistencia, posiblemente relacionado con la rugosidad del sustrato, por otra parte, de acuerdo con la referencia [59] el VITROVAC presenta magnetorresistencia positiva cuando corriente y campo magnético son paralelos y negativa cuando la corriente y el campo magnético son perpendiculares, además el cambio

es mayor para la dirección perpendicular, lo cual indica que debido a la anisotropía de forma se ha conseguido magnetorresistencia anisótropa debido a la geometría de la película.

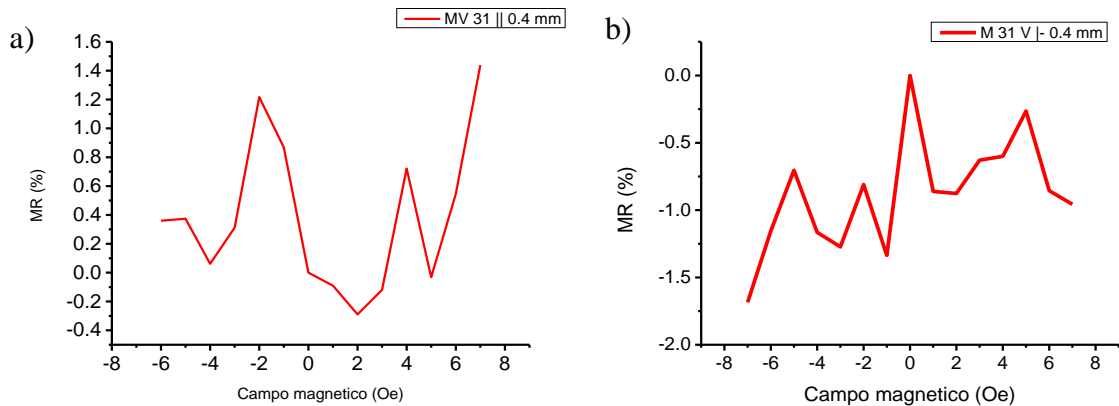


Figura 87. Magnetorresistencia del patrón monocapa de VITROVAC MV 31 con 0.4 mm de ancho. a) Magnetorresistencia en configuración I paralela respecto H. b) Magnetorresistencia en configuración I perpendicular respecto H.

Las gráficas de la Figura 88 muestran la magnetorresistencia encontrada para el patrón monocapa de VITROVAC MV 250 de 0.1 mm de ancho. En la imagen a) se muestra la configuración de corriente eléctrica y campo magnético paralelos, donde se observa una tendencia decreciente de la magnetorresistencia al aplicar campo magnético, lo cual no corresponde con magnetorresistencia anisótropa. En el caso de las gráficas de la Figura 88b, que presenta la magnetorresistencia en configuración de corriente perpendicular al campo magnético, se observa una tendencia decreciente de la magnetorresistencia al aplicar campo magnético, lo cual coincide con lo esperado para magnetorresistencia anisótropa, donde el cambio máximo es de 0.8 %.

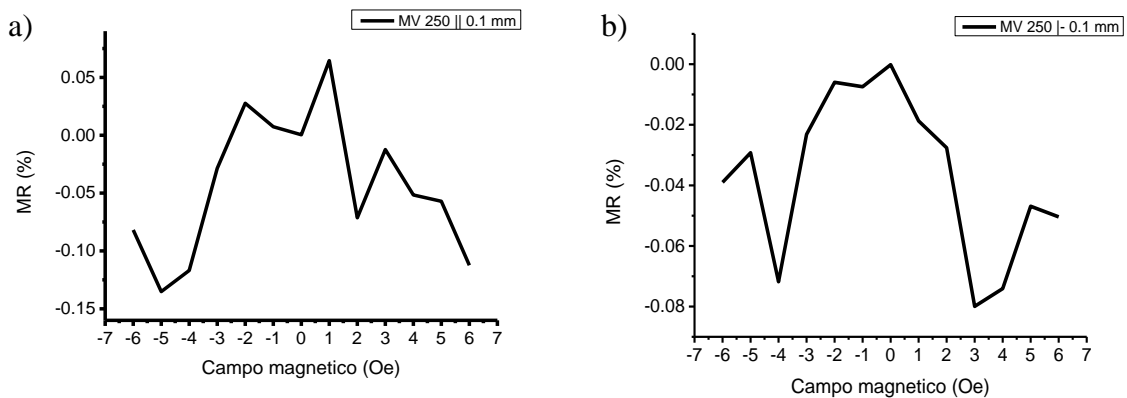


Figura 88. Magnetorresistencia del patrón monocapa MV250 de 0.1 mm de ancho. a) Magnetorresistencia en configuración I paralela respecto H. Magnetorresistencia en configuración I perpendicular respecto H.

En general el comportamiento de la magnetorresistencia presentado por las películas monocapa de VITROVAC medidas a temperatura ambiente no se esperaba encontrar magnetorresistencia anisótropa a campos menores de a su campo coercitivo, sin embargo, mediante la modificación de la geometría, se modificó la anisotropía magnética de las

películas y fue posible obtener pequeños cambios en la magnetorresistencia, en donde la magnetorresistencia del patrón monocapa MV 31 de 0.4 mm de ancho y el patrón monocapa MV 250 de 0.1 mm de ancho, medidos en dirección paralela la forma de la gráfica de la magnetorresistencia sugiere que el fenómeno no es originado por anisotropía anisótropa, por lo que podría tener origen la orientación de la estructura de dominios y sus paredes.

En la Figura 89 y Figura 90 se presentan las gráficas de magnetorresistencia de los patrones tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC TV 30 de 0.8 mm de ancho en configuración paralela y el patrón de 0.4 mm de ancho en configuración perpendicular, respectivamente. En ambas gráficas, se aprecia que la magnetorresistencia decrece al incrementar el campo magnético y a diferencia de lo observado en la monocapa, el fenómeno observado concierne a la dispersión electrónica dependiente del espín, lo cual sucede debido a que la geometría del patrón ha incrementado la diferencia en la magnetización relativa entre las películas, además, a pesar de tener el mismo espesor la película superior e inferior de VITROVAC, debido a las interfases vidrio-VITROVAC y oro-VITROVAC y la pequeña magnetostricción, la anisotropía de ambas películas es distinta, permitiendo un pequeño fenómeno de magnetorresistencia a temperatura ambiente y a muy bajo campo magnético, donde el resultado en ambos casos indica que el acoplamiento magnético entre las películas es antiparalelo o antiferromagnético.

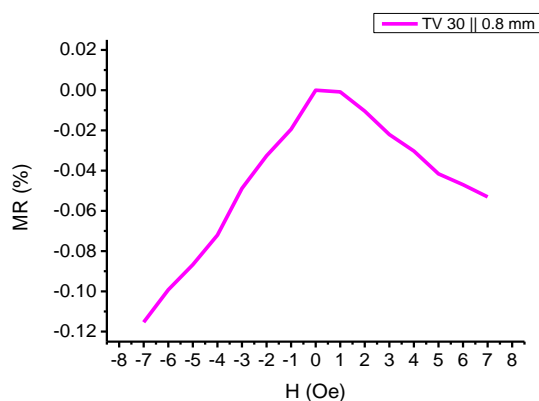


Figura 89. Magnetorresistencia del patrón tricapa TV 30 de 0.8 mm de ancho con campo magnético y corriente eléctrica paralelos.

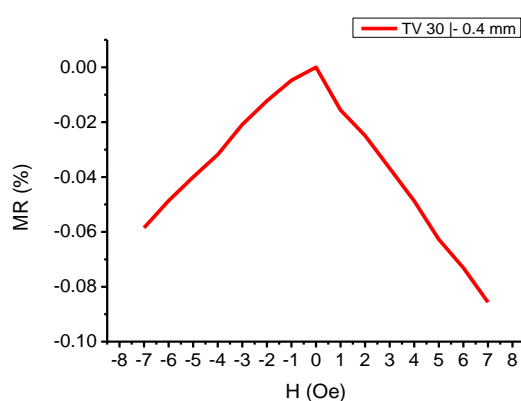


Figura 90. Magnetorresistencia del patrón tricapa TV 30 de 0.4 mm de ancho con campo magnético y corriente eléctrica perpendiculares

La Figura 91 presenta la gráfica magnetorresistencia del patrón tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC TV 125 de 0.4 mm de ancho en configuración de corriente y campo magnético perpendicular, la cual muestra que la resistencia disminuye al aplicar un campo magnético de 4 Oe y alcanza un cambio de 1%, lo cual para una tricapa o comúnmente llamado sándwich, medido a temperatura ambiente es un resultado importante, considerando que en tricapas del tipo Fe/Cr/Fe se reporta un máximo de 1.5% a campos de 1.4 kOe [60].

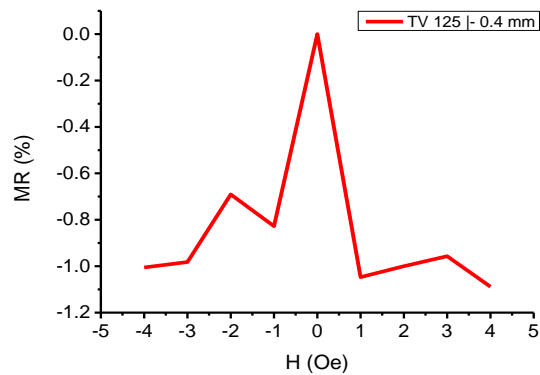


Figura 91. Magnetorresistencia en patrón tricapa TV 125 de 0.4 mm de ancho en configuración corriente y campo magnético perpendicular.

Es importante destacar, que el fenómeno de magnetorresistencia únicamente se encontró en las monocapas de VITROVAC MV 30 y MV 250, donde los resultados que corresponden a magnetorresistencia anisótropa de la monocapa MV 30 en configuración perpendicular es comparable con la obtenida para la tricapa TV 125, sin embargo, es un resultado que puede confundirse con ruido, ya que al magnetizar la muestra tiende a observarse variaciones en la resistencia como se aprecia en la Figura 87, además al ser un fenómeno dependiente de la anisotropía, no puede ser escalado como sucede en las multicapas.

3.4.2. Magnetorresistencia en monocapa de Permalloy MP 30, tricapas VITROVAC/ Oro/ Permalloy y sus patrones

En este apartado se presentan los resultados de magnetorresistencia de las monocapas de Permalloy MP30, que en relación a los otros sistemas muestra mayor conductividad, derivado de su estructura, por otra parte en la literatura se ha reportado cambios en la magnetorresistencia del Permalloy de hasta 30% a temperaturas de 20 K en el caso de monocristales, sin embargo, a temperatura ambiente tanto para Permalloy como Níquel la magnetorresistencia reportada es de entre 2% y 4% para muestras cristalinas en materiales en bulto o láminas [61, 62]. Sin embargo, como se presentará a continuación mediante las condiciones de depósito y la medición a temperatura ambiente, fue el único sistema en el cual no se logró medir magnetorresistencia.

En la Figura 92 se presentan los resultados de la magnetorresistencia medida para la monocapa de permalloy MP 30 y su patrón de 0.1 mm de ancho, en donde en imagen a) se muestra la magnetorresistencia medida en configuración de corriente y campo magnético paralelos, mientras que en b) se presentan los resultados correspondientes a la configuración de corriente y campo magnético perpendiculares, en ambos casos se observa que la magnetorresistencia además de presentar valores menores a 0.3% de cambio, se puede

observar que no es simétrica y tampoco se obtuvieron resultados repetibles. Por otra parte, se sabe que el patrón incrementa la anisotropía ya que la gráfica en azul representa la medición de la monocapa sin grabar, que en ambas direcciones permanece prácticamente sin cambios, mientras la gráfica en color negro muestra la magnetorresistencia del patrón de 0.1 mm de ancho que, a pesar de no obtener el comportamiento clásico de la magnetorresistencia anisótropa, se observan cambios de mayor magnitud, sugiriendo que la forma incrementa su anisotropía.

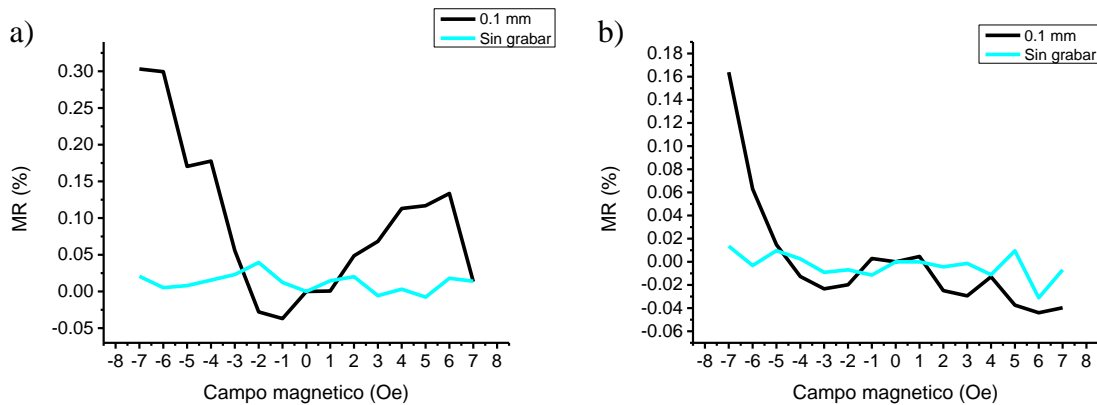


Figura 92. Magnetorresistencia de monocapa de permalloy MP30 depositadas sobre vidrio. a) Magnetorresistencia en configuración I paralela a H. b) Magnetorresistencia en configuración I perpendicular H.

En la Figura 93 se presentan los gráficos correspondientes a la respuesta de la magnetorresistencia de los patrones tricapa VITROVAC/Oro/Permalloy TP 125, donde en la imagen a) se presenta la gráfica correspondiente a la configuración de corriente y campo magnético paralelos, y en b) corriente y campo magnético perpendiculares. En ambas figuras se observa que el mayor cambio en la magnetorresistencia esta alrededor de 0.01%, sin embargo, no se observa un aumento o disminución de la magnetorresistencia constante, lo que sugiere que los cambios medidos están dentro del ruido obtenido durante la medición. De los resultados obtenidos de la caracterización estructural, se observó que la superficie de Permalloy es cristalina, sin embargo, la estequiometría de la aleación está diseñada para tener anisotropía magnetocristalina cercana a cero, por otra parte, las características magnéticas de VITROVAC y permalloy son similares, en cuanto a campo coercitivo y magnetización de saturación, sin embargo una diferencia importante es que el permalloy80 se considera un material con magnetostricción igual a cero, por lo que los esfuerzos mecánicos no incrementan la anisotropía en permalloy, esto quiere decir, que la principal fuente de anisotropía magnética para el permalloy es la de forma, mientras que el VITROVAC influyen los esfuerzos mecánicos en la interfaz con el vidrio, lo cual hace suponer que el acoplamiento entre películas ferromagnéticas es paralela o ferromagnética y ya que ambos poseen campos coercitivos similares, ambas películas se magnetizan casi en la misma dirección, por lo que no existe magnetorresistencia dependiente de la orientación relativa de las películas ferromagnéticas.

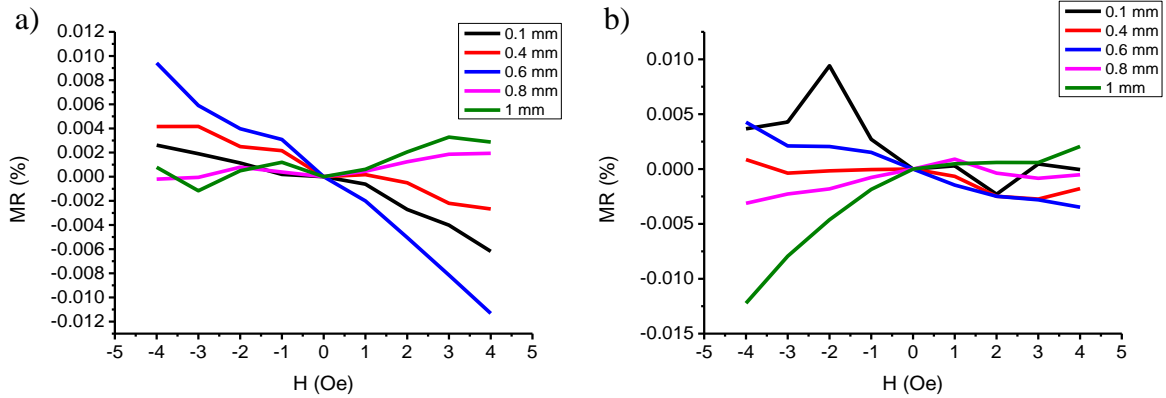


Figura 93. Magnetorresistencia en patrones tricapas VITROVAC/Oro/Permalloy TP 125. a) Magnetorresistencia con corriente eléctrica y campo magnético paralelos. b) Magnetorresistencia con corriente eléctrica y campo magnético perpendiculares.

3.4.3. Magnetorresistencia en monocapa de níquel MN 30, tricapas VITROVAC/Oro/Níquel y sus patrones

En las gráficas presentadas en la Figura 94 se presentan los resultados de la magnetorresistencia de la película monocapa de níquel MN30 depositada sobre vidrio y su patrón de 0.1 mm de ancho para la configuración de corriente y campo magnético paralelo, así como la configuración de corriente y campo magnético perpendicular mostradas en la imagen a) y b), respectivamente. En la Figura 94a se aprecia que el comportamiento de ambas gráficas no presenta una tendencia clara de incremento en la resistencia, por lo que se puede suponer que se encuentra en el punto de máxima resistencia. En el caso de los resultados de la Figura 94b, el comportamiento de la magnetorresistencia del patrón de 0.1 mm presenta el típico comportamiento de la magnetorresistencia anisótropa con un cambio máximo de 6 %. Por otra parte, la respuesta de magnetorresistencia de la monocapa sin grabar se observa sin cambios, siendo un resultado esperado ya que de acuerdo con lo observado en las micrografías de MFA de la Figura 53, el depósito por sputtering sobre vidrio dificulta la formación de cristales disminuyendo la anisotropía magnetocristalina, razón por la cual no se observa magnetorresistencia anisótropa.

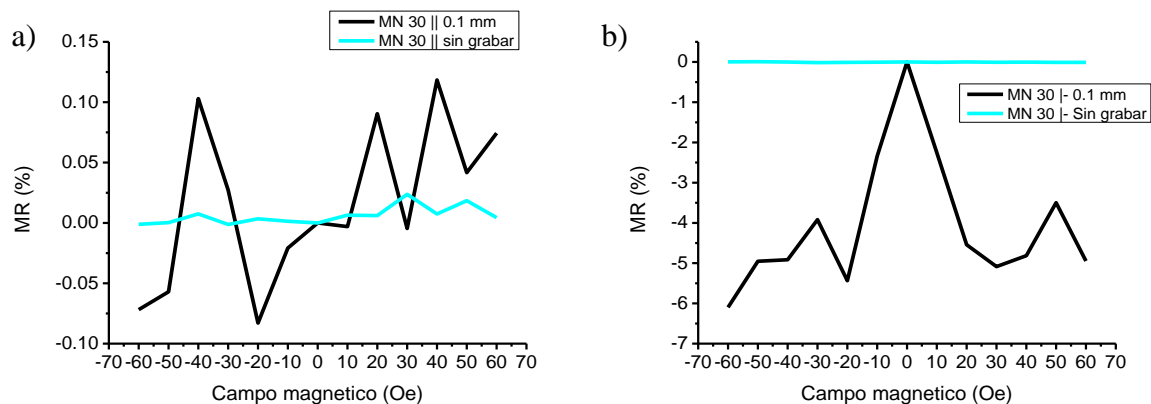


Figura 94. Magnetorresistencia de monocapa de níquel MN30 y su patrón de 0.1 mm de ancho. a) Magnetorresistencia en configuración de corriente y campo magnético paralelos. b) Magnetorresistencia en configuración de corriente y campo magnético perpendiculares.

En la Figura 95 se presentan las gráficas de la magnetorresistencia de los patrones de la tricapa VITROVAC/Oro/Níquel TN 30 con ancho de 0.1 mm y 0.8 mm en configuración de corriente y campo magnético perpendiculares, en donde se aprecia que la resistencia disminuye en función del campo magnético, con lo que se sabe que el acoplamiento magnético entre las películas ferromagnéticas es antiparalelo. Es importante mencionar que la magnetorresistencia anisótropa del patrón monocapa de 0.1 mm de ancho no se conserva en la tricapa, debido a que las propiedades estructurales se ven modificadas por la superficie sobre la que se deposita el níquel, obteniendo una estructura cristalina en las tricapas TN (ver Figura 56) heredada por la película de oro, por lo que el eje de fácil magnetización sería principalmente dependiente de la orientación de los cristales y en segundo término de la geometría de la tricapa, como se observa en el ciclo de histéresis de la Figura 68 en donde los cambios en la anisotropía del patrón debido a su geometría son pequeños cuando se comparan con la muestra sin grabar.

Debido al comportamiento de las gráficas de la Figura 95, se sabe que la magnetorresistencia obtenida es dependiente de la orientación de la magnetización entre las películas magnéticas y a diferencia de los resultados obtenidos en la tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC TV 30, se observan menores cambios en la magnetorresistencia a pesar de emplear un campo magnético de mayor intensidad, lo que está relacionado con lo observado en la caracterización magnética del patrón tricapa VITROVAC/Oro/Níquel TN 30 en donde la modificación de la forma no influye significativamente en la anisotropía de la película (ver Figura 68), aunque si es suficiente para observar el fenómeno de magnetorresistencia.

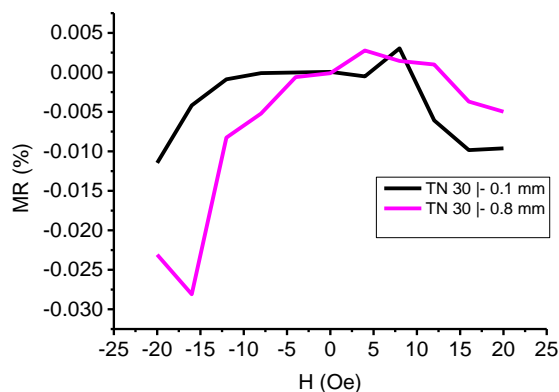


Figura 95. Magnetorresistencia de los patrones tricapa TN 30 de 0.1 mm y 0.8 mm de ancho en configuración de corriente y campo magnético perpendicular.

En la Figura 96 se presentan los gráficos correspondientes a la magnetorresistencia de los patrones tricapa VITROVAC/Oro/Níquel TN 60 de 1 mm, 0.8 mm y 0.6 mm de ancho, en la configuración de corriente y campo magnético perpendicular. En las tres gráficas se observa un comportamiento decreciente en función del campo magnético, indicando un acoplamiento magnético antiferromagnético, sin embargo, el efecto de magnetorresistencia parece desvanecerse al disminuir el ancho del patrón, el cual pasa de un cambio máximo de 0.5 % en el patrón de 1 mm a un cambio menor a 0.1 %, para los anchos del patrón de 0.6mm y 0.8mm.

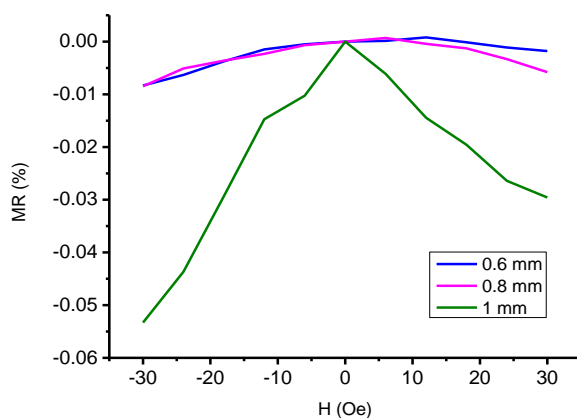


Figura 96. Magnetorresistencia en patrones tricapa VITROVAC/Oro/Níquel TN 60 de ancho 0.6 mm, 0.8 mm y 1 mm con corriente eléctrica y campo magnético perpendiculares.

En la Figura 97 se presenta la gráfica de magnetorresistencia del patrón tricapa TN 125 con 0.6 mm de ancho, la cual corresponde con una alineación paralela entre corriente eléctrica y campo magnético aplicado, indicando que el acoplamiento entre películas ferromagnéticas es antiparalelo debido al decremento de la resistencia en función del campo magnético.

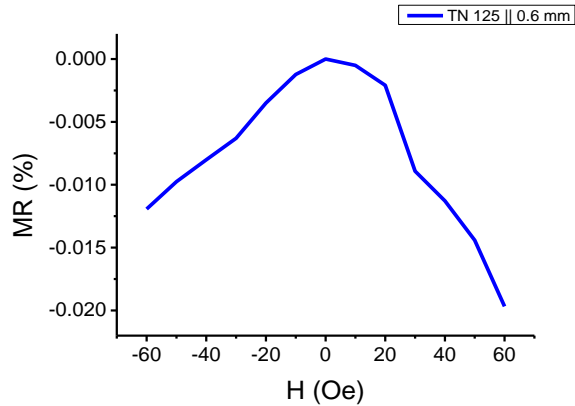


Figura 97. Magnetorresistencia del patrón tricapa VITROVAC/Oro/Níquel TN 125 de 0.6 mm de ancho con corriente eléctrica y campo magnético paralelos.

Discusión de resultados de magnetorresistencia

En esta sección se presentaron los resultados de las magnetorresistencias medidas para las monocapas y tricapas, las cuales fueron posibles medir únicamente en los patrones, que corresponde con magnetorresistencia anisótropa en las monocapas y magnetorresistencia debida a la dispersión de espín generada por la diferencia en la dirección de magnetización entre las películas ferromagnéticas, donde la respuesta decreciente de la resistencia en función del campo magnético aplicado, corresponde con un acoplamiento antiparalelo, que a diferencia del acoplamiento de intercambio entre películas ferromagnéticas usualmente propuesto en el estudio de magnetorresistencia gigante, no coincide con el estudiado en este trabajo.

El estudio del acoplamiento antiferromagnético usualmente se hace en función de los espesores de las películas ferromagnéticas y el espesor del espaciador no magnético, calculando la fuerza de acoplamiento de intercambio empleando modelos como el propuesto por P. Bruno [63]; sin embargo, los resultados de este trabajo sugieren que el acoplamiento que produce la magnetorresistencia en las tricapas estudiadas es de origen dipolar y no de intercambio. En los trabajos que fundamentaron la ingeniería del acoplamiento de intercambio y dieron origen al fenómeno de magnetorresistencia gigante, se observa que la fuerza del acoplamiento de intercambio J (ver ecuación (1.7.6) es una función oscilatoria que decae en función del espesor del espaciador y del espesor de las películas ferromagnéticas, por lo que sus espesores generalmente son menores a 30 Å, donde emplean metales ferromagnéticos cristalinos, alcanzando cambios en la resistencia mayores al 150% a campos de saturación alrededor de 20 kOe en configuración de corriente perpendicular al plano a temperaturas de 4 K de temperatura [64] y 15% para la configuración de corriente en el plano a temperatura ambiente con campos magnéticos de 8 kOe [65], resultados que requieren superestructuras con arreglos periódicos multicapa entre 50 y 100 repeticiones. En el caso de estructuras tricapa la magnetorresistencia alcanza valores de 1.5% a temperatura ambiente,

mientras que en este trabajo se obtuvo un cambio máximo de 1% a temperatura ambiente para el patrón tricapa TV 125 de 0.4 mm de ancho en configuración de corriente y campo magnética perpendicular. De acuerdo con lo propuesto por Camley y Barnas [60] la magnetorresistencia en configuración de corriente en el plano depende de la razón del espesor de las películas y el camino medio libre, por lo que los espesores del sistema no exceden algunos nanómetros [66], lo cual contrasta con los sistemas estudiados que poseen espesores máximos de hasta 160 nm además de estar constituidos por un material de fase amorfa los cuales presentan un camino medio libre menor en comparación con sus contrapartes cristalinas.

Los sistemas tricapas presentados poseen diferentes fuentes de anisotropía, características estructurales y por lo tanto diferentes propiedades magnéticas y eléctricas, las cuales resultan en las magnetorresistencias que se obtuvieron, en primer lugar, el material ferromagnético depositado sobre el sustrato de vidrio es un material amorfo con magnetostricción cercana a cero y negativa, sin embargo, los resultados observados en las monocapas y tricapas mediante la caracterización de los ciclos de histéresis revelan que el VITROVAC presenta anisotropía magnética debido a los esfuerzos con la interfaz y que es dependiente del espesor, resultado que ya ha sido observado en otras aleaciones amorfas de cobalto [67], esto genera que las películas de VITROVAC posean diferentes direcciones de anisotropía debidas a las interfaces, especialmente cuando se realizan los patrones, ya que como muestran los resultados de la Figura 64 y la Figura 66, la anisotropía magnetoelástica es predominante en la monocapa MN 31, mientras que en las tricapa TV30 se observa un cambio en la anisotropía debido a la geometría del patrón, indicando que la película superior es más susceptible a la anisotropía de forma. Por otra parte, en los sistemas tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC se observó una correlación entre la resistividad y el inverso de la anisotropía, lo cual indica que el acoplamiento entre las tricapas además de estar correlacionado con la anisotropía magnética también está correlacionado con su acoplamiento dipolar, razón por la el patrón tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC TV 125 presenta mayor magnetorresistencia respecto el patrón tricapa TV 30, lo cual se observa también en los ciclos de histéresis normalizados de la Figura 59a, en donde a mayor espesor de la tricapa, más se aleja del comportamiento uniaxial, un comportamiento que también se presenta en la magnetorresistencia debida al intercambio, lo que indica que el ángulo de la magnetización entre las películas ferromagnéticas es mayor, sin embargo, en ese caso el fenómeno es dependiente de los espesores, mientras que en las tricapas estudiadas, el fenómeno depende de la dirección de la anisotropía de forma y la anisotropía magnetoelástica debida a las interfaces.

Particularmente entre VITROVAC 6030 y Permalloy80 los cuales se emplearon en la construcción de las estructuras tricapa, en términos de sus propiedades magnéticas como son el campo coercitivo y su magnetización de saturación, son similares, ambos carecen de anisotropía magnetocristalina, sin embargo, el permalloy es una aleación con menor magnetostricción que el VITROVAC; en ambos casos se ha reportado que su estructura de dominios es del tipo “strip” o bandas [68, 69], sin embargo, no se observó magnetorresistencia correspondiente a un acoplamiento antiferromagnético o ferromagnético

en las tricapas VITROVAC/Oro/Permalloy, ni en sus patrones, aunque si se observan oscilaciones en la resistencia al modificar al exponer las tricapas a un campo magnético, resultado que indica que al modificar la magnetización del sistema existe dispersión asociada al movimiento de las paredes de dominios.

Por último, las tricapas VITROVAC/Oro/Níquel son las que muestran magnetorresistencia en los tres espesores, pero de menor magnitud respecto las tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC, esto es un comportamiento esperado ya que la anisotropía magnetocristalina del níquel es la predominante como se observó en la Figura 61 y Figura 68, por lo que la diferencia en la dirección de magnetización entre las películas ferromagnéticas es menor. Una similitud importante con la tricapa de VITROVAC/Oro/VITROVAC, es que el comportamiento eléctrico también se correlaciona inversamente con la anisotropía, algo que en los sistemas observados parece ser un requisito para obtener magnetorresistencia, además, la estructura de dominios de las películas de níquel también se han reportado que tiene forma de strips [70], una estructura que es conveniente para la dispersión generada por paredes de dominios [71] y que en este caso explicaría el hecho de que las tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC exhiben mayor magnetorresistencia que las tricapas VITROVAC/Oro/Níquel, ya que las primeras poseen paredes más anchas.

4. Conclusiones

En este trabajo se estudiaron monocapas de **VITROVAC 6030 con 4 espesores diferentes**, además, se estudiaron tres estructuras tricapas compuestas por **VITROVAC/Oro/VITROVAC**, **VITROVAC/Oro/Permalloy** y **VITROVAC/Oro/Níquel**, en donde se varió el espesor de VITROVAC sobre el substrato con tres diferentes espesores, posteriormente, mediante un proceso de fotolitografía se grabaron 5 patrones en forma de línea, con cinco diferentes anchos. Lo anterior, permitió estudiar y comparar sus propiedades magnéticas, eléctricas y de transporte magnetoeléctrico, en función del espesor del VITROVAC depositado sobre el substrato y del ancho del patrón.

Todas las películas y estructuras se obtuvieron mediante la técnica de **magnetron sputtering**, depositados sobre un portaobjetos de microscopio de vidrio como substrato, con este método de depósito **se mantiene la fase amorfa del VITROVAC**. Por otra parte, **el depósito de permalloy y níquel presenta un cambio importante en su microestructura cuando es depositado sobre el substrato de vidrio o sobre la película de oro, observándose una microestructura definida cuando se deposita sobre oro**: granos definidos y una distribución de tamaño de grano angosta, con tamaños de alrededor de 80 nm para permalloy y 70 nm para níquel, resultados obtenidos con las micrografías AFM, mientras que, al ser depositado sobre vidrio, no se observa una microestructura definida ni granos definidos en las micrografías AFM, además, se define mejor la microestructura en permalloy que en níquel.

Entre los principales resultados obtenidos, se encuentra que **el sistema magnéticamente más suave son las tricapas de VITROVAC/Oro/Permalloy, que también resultan en la menor resistividad de las tres estructuras tricapa**, derivado de sus características estructurales y a una mayor tendencia a la cristalización en comparación con el níquel, al ser depositada sobre oro, sin embargo, no fue posible medir magnetorresistencia en esta estructura tricapa, a pesar de que el permalloy es ampliamente conocido por sus aplicaciones en sensores magnetorresistivos.

En las tricapas conformadas por VITROVAC/Oro/VITROVAC y VITROVAC/Oro/Níquel se obtuvieron algunas condiciones donde se observó un pequeño fenómeno de magnetorresistencia, a campos magnéticos entre 8 Oe y 60 Oe, respectivamente, lo cual es un resultado importante ya que usualmente las magnetorresistencias reportadas se encuentran alrededor de los kOe, sugiriendo que son tricapas candidatas a investigaciones más profundas para incrementar la magnitud del fenómeno.

La caracterización magnética de las monocapas de VITROVAC, revela que existen esfuerzos mecánicos generados en la interfaz vidrio-VITROVAC lo cual genera anisotropía magnetoelástica, también observada en la cinta de VITROVAC que es producto del método de fabricación. Estos esfuerzos tienden a disminuir con el incremento de espesor del VITROVAC, por otra parte, se observa una mayor magnetización de saturación con el

incremento de espesor, sugiriendo que la rugosidad, los esfuerzos mecánicos y la interfaz vidrio-VITROVAC, que no es del tipo metálico, están relacionados con la pérdida del momento magnético.

En la caracterización magnética de las monocapas de VITROVAC y de las estructuras tricapa depositadas, se encontró que el eje de fácil magnetización se mantiene dentro del plano.

De la caracterización magnética de las tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC y VITROVAC/Oro/Permalloy, es posible concluir que hay una mayor tendencia a la anisotropía uniaxial a menor espesor, presentando un comportamiento opuesto al exhibido por las monocapas, esto indica que existe un acoplamiento magnético entre las películas ferromagnéticas, lo cual genera una competencia de anisotropía entre la película inferior y la superior, que depende de la rugosidad del sustrato y la orientación de la estructura cristalina de la película de oro. Por su parte, en las tricapas VITROVAC/Oro/Níquel, se observa que la anisotropía magnetocristalina del níquel es predominante, por lo que presentan un incremento en el campo coercitivo con el espesor, sugiriendo una competencia entre las anisotropías magnetocristalina y la de forma.

Al comparar los resultados de la caracterización de anisotropía magnética de la monocapa de VITROVAC MV31, la tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC TV30 y la tricapa VITROVAC/Oro/Níquel TN 30 con sus patrones de 0.4 mm de ancho, se observa un incremento en la magnetización de saturación y el campo coercitivo, lo cual por una parte parece estar asociado al tratamiento térmico durante el proceso de fotolitografía, que relaja los esfuerzos en las interfaces, y por otra parte, los cambios en campo coercitivo también están asociados al incremento en la anisotropía magnética de forma, debido a la geometría del patrón.

La caracterización eléctrica de la cinta de VITROVAC revela que la anisotropía magnetoelástica está correlacionada con anisotropía eléctrica, un resultado que se mantiene en las películas monocapa y las estructuras tricapa, sin embargo, la dirección no se mantiene constante debido al hecho de que el sustrato no presenta defectos en la mismas direcciones, de modo que, a menor espesor, la anisotropía eléctrica es mayor, lo cual coincide con la relajación de los esfuerzos mecánicos al incrementar el espesor de VITROVAC.

Al comparar las propiedades eléctricas y magnéticas, se estableció que la resistividad de las tricapas VITROVAC/Oro/VITROVAC y VITROVAC/Oro/Níquel están inversamente relacionadas con el producto $H_c M_s$, lo cual indica que existe una correlación inversa con la constante de anisotropía de las tricapas y las diferencias en el comportamiento se deben al factor de desmagnetización y la rugosidad. Por su parte, la resistividad de las tricapas VITROVAC/Oro/Permalloy, esta correlacionada con la longitud de intercambio, indicando que se relaciona con el acoplamiento dipolar de la tricapa.

Algunos patrones tricapa VITROVAC/Oro/VITROVAC y VITROVAC/Oro/Níquel, mostraron una disminución de la resistencia en presencia de un campo magnético aplicado

(magnetorresistencia negativa), lo que corresponde con un acoplamiento antiferromagnético, originado por una interacción dipolar entre las películas ferromagnéticas, por lo que la dispersión dependiente del espín es generada por la estructura de dominio y sus paredes, siendo necesario aparentemente que la resistividad este correlacionada con el inverso del producto $H_c M_s$, en las estructuras estudiadas.

El máximo valor obtenido de magnetorresistencia en este estudio se encontró para el patrón tricapa VITROVAC 125nm/Oro 5nm /VITROVAC 31.25 nm de 0.4 mm de ancho, en configuración de corriente en el eje longitudinal del patrón y el campo magnético perpendicular dentro del plano, el cual mostró un cambio en la magnetorresistencia de 1%, un valor que se acerca a tricapas acopladas mediante interacción de intercambio, con la ventaja de que en este trabajo únicamente fue necesario maximizar la anisotropía de forma y aplicar 4 Oe de campo magnético.

Es importante resaltar que la magnetorresistencia medida en este trabajo, se obtuvo bajo condiciones distintas a las usualmente reportadas en multicapas metálicas conocidas como magnetorresistencia gigante, en primer lugar se utilizaron portaobjetos de microscopio de vidrio, los cuales presentan alta rugosidad; segundo, el principal elemento de las estructuras tricapa depositadas es VITROVAC, una aleación base cobalto de fase amorfa, siendo una diferencia importante con los experimentos de magnetorresistencia gigante, donde usualmente se emplean materiales cristalinos; y último, los espesores empleados de las películas en los sistemas tricapas, indican que la interacción entre las películas ferromagnéticas no es de intercambio, más bien corresponde a un acoplamiento dipolar, por lo que el mecanismo, de magnetorresistencia está relacionado con la dispersión de espín debida a la estructura de dominios y sus paredes, fenómenos que han sido estudiados desde 1996 en películas delgadas y materiales en bulto [72, 73, 74], pero en materiales ferromagnéticos metálicos cristalinos.

4.1. Trabajo a futuro

Hasta el momento se han estudiado propiedades estructurales, el comportamiento magnético, el transporte eléctrico y el transporte magnetoeléctrico, sin embargo, el trabajo requiere mayor investigación para mejorar el control de los fenómenos de magnetotransporte y de esta forma diseñar aplicaciones tanto en campo de la espintrónica, como en el de sensores.

El primer punto que mejorar se relaciona con los esfuerzos magnetoelásticos de la película de VITROVAC con el sustrato de vidrio, ya que se usaron portaobjetos de microscopio comunes como sustratos, los cuales poseen una rugosidad alta que no es homogénea en todas las direcciones, por lo que se propone trabajar con sustratos de rugosidad de 2 nm, ya que los esfuerzos magnetoelásticos con el sustrato, modifican el eje de la anisotropía magnética. En el mismo sentido, se requiere hacer pruebas con sustratos cristalinos o en su

defecto, depositar un material cristalino previo al depósito de VITROVAC y de esta forma analizar la diferencia de la contribución de los esfuerzos magnetoelásticos en un sustrato cristalino respecto uno de fase amorfa, ya que la interfaz del VITROVAC sobre estas dos superficies es distinta. Posterior a estos estudios se puede dar tratamiento térmico al sustrato para generar esfuerzos controlados en magnitud y dirección, lo que permitiría controlar la dirección de los esfuerzos magnetoelásticos del VITROVAC sobre el sustrato.

La segunda parte por mejorar es el proceso de fotolitografía empleado, ya que esto permite controlar la anisotropía de forma de las estructuras estudiadas. Por el momento, el proyecto estuvo limitado a la resolución de una impresora láser, por lo que la máxima resolución que se alcanzó fue de 100 μm . En este sentido es importante alcanzar mayor resolución ya que esto permitiría diseñar dispositivos a microescala, además de permitir un mayor control sobre la anisotropía de forma.

Para las tricapas VITROVAC/Oro/Permalloy y VITROVAC/Oro/Níquel, es necesario conocer y controlar la dirección de crecimiento de la estructura cristalina, ya que principalmente en las tricapas VITROVAC/Oro/Níquel se observó que la anisotropía magnetocristalina es la anisotropía predominante, por lo que conocer la dirección del eje de anisotropía es un requisito necesario para incrementar la magnitud de la magnetorresistencia.

Con referencia al fenómeno de magnetorresistencia observado en las estructuras estudiadas, que es dependiente del acoplamiento dipolar, la dispersión generada por la estructura de dominios y las paredes de dominios; es necesario proponer un modelo que describa el comportamiento del acoplamiento y el magnetotransporte en sistemas multicapa que incluyan metales ferromagnéticos amorfos.

Durante el octavo semestre se programó una estancia en el ITEFI en Madrid, España, bajo la supervisión del Dr. Daniel Matatagui Cruz, donde se pretendía estudiar el bombeo de espín mediante estudio de la resonancia ferromagnética y la excitación de fonones/magnones, empleando ondas acústicas de superficie. Esta investigación quedó pendiente debido a la pandemia por COVID-19, siendo importante retomar la investigación en esta línea, ya que las aplicaciones en espintrónica están relacionadas con el bombeo de espín y su detección; los resultados de esta línea de investigación servirían en el diseño de aplicaciones de las estructuras multicapa estudiadas en este trabajo de doctorado.

Referencias

- [1] N. A. Spalding, *Magnetic Materials Fundamentals and Applications*, New York: Cambridge University Press, 2010.
- [2] B. D. Cullity y C. D. Graham, *Introduction to Magnetic Materials*, USA: Wiley, 2009.
- [3] S. Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism*, New York: Oxford University Press, 1997.
- [4] R. C. O'Handley, *Modern Magnetic Materials Principles and Applications*, New York: John Wiley & Sons, Inc., 2000.
- [5] J. D. Coey, *Magnetism and Magnetic Materials*, New York: Cambridge University Press, 2009.
- [6] C. G. Stefanita, *Magnetism Basics and Applications*, Massachusetts, USA.: Springer, 2012.
- [7] G. Herzer, «The Random Anisotropy Model A Critical Review And Update,» *NATO Science Series II: Mathematics, Physics and Chemistry*, vol. 184, pp. 15-34, 2005.
- [8] M. Getzlaff, *Fundamentals of Magnetism*, New York: Springer, 2008.
- [9] D. Jiles, *Introduction to Magnetism and Magnetic Materials*, Iowa: Springer-Science+Business Media, B. V., 1991.
- [10] J. Stöhr y H. C. Siegmann., *Magnetism: From Fundamentals to Nanoscale Dynamics*, Springer, 2006.
- [11] C. Tannous y J. Gieraltowski, «The Stoner-Wohlfart model of ferromagnetism,» *European Journal of Physics*, vol. 29, nº 3, pp. 475-487, 2008.
- [12] W. D. Callister, *Introducción a la Ciencia e Ingeniería de los Materiales*, vol. 1, Barcelona: Reverté, S. A., 2007.
- [13] M. Razeghi, *Fundamentals of Solid State Engineering*, New York: Kluwer Academic Publishers, 2002.
- [14] [En línea]. Available: <http://www.vacuumschmelze.com>.
- [15] F. E. Luborsky, *Amorphous Metallic Alloys*, London: Butterworths, 1983.

- [16] H. D. Arnold y G. W. Elmen, «Permalloy, A New Magnetic Material of Very High Permeability,» *The Bell System Technical Journal*, vol. 2, n° 3, pp. 101-111, 1923.
- [17] G. W. Elmen, «Magnetic alloys of iron, nickel, and cobalt,» *The Bell System Technical Journal*, vol. 15, n° 1, pp. 113-135, 1936.
- [18] R. Bonin, M. L. Schneider, T. J. Silva y J. P. Nibarger, «Dependence of magnetization dynamics on magnetostriction in NiFe alloys,» *Journal of Applied Physics*, vol. 98, n° 12, pp. 123904-1-123904-8, 2005.
- [19] J. R. Davis, «The Nickel Industry: Occurrence, Recovery, and Consumption,» de *ASM Specialty Handbook: Nickel, Cobalt, and Their Alloys*, J. R. Davis, Ed., ASM International, 2000, pp. 3-6.
- [20] A. Pateras, R. Harder, S. Manna, B. Kiefer, R. L. Sandberg, S. Trugman, J. W. Kim, J. de la Venta, E. E. Fullerton, O. G. Shpyrko y E. Fohtung, «Room temperature giant magnetostriction in single-crystal nickel nanowires,» *NPG Asia Mater*, vol. 11, n° 59, 2019.
- [21] C. Kittel, *Introducción a la Física del Estado Sólido*, España: Reverté, 1997.
- [22] R. E. Hummel, *Electronic Properties of Materials*, New York: Springer, 2012.
- [23] J. P. Suchet, *Electrical Conduction in Solid Materials: Physicochemical Bases and Possible Applications*, Great Britain: Pergamon Press, 1975.
- [24] D. G. Naugle, «Electron Transport in Amorphous Metals,» *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 45, n° 4, pp. 367-388, 1984.
- [25] K. V. Rao, «Electrical Transport Properties,» de *Amorphous Metallic Alloys*, London, Butterworths, 1983, pp. 401-431.
- [26] P. J. Cote y L. V. Meisel, «Electrical Transport in Glassy Metals,» de *Glassy Metals I Ionic Structure, Electronic Transport, and Crystallization*, New York, Springer, 1981, pp. 141-166.
- [27] R. Evans, D. A. Greenwood y P. Lloyd, «Calculations of the Transport Properties of Liquid Transition Metals,» *Phys. Letters*, vol. 35A, n° 2, pp. 57-58, 1971.
- [28] N. F. Mott, «Electrical resistivity of liquid transition metals,» *Philosophical Magazine*, vol. 26, n° 6, pp. 1249-1261, 1972.
- [29] N. F. Mott, «The electrical conductivity of Transition Metals,» *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, vol. 153, n° 880, pp. 699-717, 1936.

- [30] E. Y. Tsybal y I. Zutic, Handbook of Spin Transport and Magnetism, CRC Press, 2012.
- [31] D. Mauri y S. S. Parkin, «Spin engineering: Direct determination of the Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida far-field range function in ruthenium,» *Physical Review B*, vol. 44, n° 13, pp. 7131-7134, 1991.
- [32] J. C. Slonczewski, «Current-driven excitation of magnetic multilayers,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 159, n° 1-2, pp. L1-L7, 1996.
- [33] L. Berger, «Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current,» *Physical Review B*, vol. 54, n° 13, pp. 9353 - 9358, 1996.
- [34] Y. Xu, . D. D. Awschalom y . J. Nitta, Handbook of Spintronics, Springer Science+Business Media B.V., 2016.
- [35] A. Brataas, A. D. Kent y H. Ohno , «Current-induced torques in magnetic materials,» *Nature Mater*, vol. 11, p. 372–381, 2012.
- [36] Y. Tserkovnyak, A. Brataas y G. E. Bauer, «Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films,» *Physical Review Letters*, vol. 88, n° 11, pp. 117601-1- 4, 2002.
- [37] W. Zhao y G. Prenat, Spintronics-based Computing, Springer, 2015.
- [38] W. Thomson, «On the electro-dynamic qualities of metals: Effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and of iron,» *Proceedings of the Royal Society of London*, vol. 8, n° 8, pp. 546-550, 1857.
- [39] D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. v. Molnar y M. L. Roukes, Spin Electronics, Springer, 2004.
- [40] T. Shinjo, Nanomagnetism and Spintronics, London: Elsevier, 2014.
- [41] M. Bowen, V. Cros, F. Petroff, A. Fert, C. Martínez Boubeta, J. L. Costa-Krämer, J. V. Anguita, A. Cebollada, F. Briones, J. M. de Teresa, L. Morellón, M. R. Ibarra, F. Güell, F. Peiró y A. Cornet, «Large magnetoresistance in Fe/MgO/FeCo(001) epitaxial tunnel junctions on GaAs(001),» *Applied Physics Letters*, vol. 79, n° 11, pp. 1665-1657, 2001.
- [42] S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima, Y. Suzuki y K. Ando , «Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junction,» *Nature Mater*, vol. 3, n° 12, p. 868–871, 2004.

- [43] S. S. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant y S.-H. Yang, «Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers,» *Nature Materials*, vol. 3, n° 12, p. 862–867, 2004.
- [44] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y. M. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura y H. Ohno, «Tunnel magnetoresistance of 604% at 300 K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature,» *Applied Physics Letters*, vol. 93, n° 8, p. 082508, 2008.
- [45] S. Verma, A. A. Kulkarni y B. K. Kaushik, «Spintronics-Based Devices to Circuits Perspectives and challenges,» *IEEE Nanotechnology Magazine*, vol. 10, n° 4, pp. 13-28, 2016.
- [46] H. Frey y H. R. Khan, *Handbook of thin technology*, Berlin: Springer, 2015.
- [47] K. Seshan, *Handbook of thin film deposition processes and technologies*, New York: Noyes Publications, 2002.
- [48] M. Ohring, *The Material Science of thin Films*, San Diego: Academic Press Limited, 1992.
- [49] Y. Waseda, K. Shinoda y E. Matsubara, *X-Ray Diffraction Crystallography*, Springer, 2011.
- [50] K. Morrison, *Characterization Methods in Solid State and Materials Science*, IOP Science, 2019.
- [51] F. M. Smits, «Measurement of Sheet Resistivities with the Four-Point Probe,» *Bell System Technical Journal*, vol. 37, n° 3, pp. 711-718, 1958.
- [52] J. L. van der Pauw, «A method of measuring the resistivity and Hall coefficient on lamellae of arbitrary shape,» *Philips Technicalreview*, vol. 20, n° 8, pp. 220-224, 1958.
- [53] L. B. Valdes, «Resistivity Measurements on Germanium for Transistors,» *Proceedings of the IRE*, vol. 42, n° 2, pp. 420-427, 1954.
- [54] R. Chakraborty, A. Dey y A. Mukhopadhyay, «Loading Rate Effect on Nanohardness of Soda-Lime-Silica Glass,» *Metallurgical and Materials Transactions A*, vol. 41, n° 5, pp. 1301-1311, 2010.
- [55] H. Kronmüller, M. Fähnle, M. Domann, H. Grimm, R. Grimm y B. Gröger, «Magnetic properties of amorphous ferromagnetic alloys,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 13, n° 1-2, pp. 53-70, 1979.

- [56] H. K. Lachowicz, F. Poplawski, R. Zuberek, L. Kulik, A. Slawaska-Waniewska, M. Kuzminski, S. C. Yu y E. Dynowska, «The Influence of Annealing Temperature on Magnetic Properties of Vitrovac 6030,» *Acta Physica Polonica*, vol. 96, n° 3-4, pp. 483-494, 1999.
- [57] S. Griep, «Geometry dependence of the transport parameters in field effect transistors made from amorphous silicon,» *MRS Online Proceedings Library*, vol. 149, n° 1, pp. 283-288, 1989.
- [58] R. A. Martin, «A new narrow width effect in amorphous silicon thin film transistors,» *Materials Research Society Symposium Proceedings*, vol. 258, n° 1, pp. 997-100, 1992.
- [59] G. Bordin, G. Buttino, A. Cecchetti, y M. Poppi, «Hall effect and magnetoresistance in Co-based amorphous and crystallized alloys,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 172, n° 3, pp. 291-300, 1997.
- [60] R. E. Camley y J. Barnas, «Theory of Giant Magnetoresistance Effects in Magnetic Layered Structures with Antiferromagnetic Coupling,» *Physical Review Letters*, vol. 63, n° 6, pp. 664-667, 1989.
- [61] V. A. Isnaini., T. Kolonits, Z. Czigány, J. Gubicza, S. Zsurzsa, L. K. Varga, E. Tóth-Kádár, L. Pogány, L. Péter y I. Bakonyi, «Room-temperature magnetoresistance of nanocrystalline Ni metal with various grain sizes,» *The European Physical Journal Plus*, vol. 135, n° 39, 2020.
- [62] L. Berger y S. A. Friedberg, «Magnetoresistance of a Permalloy Single Crystal and Effect of 3d Orbital Degeneracies,» *Physical Review*, vol. 165, n° 2, pp. 670-679, 1968.
- [63] P. Bruno, «Oscillations of Interlayer Exchange Coupling vs. Ferromagnetic-Layers Thickness,» *Europhysics Letters*, vol. 23, n° 8, pp. 615-620, 1993.
- [64] E. E. Fullerton, M. J. Conover, J. E. Mattson, C. H. Sowers y S. D. Bader, «150% magnetoresistance in sputtered Fe/Cr(100) superlattices,» *Applied Physics Letters*, vol. 63, n° 12, pp. 1699-1701, 1993.
- [65] M. Alper, K. Attenborough, R. Hart, S. J. Lane, D. S. Lashmore, C. Younes y W. Schwarzacher, «Giant magnetoresistance in electrodeposited superlattices,» *Applied Physics Letters*, vol. 63, n° 15, pp. 2144-2146, 1993.
- [66] L. Piraux, . J. M. George, J. F. Despres, C. Leroy, E. Ferain y R. Legras, «Giant magnetoresistance in magnetic multilayered nanowires,» *Applied Physics Letters*, vol. 65, n° 19, pp. 2484-2486, 1994.

- [67] A. Masood, P. McCloskey, C. Ó. Mathúna y S. Kulkarni, «Co-based amorphous thin films on silicon with soft magnetic properties,» *AIP Advances*, vol. 8, n° 5, p. 056109, 2018.
- [68] N. Amos, R. Fernandez, R. Ikkawi, B. Lee, A. Lavrenov, A. Krichevsky, D. Litvinov y S. Khizroev, «Magnetic force microscopy study of magnetic stripe domains in sputter deposited Permalloy thin films,» *AIP Journal of Applied Physics*, vol. 103, n° 7, p. 07E732, 2008.
- [69] D. Garcia, J. L. Muñoz, G. Kurlyandskaya, M. Vázquez, M. Ali y M. R. Gibbs, «Induced anisotropy, magnetic domain structure and magnetoimpedance effect in CoFeB amorphous thin films,» *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 191, n° 3, pp. 339-344, 1998.
- [70] C. T. Hsieh, J. Q. Liu y J. T. Lue, «Magnetic force microscopy studies of domain walls in nickel and cobalt films,» *Applied Surface Science*, vol. 252, n° 5, pp. 1899-1909, 2005.
- [71] C. H. Marrows, «Spin-polarised currents and magnetic domain walls,» *Advances in Physics*, vol. 54, n° 8, pp. 585-713, 2005.
- [72] J. F. Gregg, W. Allen, K. Ounadjela, M. Viret, M. Hehn, S. M. Thompson y J. M. Coey, «Giant Magnetoresistive Effects in a Single Element Magnetic Thin Film,» *Physical Review Letters*, vol. 77, n° 8, pp. 1580-1583, 1996.
- [73] G. Tatara y H. Fukuyama, «Resistivity due to a Domain Wall in Ferromagnetic Metal,» *Physical Review Letters*, vol. 78, n° 19, pp. 3773-3776, 1997.
- [74] P. M. Levy y S. Zhang, «Resistivity due to Domain Wall Scattering,» *Physical Review Letters*, vol. 79, n° 25, pp. 5110-5113, 1997.

Contribuciones

Publicaciones

1. *Electric Transport in Co-Rich Soft Magnetic Heterostructures*, **Enrique Francisco Pinzón-Escobar**, H. Montiel, A. Esparza García, Guillermo Alvarez. IEEE Magnetic Letters, **12**, 4104104, 2021.
2. *Magnetic and Electrical properties of Vitrovac/Au/Vitrovac multilayered obtained by means of magnetron sputtering*, **Enrique Francisco Pinzón-Escobar**, H. Montiel, A. Esparza García, Guillermo Alvarez. Journal of Physics Conference Series, **1723**, 012025, 2021.

Congresos

1. IEEE Advances in Magnetism 2023, del 15 al 18 de enero de 2023, Moena, Italia; trabajo presentado: *Magnetic and structural properties of Co-rich soft magnetic heterostructures*. Autores: E. F. Pinzón-Escobar, G. Alvarez, A. Esparza-García and H. Montiel.
2. IEEE Advances in Magnetism 2021, del 13 al 16 de junio de 2021, Moena, Italia (Virtual); trabajo presentado: *Comparative electric transport behavior between Co-rich soft magnetic heterostructures*. Autores: E. F. Pinzón-Escobar, G. Alvarez, A. Esparza-García and H. Montiel.
3. X International Congress of Engineering Physics, del 28 al 30 de septiembre del 2020, Ciudad de México, México (Virtual); trabajo presentado: *Magnetic and Electrical properties of Vitrovac/Au/Vitrovac multilayered obtained by means of magnetron sputtering*. Autores: Enrique Francisco Pinzón Escobar, Herlinda Montiel Sánchez, Alejandro Esparza García y Guillermo Alvarez.
4. Octava Reunión Anual de la División de Estado Sólido, del 2 al 4 de mayo de 2019, Parque Takilhsukut, Papantla, Veracruz; trabajo presentado: *Transporte eléctrico en multicapas Vitrovac/Oro/Ferromagnético suave*. Autores: Enrique Francisco Pinzón Escobar, Alejandro Esparza García y Herlinda Montiel Sánchez.
5. LXI Congreso Nacional de Física, celebrado del 7 al 12 de octubre del 2018, Puebla. Puebla, México; trabajo presentado: *Comportamiento eléctrico de heteroestructuras*, Autores: Enrique Pinzón, Herlinda Montiel, Guillermo Alvarez y Alejandro Esparza.
6. International Conference Nanotech 2017, celebrado del 6 al 10 de noviembre del 2017, Puerto Vallarta, Jalisco, México; trabajo presentado: *Electrical behavior in ferromagnetic amorphous thin films*, Autores: Enrique Pinzón, Herlinda Montiel y Guillermo Alvarez.