



Facultad de Ciencias Básicas
Instituto Interdisciplinario de las Ciencias

TÍTULO:

**INFLUENCIA DEL ESPESOR Y DE LA MORFOLOGÍA DE PELÍCULAS
FERRITAS EN LA RESPUESTA MAGNETO-ÓPTICA SUPERFICIAL A PARTIR
DEL EFECTO KERR**

TESIS PRESENTADA POR:

CARLOS ANDRÉS CALLE GIL

COMO REQUISITO PARCIAL
PARA OBTENER EL TÍTULO DE MAGISTER
EN CIENCIAS DE LOS MATERIALES

Armenia, Quindío.

Mayo de 2006



Facultad de Ciencias Básicas
Instituto Interdisciplinario de las Ciencias

**INFLUENCIA DEL ESPESOR Y DE LA MORFOLOGÍA DE PELÍCULAS
FERRITAS EN LA RESPUESTA MAGNETO-ÓPTICA SUPERFICIAL A PARTIR
DEL EFECTO KERR**

TESIS PRESENTADA POR:

CARLOS ANDRÉS CALLE GIL

COMO REQUISITO PARCIAL
PARA OBTENER EL TÍTULO DE MAGISTER
EN CIENCIAS DE LOS MATERIALES

DR. OCTAVIO GUZMÁN
DIRECTOR

DR. HERNANDO ARIZA CALDERÓN
CODIRECTOR

Armenia, Quindío.

Mayo de 2006

A mi madre, mi esposa y mis hermanos.

Agradecimientos

Al profesor O. Guzmán por su dirección, formulación del problema y permanente asesoría durante el desarrollo del trabajo.

A la profesora Aminta Mendoza por las innumerables sugerencias y discusiones gracias a las cuales se avanzó de manera eficiente y sistemática.

Al profesor Wilson Lopera y al Grupo de Películas Delgadas de la Universidad del Valle quienes nos facilitaron las muestras de Ferritas de NiZn.

Al profesor Jose Araya de la Universidad de Costa Rica por sus sugerencias y valioso material bibliográfico. Al profesor Ulrich Volkman de la Universidad Católica de Chile, por su permanente colaboración y orientación en el montaje experimental.

Al Doctor Andreas Berguer del SJRC (Hitachi GST) por facilitarnos una muestra de altísima calidad, pieza clave del proceso de calibración del sistema. Así mismo por sugerencias y comentarios por los cuales se mejoró el sistema.

Al estudiante de Maestría Fabián Andrés Cuellar por su ayuda en la implementación del programa en el entorno MATHEMATICA™.

Finalmente quiero agradecer a todos mis compañeros y profesores del laboratorio de Materiales Magnéticos y Nanoestructuras por su colaboración, y apoyo durante todo este proceso.

Resumen

En este trabajo se estudia el cambio de magnetización de medios multicapas en función del espesor de la capa magnética. El cambio en la magnetización se observa a través del efecto Kerr magneto óptico -MOKE- donde el cambio en la magnetización está generado por un cambio en la reflectividad. Este cambio en la reflectividad en función del espesor de la capa magnética se calculó a partir de los parámetros ópticos de cada una de las capas que conforma la estructura. Dicho comportamiento se simuló a partir de un Software que soluciona de manera matricial un sistema simultáneo de ecuaciones lineales, que permite analizar el cambio de los parámetros ópticos (índices de refracción) en función del espesor. Los resultados se compararon con resultados teóricos reportados. El estudio de la morfología de las películas Ferritas se hace por medio de las curvas de histéresis a través del modelo de Jiles-Atherton. En la parte experimental se implementó en el grupo de Materiales Magnéticos y Nanoestructuras del Instituto Interdisciplinario de las Ciencias de la Universidad del Quindío la técnica de caracterización magneto-óptica basada en el efecto Kerr -MOKE- en sus geometrías polar y longitudinal. Mediante ésta técnica se midió el campo coercitivo en función del espesor para películas de ferritas de NiZn crecidas por pulverización catódica RF. Se mostró que el comportamiento del campo coercitivo se incrementa con el espesor de las muestras. Los resultados experimentales fueron ajustados a partir del modelo de Jiles-Atherton obteniendo parámetros de anclaje crecientes con el incremento del espesor.

Índice general

1. Introducción	1
2. Fundamentos teóricos	3
2.1. Interacción de la luz con la materia	3
2.1.1. Polarización de la luz	4
2.1.2. Estado de polarización elíptica y respuesta de los elementos ópticos a la polarización.	6
2.2. Principios Magneto-Ópticos del efecto Kerr	8
2.2.1. Configuraciones MOKE	12
2.3. Descripción macroscópica de los efectos magneto-ópticos	15
2.3.1. Tensor permitividad	16
2.3.2. Tensor permitividad anti-simétrico	16
2.3.3. Dos medios con una frontera	18
3. Cálculo de los coef. magneto-ópticos	24
3.1. Cálculos numéricos de la señal magneto-óptica	27
4. Teoría de la histéresis ferromagnética	31
4.1. El modelo de Jiles-Atherton	31
4.1.1. Desarrollo de la rutina para la simulación	36

4.1.2. Variación de parámetros	37
5. Verificación exp. del modelo de Jiles-Atherton	40
5.1. Características del Compuesto estudiado	40
5.1.1. Fabricación de las muestras	41
5.1.2. Caracterización por XRD	42
5.2. Caracterización magneto-óptica	43
5.2.1. Montaje del sistema experimental	43
5.2.2. Proceso de alineación del sistema	49
5.2.3. Proceso de calibración y Medidas de CoPd	49
5.2.4. Medidas sobre NiZn	51
5.2.5. Análisis cualitativo de resultados experimentales	52
5.2.6. Análisis cuantitativo de los resultados experimentales-aplicación del modelo	55
6. Conclusiones	59
A. Fundamentos teóricos sobre magnetismo	61
A.1. Clasificación de los materiales magnéticos	61
A.1.1. Diamagnetismo	62
A.1.2. Paramagnetismo	63
A.1.3. Ferromagnetismo	65
A.1.4. Antiferromagnetismo	66
A.1.5. Ferrimagnetismo	66
A.2. Propiedades intrínsecas de los materiales magnéticos	67
A.2.1. Magnetización de saturación	67
A.2.2. Anisotropía magnética	68

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	iii
A.3. Dominios magnéticos	69
A.4. Histéresis ferromagnética	71
B. Derivación de las matrices A y D	73
C. Teoría clásica para mater. magnetizados	77
D. Respuesta de algunos elementos ópticos expresados en el formalismo de Jones	80
Bibliografía	81

Capítulo 1

Introducción

Los requerimientos actuales de almacenamiento de información, miniaturización de los circuitos integrados, aumento de la capacidad de procesamiento, reducción del consumo de potencia, entre otros, hacen necesario la producción de componentes a escalas cada vez menores, alcanzando el orden de los nanómetros. El control de los parámetros físicos que definen la morfología durante el crecimiento son de vital importancia en las propiedades del material. Las técnicas de crecimiento, el tamaño de los dominios y granos, la presencia de rugosidades en las interfaces, los defectos por ajuste en los parámetros de red (entre el sustrato y la película), determinan entre otros, el movimiento de las paredes de los dominios magnéticos, ya que dichos defectos actúan como centros de anclaje. Es así como el mecanismo de inversión del espín en las paredes de los dominios magnéticos puede dilucidarse, por lo menos cualitativamente, mediante la determinación del campo coercitivo. Uno de los parámetros fundamentales en el crecimiento de películas multicapas es el espesor de dichas capas. En este trabajo se realizan cálculos para el cambio de magnetización en función del espesor para sistemas de multicapas a partir del efecto Kerr. En este efecto, punto central de este trabajo de Tesis, la cantidad de cambio en la elipticidad de un estado de polarización de luz que ha sido reflejado de un material magnético es proporcional a la magnetización del material [1] [2]. En otras palabras el cambio de magnetización obtenida por MOKE, se debe a la rotación

del plano de polarización de luz polarizada linealmente, la cual en este caso no está generada por un cambio en la magnetización, sino por un cambio en la reflectividad [1]. Esto motivó la creación de un algoritmo para el cálculo numérico que simulara el cambio de reflectividad en función del espesor, el cual se presenta en el capítulo 3.1. En el capítulo 5.2.1 se discute la implementación experimental y calibración del sistema MOKE en las configuraciones polar y longitudinal. Con dicho sistema se obtuvo la señal Kerr para ferritas de NiZn en geometría longitudinal. Tales películas fueron seleccionadas debido a su importancia en la construcción de cabezas lectoras magnéticas para dispositivos de almacenamiento de información y en aplicaciones de alta frecuencia. Se estudiaron películas fabricadas con diferentes espesores por medio de la técnica de pulverización catódica RF. De las curvas de histéresis se analizó el comportamiento del campo coercitivo en función del espesor. En el capítulo 5 las curvas experimentales fueron comparadas con el modelo de Jiles-Atherton, que pertenece al tipo de modelos referidos anteriormente. En el capítulo 6 se presentan conclusiones y resultados del trabajo. En el apéndice se incluyeron sugerencias y perspectivas para trabajos futuros.

A pesar de haberse concebido en el anteproyecto un trabajo puramente teórico, la verificación de un modelo, de una simulación o el mismo entendimiento teórico de los comportamientos magnéticos de la materia deben ser confrontados con resultados experimentales. Por lo anterior, en el marco de este trabajo se realizaron algunas medidas experimentales que permitieron la implementación de un nuevo sistema de caracterización en el Instituto Interdisciplinario de las Ciencias de la Universidad del Quindío. Finalmente, para corroborar los modelos teóricos, se evaluó un conjunto de muestras preparadas en la Universidad el Valle que conllevaron a la realización de una publicación internacional y la realización de dos publicaciones nacionales.

Las actividades desarrolladas en este trabajo se enmarcan dentro del proyecto de investigación Colciencias-Uniquindio No. 1113-0513710, dentro del cual el autor participó como auxiliar de investigación en el periodo 2004-2005.

Capítulo 2

Fundamentos teóricos

En este capítulo hacemos referencia a los fundamentos teóricos requeridos para el desarrollo de este trabajo. Algunas derivaciones explícitas matemáticas las referimos a apéndices y literatura conservando fundamentalmente los resultados necesarios para la comprensión de este trabajo.

2.1. Interacción de la luz con la materia

La luz es una onda electromagnética **EM** caracterizada por los campos vectoriales eléctrico E y magnético H , el vector de desplazamiento D (introducido en las ecuaciones de Maxwell) y el vector de flujo magnético B . Mediante las transformaciones de calibración en las ecuaciones diferenciales parciales de Maxwell se desacoplan el campo eléctrico y el magnético, cada uno de ellos, satisfaciendo una ecuación de onda [3]. Cuando la luz interactúa con la materia la fuerza eléctrica ejercida sobre los electrones de los átomos que constituyen la materia es mucho mas fuerte que la ejercida por el campo magnético. Por esta razón para el tratamiento del efecto Kerr, el cual se debe al cambio del estado de polarización, se tendrá en cuenta únicamente la componente del campo eléctrico de la onda electromagnética. Además consideraremos ondas con luz monocromática, Las ondas EM planas a una frecuen-

cia ω se propagan en una dirección impuesta por el vector de onda \mathbf{k} . Ya que fijar el vector de onda \mathbf{k} indetermina la posición x , la solución de onda se pueden considerar ondas planas de la forma, $\mathbf{E} = [E_x E_y E_z]$

$$\begin{aligned} E_x(\mathbf{r}, t) &= E_{x,max} \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \delta_x) \\ E_y(\mathbf{r}, t) &= E_{y,max} \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \delta_y) \\ E_z(\mathbf{r}, t) &= E_{z,max} \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \delta_z) \end{aligned} \quad (2.1)$$

donde, $E_{x,max}$, $E_{y,max}$, $E_{z,max}$ son los valores máximos de las componentes del campo eléctrico en las direcciones x , y , z con retardos de fase δ_x , δ_y , δ_z . Esta descripción de la onda EM requiere del conocimiento de estos 6 parámetros. Esta parametrización es remplazada mas adelante por dos parámetros (sección 2.1.1).

Como las ondas EM en cada dirección (x , y , z) están descritas por sus valores máximos $E_{j,max}$ y su fase absoluta δ_j , $j = \{x, y, z\}$, es adecuado para los cálculos usar la representación compleja de Euler para el vector de campo eléctrico. Esta representación se usa solo para efectos de cálculo ya que las ecuaciones de Maxwell son reales. En esta representación, $E_{j,max}$ y δ_j , están expresados solo por una variable compleja E_{j0} :

$$E_{j0} = E_{j,max} \exp[i\delta_j], \quad j = \{x, y, z\} \quad (2.2)$$

donde, $E_{j,max} = |E_{j0}|$ y $\delta_j = \arg(E_{j0})$. La dependencia temporal y espacial de la onda EM, equivalente a la ecuación (2.2), puede ser escrita como [Fig. (2.1)]

$$E_j(\mathbf{r}, t) = \Re \left(E_{j0} \exp[-i\omega t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}] \right), \quad j = \{x, y, z\} \quad (2.3)$$

2.1.1. Polarización de la luz

La solución de las ecuaciones de Maxwell son ondas EM transversales en caso de un medio isotrópico. Dichas ecuaciones no admiten soluciones longitudinales. Esto significa que

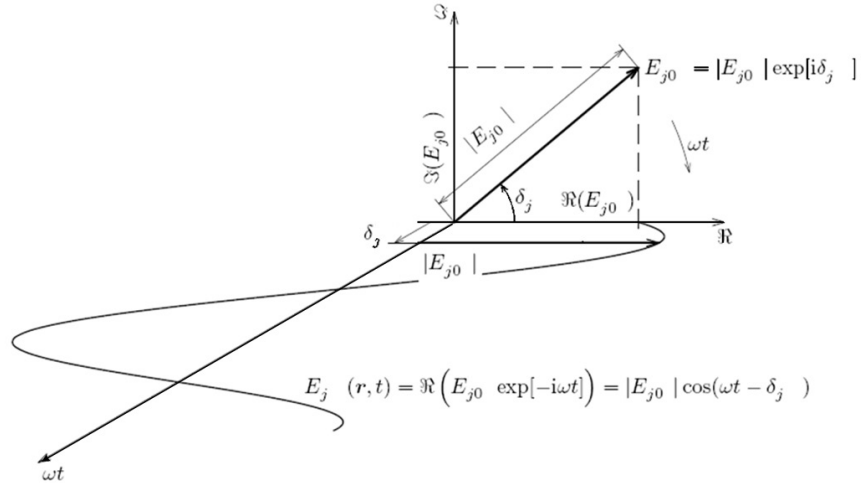


Figura 2.1: Representación compleja del campo eléctrico $E_{j0} = |E_{j0}| \exp[\delta_j]$ con dependencia temporal en la dirección de propagación. La proyección del vector sobre el eje real corresponde al valor medible del campo eléctrico $\Re(|E_{j0}| \exp[\delta_j])$.

\mathbf{E} y \mathbf{H} son perpendiculares entre si y con la dirección de propagación \mathbf{k} , es decir $\mathbf{E} \cdot \mathbf{k} = 0$, $\mathbf{H} \cdot \mathbf{k} = 0$ [3]. Con la observación anterior el campo eléctrico \mathbf{E} para un tiempo y posición dada se expresa en una base $2D$

$$\mathbf{E} = E_s \hat{e}_s + E_p \hat{e}_p \quad (2.4)$$

donde \hat{e}_s, \hat{e}_p son los vectores unitarios de polarización, ambos perpendiculares a \mathbf{k} . Además, ambos vectores unitarios son ortonormales, es decir $\hat{e}_s \cdot \hat{e}_p = \delta_{s,p}$, para $s = p, 1$ y para $s \neq p = 0$. Cualquier vector campo eléctrico \mathbf{E} , propagándose en la dirección \mathbf{k} es expandible en la base bidimensional. Las amplitudes E_s, E_p , pesan las contribuciones de los vectores unitarios \hat{e}_s y \hat{e}_p . Multiplicando escalarmente la expresión (2.4) por los vectores de la base se obtienen las componentes respectivas dadas por las relaciones $E_s = \mathbf{E} \cdot \hat{e}_s$ y $E_p = \mathbf{E} \cdot \hat{e}_p$, con $E_s = |E_{s/p}| \exp[i\delta_{s/p}]$.

Dados un par \hat{e}_s, \hat{e}_p , y un ω y \mathbf{k} , la onda electromagnética se describe completamente por un par de amplitudes E_s y E_p . Esta es una descripción naturalmente mas simplificada a diferencia de los 6 parámetros necesarios para describir la onda EM dados por la Ec. (2.2).

Los vectores unitarios pueden, rotar o estar fijos en una dirección dada. En medios isotrópicos los vectores unitarios en las direcciones s y p son perpendiculares y paralelos al plano de incidencia de la luz. La Fig. (2.2) muestra como una onda EM puede ser descompuesta en ondas linealmente polarizadas s - y p -.

2.1.2. Estado de polarización elíptica y respuesta de los elementos ópticos a la polarización.

Una de las características de la luz es su estado de polarización. La dependencia espacial y temporal de las amplitudes s - y p - dadas por las ecuaciones (2.3) y (2.4) son

$$\begin{aligned} E_s(\mathbf{r}, t) &= \Re(E_{s0} \exp[-i\omega t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}]) \\ E_p(\mathbf{r}, t) &= \Re(E_{p0} \exp[-i\omega t + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}]) \end{aligned} \quad (2.5)$$

Observando la figura [Fig. 2.2] se puede ver la dependencia temporal del punto final de \mathbf{E} (2.4) en una posición \mathbf{r} . En general, su extremo describe una trayectoria elíptica, llamada polarización elíptica. Esta describe completamente el estado de polarización de la luz [Fig. 2.2].

Tal como se observa de la figura la descripción general de la polarización elíptica, requiere el conocimiento de los valores de dos de cuatro parámetros [ver Fig. (2.2)], a saber:

- **El azimut θ_a :** es el ángulo de rotación entre el eje principal de la elipse y la dirección s . Por convención, un azimut positivo esta caracterizado por una rotación en sentido contrario de las manecillas del reloj de la elipse de polarización cuando se mira sobre el haz de luz incidente.
- **La elipticidad ϵ_a :** definida como la razón entre los ejes menor, \mathbf{b} , y principal, \mathbf{a} , de la elipse, a través de $\tan \epsilon_a = b/a$. Una elipticidad positiva corresponde a una rotación dextrógira del punto final de \mathbf{E} cuando se mira sobre el haz de luz entrante. En este caso, tenemos una onda polarizada que cumple con la regla de la mano derecha.

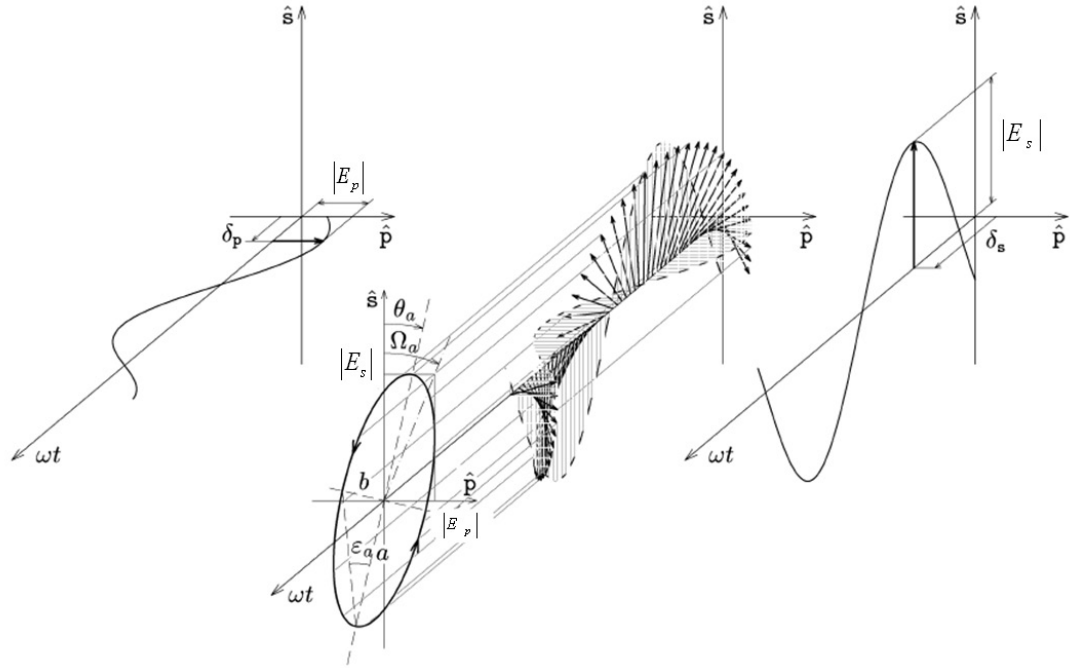


Figura 2.2: Evolución temporal del vector campo eléctrico \mathbf{E} a una determinada posición espacial, des- compuesta a lo largo de las direcciones s (derecha) y p (izquierda). Cuando se mira a lo largo del haz de luz incidente, el extremo de \mathbf{E} describe una polarización elíptica (centro). La polarización elíptica presentada tiene un azimut θ_a y una elipticidad negativa ϵ_a .

- **La razón entre las amplitudes de p y s :** $\tan \Omega_a = |E_p| / |E_s| = |E_{p0}| / |E_{s0}|$. Este expresa la razón de los máximos valores del campo eléctrico en la direcciones p y s .
- **El cambio de fase entre las amplitudes p y s :** $\xi_a = \arg(E_p) - \arg(E_s) = \arg(E_{p0}) - \arg(E_{s0}) = \delta_p - \delta_s$.

Las variables ϵ_a , θ_a , Ω_a y ξ_a no son independientes entre si y están relacionadas de la siguiente forma [4]

$$\tan 2\theta_a = \tan 2\Omega_a \cos \xi_a \quad (2.6)$$

$$\text{sen} 2\epsilon_a = \text{sen} 2\Omega_a \text{sen} \xi_a \quad (2.7)$$

$$\tan \Omega_a \exp [i\xi_a] = \frac{E_p}{E_s} = \frac{E_{p0}}{E_{s0}} = \frac{\tan \theta_a - i \tan \epsilon_a}{1 + i \tan \theta_a \tan \epsilon_a} \quad (2.8)$$

Cuando un haz de luz polarizada pasa a través de un elemento óptico, su estado de polarización, se modifica. Este cambio se describe en el marco del formalismo de Jones [4] [5]. En lo que sigue, nos restringiremos al formalismo de Jones dentro de la base apropiada para las ondas linealmente polarizadas s y p, descritas anteriormente. El vector de Jones \mathbf{J} esta definido por las amplitudes E_s y E_p para luz polarizada s o p como:

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} E_s \\ E_p \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

Asumiendo que la respuesta a la luz polarizada de los elementos ópticos tales como la muestra estudiada, los espejos, los polarizadores, etc., sea lineal en E_s y E_p , la respuesta del sistema se expresa como un producto de matrices. Así, por ejemplo, el cambio del estado de polarización, causado por la reflexión en una muestra, se describe por la matriz de reflexión \mathbf{R} , la cual esta dada por los coeficientes de Fresnel. Como se verá mas adelante estos coeficientes corresponden a los coeficientes magneto-ópticos.

$$\mathbf{J}^{(r)} = \mathbf{R} \cdot \mathbf{J}^{(i)}$$

$$\begin{bmatrix} E_s^{(r)} \\ E_p^{(r)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_s^{(i)} \\ E_p^{(i)} \end{bmatrix} \quad (2.10)$$

donde $\mathbf{J}^{(i)}$ y $\mathbf{J}^{(r)}$ son los vectores de Jones del haz incidente (i) y del reflejado (r), respectivamente. En el apéndice D se presenta una tabla que nos muestra las matrices de Jones para otros elementos ópticos.

Descritos brevemente estos elementos ópticos, pasaremos a definir los principios magneto-ópticos del efecto Kerr.

2.2. Principios Magneto-Ópticos del efecto Kerr

Históricamente, la primera manifestación de un efecto magneto-óptico fue descubierta por Michael Faraday en 1846 [6]. Él mostró que la luz polarizada linealmente cambiaba

su estado de polarización después de pasar a través de un trozo de vidrio sometido a un campo magnético. Esta rotación, conocida como rotación Faraday, es proporcional al campo magnético aplicado H . La primera observación de la modificación del estado de polarización de la luz al ser reflejada por un polo de un electromagneto pulido, fue hecha por John Kerr en 1877 [7]. Kerr encontró que este efecto magneto-óptico en la reflexión, era proporcional a la magnetización de la muestra M . La aplicación del Efecto Kerr magneto-óptico MOKE al estudio del magnetismo de películas delgadas data de 1985. El primer sistema estudiado fueron películas delgadas de hierro sobre sustratos de oro Au(100) [1] [8], de las cuales se obtuvieron curvas de histéresis como función del espesor y la temperatura [Fig. 2.3]. Hoy, MOKE es ampliamente usado como una herramienta para el estudio de materiales de alta densidad de almacenamiento de información basados en superredes Co/Pt y Co/Pd [Fig. 5.10], así como para investigar el campo o la temperatura del estado de magnetización en muestras ferromagnéticas (**FM**) y ferrimagnéticas, debido a que muestra muchas ventajas con respecto a otras técnicas [9]:

- MOKE es una técnica muy sensible especialmente para estudiar magnetismo en películas delgadas [10]. Esta puede detectar la magnetización de una fracción de capa atómica (AL) del material **FM**.
- MOKE puede ser un método muy rápido y la corta duración de la interacción luz/materia permite hacer medidas de magnetización con alta resolución temporal. Usando un láser pulsado de femtosegundos (fs), se han logrado resoluciones temporales por debajo de 100 fs [11].
- MOKE proporciona una resolución lateral bastante buena, por debajo de 0.2 micras, lo cual permite observar dominios magnéticos [12] [13] o estudiar la distribución espacial de la magnetización en cuña o nanoestructuras como alambres **FM** [14] [15], arreglos magnéticos patronados [16], estructuras magnéticas auto-organizadas [17], etc.

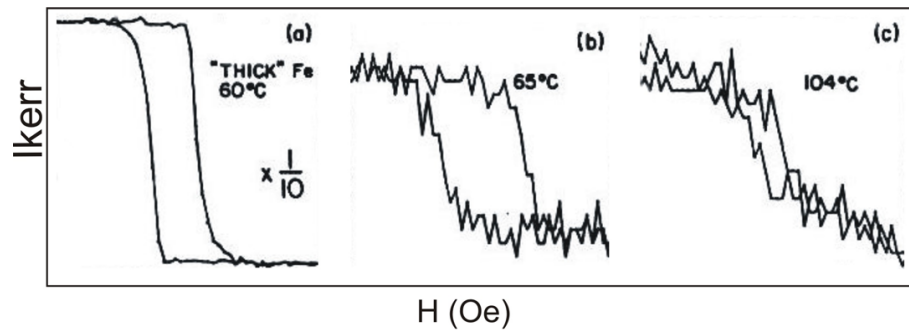


Figura 2.3: La primera curva de histéresis usando MOKE [1] para (a) película gruesa, (b) y (c) películas en el rango de las monocapas de Fe crecidas epitaxialmente sobre Au(100).

- MOKE es sensible a la profundidad y así, puede proporcionar información independiente sobre el estado magnético de varias capas **FM** en una estructura de multicapas [18].
- Las medidas MOKE son relativamente fáciles y baratas de implementar. Además, es posible investigar muestras localizadas a cierta distancia de la fuente de luz y el detector, lo que es muy útil para estudiar el magnetismo en películas delgadas que se encuentren dentro de cámaras de vacío o bajo condiciones extremas de campo, temperatura, etc.

Una onda linealmente polarizada *s* que incide sobre una muestra magnetizada cambia su estado de polarización al ser reflejada, emergiendo parcialmente *p*-polarizada, por lo cual resulta elípticamente polarizada [Fig. (2.4)].

El efecto Kerr describe el cambio del estado de polarización después de reflejarse en la muestra. Dependiendo de si el haz de luz incidente es *s* o *p*-polarizado, se denomina *s* o *p*-MOKE.

Hay dos definiciones equivalentes de MOKE. La primera esta basada en el estado de polarización del haz de luz reflejado. La segunda relaciona MOKE con la razón entre los coeficientes de reflexión.

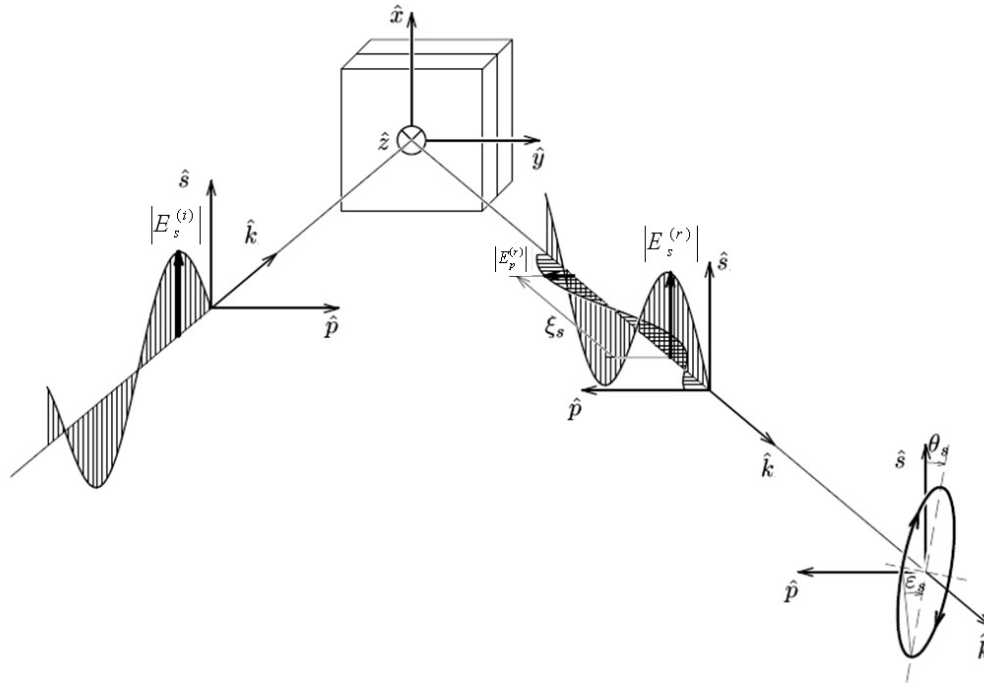


Figura 2.4: Muestra magnetizada sometida a una onda linealmente polarizada s. Después de reflejarse, se convierte en parte p polarizada, además de la componente predominante s (polarizada elípticamente).

- (i) La primera definición se basa en los parámetros de la elipse. Aquí se habla de rotación Kerr como la rotación del eje principal de la elipse de polarización (visto desde el haz de luz incidente) con respecto a la polarización incidente s o p . Esta definición corresponde a la antigua definición de Voigt, quien postula que una rotación positiva corresponde a la dirección de una corriente eléctrica en un alambre produciendo un campo magnético en la dirección z , es decir, cuando el campo magnético está orientado normal a la muestra, con la dirección haz normal incidente. Comparando esta definición con la del ángulo azimut θ_a (sección 2.1.2), encontramos las siguientes relaciones:

$$\phi'_s = -\theta_a \quad \phi'_p = -\theta_a + 90 \quad (2.11)$$

La elipticidad s (p)-Kerr (ϕ''_s , ϕ''_p) definida como la elipticidad del estado de la luz

reflejada, es decir

$$\phi_s'' = \epsilon_a \quad \phi_p'' = \epsilon_a. \quad (2.12)$$

Esta definición de MOKE es independiente de cualquier convención de signo, la cual es su principal ventaja. Sin embargo, para usos prácticos no es muy utilizada.

- (ii) Por lo anterior, MOKE es definido comunmente como la razón entre los coeficientes de reflexión. De la comparación de las Ecs. (2.11) y (2.12) con la Ec. (2.8), y tomando en cuenta que $\phi' \ll 1$ y $\phi'' \ll 1$, el efecto Kerr complejo se escribe

$$\begin{aligned} \Phi_s &= -\frac{E_p^{(r)}}{E_s^{(r)}} = -\frac{r_{ps}}{r_{ss}} = \phi_s' + i\phi_s'' = \Omega_s e^{i\xi_s} \\ \Phi_p &= -\frac{E_s^{(r)}}{E_p^{(r)}} = -\frac{r_{sp}}{r_{pp}} = -\phi_p' + i\phi_p'' = \Omega_p e^{i\xi_p} \end{aligned} \quad (2.13)$$

donde Φ_s y Φ_p son s y p-MOKE respectivamente. Los coeficientes r_{ss} y r_{pp} son los elementos de la diagonal, y los coeficientes r_{sp} y r_{ps} son los elementos de fuera de la diagonal de la matriz de reflexión [definida por la ecuación (2.10)]. $E_s^{(r)}$, $E_p^{(r)}$ son las amplitudes de la luz reflejada por la muestra. Debido a que las amplitudes y los coeficientes de reflexión son, en general, números complejos, MOKE esta expresado por un número complejo. La parte real de MOKE es la rotación Kerr ϕ' , mientras que la parte imaginaria es la elipticidad ϕ'' [Ec. (2.8)].

2.2.1. Configuraciones MOKE

La dirección normal a la muestra y el plano de incidencia (yz) definen las direcciones pertinentes en el sistema de referencia luz-muestra. Estas direcciones coinciden con los ejes \hat{x} , \hat{y} , \hat{z} del sistema de referencia cartesiano de la Fig. (2.4) y sirven de referencia para las direcciones de magnetización. Los coeficientes de la matriz de reflexión \mathbf{R} dependen diferente de cada componente de magnetización de la muestra $m_j = M_j/M$, donde $j = x, y, z$, M_j y M son la j -ésima componente la magnetización total, respectivamente.

Las configuraciones **MOKE** más generales se clasifican en: configuración polar ($M \parallel \hat{z}$), longitudinal ($M \parallel \hat{y}$), y transversal ($M \parallel \hat{x}$), las cuales son empleadas para evaluar muestras con magnetización normal a la muestra (polar), en el plano de incidencia (longitudinal) ó perpendicular a esta (transversal). La matriz de reflexión correspondiente a estas configuraciones MOKE y su paridad con el ángulo de incidencia φ están presentadas en la tabla 2.1. En la

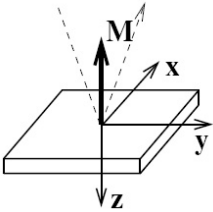
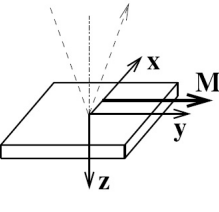
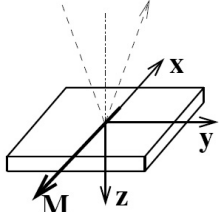
		Incidencia normal $\theta = 0$	Incidencia oblicua $\theta \neq 0$
Polar $m = [0, 0, -1]$		$\begin{bmatrix} r_{ss} & r_{ps} \\ r_{ps} & -r_{ss} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix}$
Longitudinal $m = [0, 1, 0]$		$\begin{bmatrix} r_{ss} & 0 \\ 0 & -r_{ss} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} r_{ss} & -r_{ps} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix}$
Transversal $m = [-1, 0, 0]$		$\begin{bmatrix} r_{ss} & 0 \\ 0 & -r_{ss} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} r_{ss} & 0 \\ 0 & r_{pp}^{(0)} + r_{pp}^{(\text{mag})} \end{bmatrix}$

Tabla 2.1: Matrices de reflexión \mathbf{R} para diferentes configuraciones de la magnetización M con respecto al sistema de referencia $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$. El coeficiente $r_{pp}^{(0)}$ y $r_{pp}^{(\text{mag})}$ expresan la parte del coeficiente de reflexión r_{pp} que es constante y lineal con la componente de la magnetización m_x , respectivamente.

tabla 2.1, la dirección positiva de las magnetizaciones polar y transversal es opuesta al eje z y x , respectivamente. Esto es consecuencia de la convención en donde el signo para los

MOKE polar y transversal está dado por las magnetizaciones normalizadas $\mathbf{m} = [0, 0, -1]$ y $\mathbf{m} = [-1, 0, 0]$, respectivamente.

De la Tabla 2.1, se ve que que las componentes de magnetización polar m_z y longitudinal m_y son las que inducen los coeficientes de reflexión fuera de la diagonal r_{sp} y r_{ps} . Así, MOKE Φ , definido por la ecuación 2.13, depende solo de las componentes de magnetización polar y longitudinal. Señales MOKE inducidas por estas componentes de magnetización son llamadas Polar MOKE (PMOKE) y Longitudinal MOKE (LMOKE). Ambas configuraciones PMOKE y LMOKE tienen en común que la magnetización esta en el plano de incidencia. Este no es el caso de la configuración transversal, en la cual, la magnetización m_x induce solo una variación de los coeficientes de reflexión r_{pp} cuando el ángulo de incidencia es diferente de cero $\varphi \neq 0$ (Tabla 2.1). Por lo tanto en esta configuración no se presenta rotación ni elipticidad Kerr. Sin embargo, análogamente a la definición MOKE (Ec. (2.13), el MOKE Transversal (TMOKE) $\tilde{\Phi}_{\text{tra}}$ esta definido como:

$$\tilde{\Phi}_{\text{tra}} = \frac{r_{pp}^{(\text{mag})}}{r_{pp}^{(0)}} \quad (2.14)$$

Debido a que TMOKE es una cantidad física diferente a PMOKE y LMOKE, solo se requiere medir la variación en la intensidad, y así TMOKE puede ser medido con un arreglo simple: un láser, un polarizador (P), un analizador (A), y un detector. Entonces la intensidad de la luz I_p varía con m_x así:

$$I_p \sim |r_{pp}^{(0)}|^2 + 2\Re\left(r_{pp}^{(\text{mag})} (r_{pp}^{(0)})^\dagger\right) m_x = |r_{pp}^{(0)}|^2 \left[1 + 2\Re\left(\tilde{\Phi}_{\text{tra}}\right) m_x\right] \quad (2.15)$$

donde \dagger es la compleja conjugada. Aquí se ha despreciado la contribución cuadrática en m_x , porque $|r_{pp}^{(0)}| \gg |r_{pp}^{(\text{mag})}|$.

2.3. Descripción macroscópica de los efectos magneto-ópticos

Las interacciones magneto-ópticas a nivel macroscópico en un medio se tratan a partir ecuaciones de Maxwell. El campo que se usa para tal fin es el desplazamiento del campo eléctrico de la radiación con el medio:

$$D = [\epsilon]E \quad (2.16)$$

Esencialmente, la ecuación (2.16) describe cómo los materiales responden al campo EM E de la radiación incidente en presencia de un campo magnético cuasi-estático H_a , al cual a sido sometido el material. Las descripciones macroscópicas de la respuesta óptica y magneto-óptica relacionan parámetros como reflectancia, cambios de polarización y cambios de fase, con parámetros generales que describen la respuesta del medio, es decir, el tensor dieléctrico, el tensor de conductividad, o el índice de refracción.

J. Zak *et al* [19], desarrollaron una aproximación generalizada para la determinación de los coeficientes magneto-ópticos, mediante la cual los materiales magnéticos y no magnéticos pueden ser tratados al mismo nivel. La aproximación se basa en la incorporación de dos matrices: La matriz de la frontera del medio y la matriz de propagación en el medio, las cuales tienen el mismo significado físico en medios magnéticos y no magnéticos. Mediante el uso de estas dos matrices es posible dar una descripción completa para los coeficientes magneto-ópticos a partir de las condiciones de frontera. Los coeficientes satisfacen un conjunto de ecuaciones lineales. Así por ejemplo para cada polarización (s o p) se tienen cuatro ecuaciones lineales inhomogeneas. Para el caso de dos medios con una frontera, solo se requiere la matriz de la frontera entre los dos medios, para encontrar los coeficientes magneto-ópticos. Los dos medios pueden ser no-magnéticos, uno de ellos magnético o los dos magnéticos.

En el caso de multicapas, aparecen las dos matrices y se pueden calcular los coeficientes

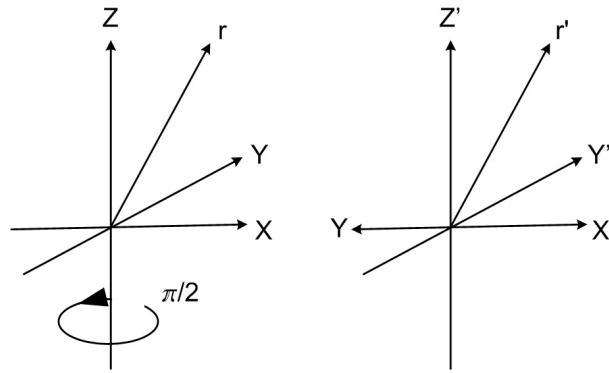


Figura 2.5: Rotación del sistema de referencia al rededor del eje z ($\theta = \frac{\pi}{2}$)

magneto-ópticos a partir un sistema de conjuntos de ecuaciones lineales. En el límite de multicapas muy delgadas, el sistema de ecuaciones lineales se puede solucionar fácilmente.

2.3.1. Tensor permitividad

La presencia de un campo magnético H_a (cuasiestático) y la consecuente magnetización, M en el material introducen una anisotropía en relación con el campo E de la radiación incidente. Dicha anisotropía se expresa a través del tensor de permitividad ϵ , relacionado con los efectos magneto-ópticos, el cual se deriva mas adelante.

2.3.2. Tensor permitividad anti-simétrico

Si la magnetización es a lo largo del eje- z [Fig. 2.5], una rotación alrededor del eje z deja invariante la relación [Ec. (2.16)] entre D y E . En el sistema de referencia rotado, se tiene

$$D' = [\epsilon]E' \quad (2.17)$$

Para una rotación θ cualquier vector r en el sistema original se convierte en

$$r' = [R]r \quad (2.18)$$

en el sistema rotado, donde $[\mathbf{R}]$ es la matriz de rotación:

$$[\mathbf{R}] = \begin{bmatrix} \cos \theta & \operatorname{sen} \theta & 0 \\ -\operatorname{sen} \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.19)$$

Aplicando la Ec. (2.18) a ambos lados de la Ec. (2.17) y comparando el resultado con la ecuación (2.16), se observa que el tensor permitividad satisface la condición

$$[\epsilon] = [\mathbf{R}]^{-1}[\epsilon][\mathbf{R}] \quad (2.20)$$

y por lo tanto se tiene la forma Anti-simétrica:

$$[\epsilon] = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & \epsilon_{12} & 0 \\ -\epsilon_{12} & \epsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{bmatrix} \quad (2.21)$$

o en términos Voigt [20]

$$[\epsilon] = \epsilon_0 N^2 \begin{bmatrix} 1 + FQ^2 & -iQ & 0 \\ iQ & 1 + FQ^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.22)$$

donde N , Q y F son constantes complejas del material. N es el índice de refracción del material isotrópico desmagnetizado ($Q = 0$), y Q es la primera constante magneto-óptica, proporcional a la magnetización. F es una segunda constante magneto-óptica la cual se vuelve importante en la descripción de efectos magneto-ópticos de segundo orden ($\propto Q^2$) como el efecto Voigt [20]. En este trabajo solo se considerarán efectos de primer orden, por lo cual la forma del tensor permitividad que se usa es:

$$[\epsilon] = \epsilon_0 N^2 \begin{bmatrix} 1 & -iQ & 0 \\ iQ & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.23)$$

En el apéndice C se deriva de manera explícita el tensor permitividad a partir de la teoría clásica, en dicho modelo el tensor permitividad se expresa en función de la frecuencia de la onda incidente.

En el próximo numeral se presentan expresiones para el calculo de los coeficientes magneto-ópticos, a partir de los parámetros ópticos del material. Tanto para dos medios con una frontera así como para sistemas multicapas.

2.3.3. Dos medios con una frontera

Un haz de luz propagándose de un medio 1 a un medio 2 [ver Fig. (2.6)] conserva las componentes tangenciales de su campo eléctrico E_x , E_y y magnético H_x , H_y . Para definir los coeficientes magneto-ópticos se usa un conjunto de campos: $E_s^{(i)}$, $E_p^{(i)}$, $E_s^{(r)}$, $E_p^{(r)}$ donde s y p se refieren a la componente del campo eléctrico perpendicular y paralela al plano de incidencia respectivamente. Mientras i y r son la onda incidente y la reflejada respectivamente. Para estos dos conjuntos de campos se usa la siguiente notación:

$$F = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{pmatrix} \quad P = \begin{pmatrix} E_s^{(i)} \\ E_p^{(i)} \\ E_s^{(r)} \\ E_p^{(r)} \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

La matriz- P , como se verá mas adelante es empleada en el cálculo de las condiciones de frontera que se asocian directamente a los coeficientes magneto-ópticos. La matriz que conecta a F con P [ver relación (2.24)], se llama la matriz de frontera del medio. Tenemos

$$F = AP \quad (2.25)$$

La matriz A para el medio magnético [medio 2 en la Fig. (2.6)] se deriva detalladamente en el apéndice B. En esta sección discutimos el cálculo de A para el medio 1 (no-magnético).

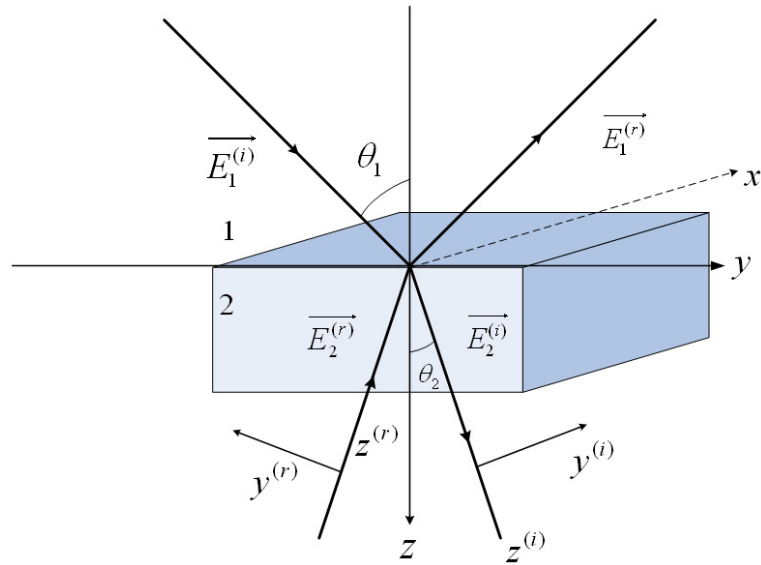


Figura 2.6: Sistema de dos medios y una interfaz. El plano-xy es la interfaz entre el medio 1 y 2. Para unicidad de la descripción, ondas viajando en la dirección z están descritas por $\mathbf{E}^{(i)}$, mientras que las que viajan en sentido contrario $\mathbf{E}^{(r)}$. θ_1 y θ_2 son los ángulos en la ley de Snell. $(y^{(i)}, z^{(i)})$ y $(y^{(r)}, z^{(r)})$ son los sistemas de coordenadas locales.

Para tal fin se toma A del medio magnético y se iguala la constante magneto-óptica a cero, $Q = 0$. Para un medio magnético el haz incidente $\mathbf{E}^{(i)}$ y el reflejado $\mathbf{E}^{(r)}$, consisten de dos haces [3], ya que la magnetización en el material hace que el índice de refracción tome dos valores diferentes para luz circularmente polarizada derecha y luz polarizada izquierda. Cuando la luz incide en el medio magnético con un ángulo oblicuo en vez de incidir normal a la muestra, los dos haces entran en el medio con dos ángulos ligeramente diferentes [ver Fig. (2.7)]. Por simplicidad en la descripción se colocan $\mathbf{E}^{(i)}$ y $\mathbf{E}^{(r)}$ en el medio 1 dirigidos en la misma forma que $\mathbf{E}^{(i)}$ y $\mathbf{E}^{(r)}$ en el medio 2 [ver Fig. (2.6)]. Llamaremos a los dos haces de $\mathbf{E}^{(i)}$ como $\mathbf{E}^{(1)}$ y $\mathbf{E}^{(2)}$ y a los de $\mathbf{E}^{(r)}$ como $\mathbf{E}^{(3)}$ y $\mathbf{E}^{(4)}$. Las componentes xyz de cada haz $\mathbf{E}^{(j)}$ ($j = 1, 2, 3, 4$) satisfacen las ecuaciones de Fresnel. Esto significa que las componentes xyz de cada haz de $\mathbf{E}^{(j)}$ son dependientes, es decir, $E_y^{(j)}$ y $E_z^{(j)}$ se pueden expresar como una función de $E_x^{(j)}$. La mejor manera de ver dicha dependencia es usando el vector desplazamiento en el medio magnético $\mathbf{D}^{(j)}$ [Ec. 2.16]. Donde el tensor dieléctrico tiene la

forma que se dedujo en la sección 2.3.1 [Ec. 2.23] para el caso polar. Es decir, donde la magnetización esta en la dirección- z (perpendicular a la interface)

$$\epsilon = N^2 \begin{pmatrix} 1 & -iQ & 0 \\ iQ & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

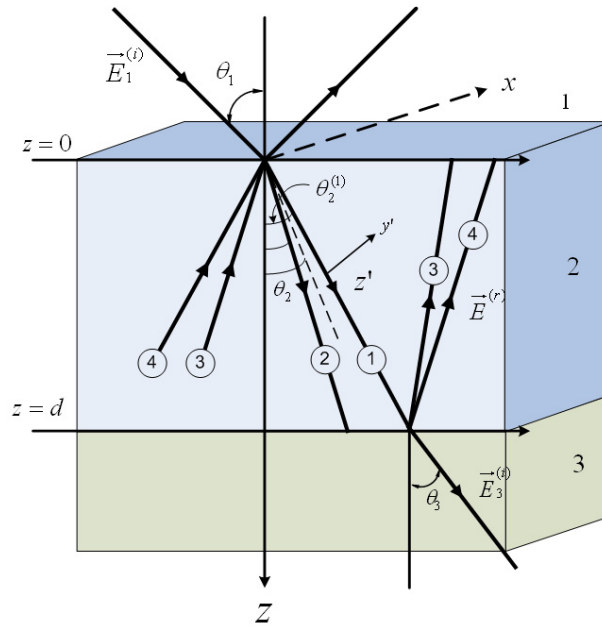


Figura 2.7: Sistema de tres medios 2 interfaces. Las fronteras están en el plano xy , las notaciones $\mathbf{E}^{(i)}$, $\mathbf{E}^{(r)}$ y θ_1 , θ_2 , θ_3 son como en la figura (2.6). 1, 2, 3, 4 son los cuatro haces en el medio magnético. (y', z') es el sistema de referencia local para la onda 1. $z = 0$ y $z = d$ son las fronteras de la película. $\theta_2^{(1)}$ es la dirección del haz 1 en el medio. $\theta_2^{(j)}$, $j = 2, 3, 4$ no son mostrados en la figura

De la misma forma se deduce el tensor para el caso longitudinal, donde la magnetización se da a lo largo de la frontera [dirección- y en la Fig.(2.6)], y en donde N es el índice de refracción para el medio 2 (el medio magnético)

$$\epsilon = N^2 \begin{pmatrix} 1 & 0 & -iQ \\ 0 & 1 & 0 \\ iQ & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

para ambos casos se utiliza el tensor permitividad relativa, es decir $[\epsilon]/\epsilon_0$, $[K]$ en el apéndice C.

Los elementos de la matriz A se encuentran mediante las ecuaciones de Maxwell en el material y utilizando el tensor permitividad [Ec. (2.26) y Ec. (2.27)], como se muestra en el apéndice B, y en las referencias [19] [21].

$$A^{(POL)} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ \frac{i}{2}\alpha_y^2 Q & \alpha_z & \frac{i}{2}\alpha_y^2 Q & -\alpha_z \\ \frac{i}{2}\alpha_z Q N & -N & -\frac{i}{2}\alpha_z Q N & -N \\ \alpha_z N & \frac{i}{2} Q N & -\alpha_z N & \frac{i}{2} Q N \end{pmatrix} \quad (2.28)$$

$$A^{(LON)} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ -\frac{i}{2}\frac{\alpha_y}{\alpha_z}(1 + \alpha_z^2) Q & \alpha_z & \frac{i}{2}\frac{\alpha_y}{\alpha_z}(1 + \alpha_z^2) Q & -\alpha_z \\ \frac{i}{2}\alpha_y Q N & -N & \frac{i}{2}\alpha_y Q N & -N \\ \alpha_z N & \frac{i}{2}\frac{\alpha_y}{\alpha_z} Q N & -\alpha_z N & -\frac{i}{2}\frac{\alpha_y}{\alpha_z} Q N \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

donde $\alpha_z = \cos \theta_2$ y $\alpha_y = \text{sen} \theta_2$ [ver Fig. (2.6)], son los ángulos en la ley de Snell. Q es la constante magneto-óptica.

Estas son las matrices de frontera del medio en el caso magnético. La matriz A para un medio no magnético [A_1 en la Fig. (2.6)], se obtiene haciendo Q igual a cero, $Q = 0$

$$A_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \alpha_{1z} & 0 & -\alpha_{1z} \\ 0 & -N_1 & 0 & -N_1 \\ \alpha_{1z} N_1 & 0 & -\alpha_{1z} N_1 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

donde $\alpha_{1z} = \cos \theta_1$ [ver Fig. (2.6)].

Teniendo las matrices de frontera del medio A_1 y A_2 para los dos medios en la Fig. (2.6), las condiciones de frontera para las componentes tangenciales de E y H serán [ver Ec. (2.25)]

$$A_1 P_1 = A_2 P_2 \quad (2.31)$$

De esta forma las condiciones de frontera pueden ser aplicadas directamente a los coeficientes magneto-ópticos, obteniéndose un conjunto de ecuaciones lineales para ellos. Este es el caso de dos medios [Fig. (2.6)] cuando el haz se propaga del medio 1 al medio 2, $E_{2s}^{(r)} = E_{2p}^{(r)} = 0$. Para un haz inicial polarizado-s también $E_2^{(s)} = 0$, y los coeficientes magneto-ópticos están definidos por [ver Ec. (2.13)]

$$r_{ss} = \frac{E_{1s}^{(r)}}{E_{1s}^{(i)}}, \quad r_{ps} = \frac{E_{1p}^{(r)}}{E_{1s}^{(i)}}, \quad t_{ss} = \frac{E_{2s}^{(i)}}{E_{1s}^{(i)}}, \quad t_{ps} = \frac{E_{2p}^{(i)}}{E_{1s}^{(i)}} \quad (2.32)$$

Dividiendo ambos lados de la ecuación (2.31) por $E_{1s}^{(i)}$ y se obtiene el siguiente conjunto de ecuaciones para los coeficientes magneto-ópticos para el caso de luz polarizada inicialmente s [haciendo uso de la matriz A de las ecuaciones (2.29) y (2.28)]

$$A_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ r_{ss} \\ r_{ps} \end{pmatrix} = A_2 \begin{pmatrix} t_{ss} \\ t_{ps} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.33)$$

Este es un conjunto de cuatro ecuaciones lineales inhomogéneas donde las variables son los coeficientes magneto-ópticos. Las ecuaciones (2.33) también tienen el significado de condiciones de frontera para las componentes tangenciales de \mathbf{E} y \mathbf{H} . De igual manera para luz polarizada inicialmente-p ($E_{1s}^{(i)} = 0$), se encuentra [dividiendo ambos lados de la Ec. (2.31)]

$$A_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ r_{sp} \\ r_{pp} \end{pmatrix} = A_2 \begin{pmatrix} t_{sp} \\ t_{pp} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.34)$$

donde por definición los coeficientes magneto-ópticos son [ver Ec. (2.13)]

$$r_{pp} = \frac{E_{1p}^{(r)}}{E_{1p}^{(i)}}, \quad r_{sp} = \frac{E_{1s}^{(r)}}{E_{1p}^{(i)}}, \quad t_{sp} = \frac{E_{2s}^{(i)}}{E_{1p}^{(i)}}, \quad t_{pp} = \frac{E_{2p}^{(i)}}{E_{1p}^{(i)}} \quad (2.35)$$

Nuevamente, en esta aproximación, los coeficientes se determinan a partir de un conjunto de ecuaciones lineales [ecuaciones (2.34)] donde A_1 y A_2 son las matrices de frontera del medio para el medio 1 y 2 en las relaciones (2.29)-(2.28).

Hay dos características principales que aparecen en el caso de dos medios y una interface [Fig. (2.6)]. Una de ellas es el uso de una matriz de frontera del medio general A , y la otra es la aplicación de las condiciones de frontera directamente a los coeficientes magneto-ópticos. Debido a estas dos características las ecuaciones (2.31)-(2.35) son aplicables a cualesquiera dos medios los cuales pueden ser ambos no-magnéticos, uno de ellos magnético o ambos magnéticos.

Capítulo 3

Cálculo de los coeficientes magneto-ópticos extendido a sistemas multicapas

En la sección 2.3.3 se desarrolló en detalle el proceso para obtener los coeficientes magneto-ópticos de un material sobre el cual incidía la luz. En este capítulo se muestra cómo se generaliza este desarrollo al caso de un sistema de multicapas. Como caso particular se considera un sistema que consiste de tres medios: vacío, una película de Fe de espesor d sobre un sustrato de Cu. En este sistema se encuentran dos interfaces en $z = 0$ y $z = d$ [ver Fig. (2.7)].

Dado que la luz, además de reflejarse sobre un medio, va a propagarse por él hasta alcanzar otra frontera, es necesario introducir una matriz conocida como Matriz de Propagación \bar{D} del medio. Esta matriz incluye parámetros característicos de cada capa como son: el espesor d , el coeficiente magneto-óptico Q y el índice de refracción N , y se expresa como:

$$\bar{D} = \begin{pmatrix} U \cos \sigma & U \operatorname{sen} \sigma & 0 & 0 \\ -U \operatorname{sen} \sigma & U \cos \sigma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & U^{-1} \cos \sigma & \pm U^{-1} \operatorname{sen} \sigma \\ 0 & 0 & \mp U^{-1} \operatorname{sen} \sigma & U^{-1} \cos \sigma \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

donde $U = e^{-i(\frac{2\pi}{\lambda})N\alpha_z d}$, el signo \pm es para el caso polar (*POL*) y longitudinal (*LON*), y

$$\sigma^{(POL)} = \frac{\pi}{\lambda}NQd, \quad \sigma^{(LON)} = \frac{\pi}{\lambda}NQd\frac{\alpha_y}{\alpha_z} \quad (3.2)$$

(La matriz de propagación \bar{D} ha sido derivada en el apéndice B). Esta matriz también se aplica a medios no-magnéticos, haciendo $Q = 0$ y es una matriz diagonal. La matriz \bar{D} contiene la información del material que es atravesado por la luz, y relaciona el vector P en la posición 0 con el vector P luego de penetrar una distancia d en el material:

$$P(0) = \bar{D}P(d) \quad (3.3)$$

De esta manera la condición de frontera presentada en la Ec. (2.31): $A_1P_1(0) = A_2P_2(0)$ se reescribe como:

$$A_1P_1(0) = A_2\bar{D}P_2(d) \quad (3.4)$$

En donde se ha incluido el efecto de la capa de espesor d que ha sido atravesada. Multiplicando por la matriz identidad: $A_2^{-1}A_2$: $A_1P_1(0) = A_2\bar{D}A_2^{-1}A_2P_2(d)$. De nuevo es necesario incluir la condición de frontera entre la segunda y tercera capa: $A_2P_2 = A_3P_3$, de donde se obtiene finalmente:

$$A_1P_1(0) = A_2\bar{D}A_2^{-1}A_3P_3(d) \quad (3.5)$$

Los vectores $P_1(0)$ y $P_3(d)$ pueden ser sustituidos de las Ecs. (2.33) y (2.34), obteniendo:

$$A_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ r_{ss} \\ r_{ps} \end{pmatrix} = A_2\bar{D}A_2^{-1}A_3 \begin{pmatrix} t_{ss} \\ t_{ps} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

y para la onda polarizada p

$$A_1 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ r_{sp} \\ r_{pp} \end{pmatrix} = A_2 \bar{D} A_2^{-1} A_3 \begin{pmatrix} t_{sp} \\ t_{pp} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

donde A_1 y A_3 son las matrices de frontera del medio, los cuales para medios no-magnéticos toman la forma Ec. (2.30).

Las Ecs. (3.6) y (3.7) se escriben de manera reducida como:

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ r_{ss} \\ r_{ps} \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} t_{ss} \\ t_{ps} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ r_{sp} \\ r_{pp} \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} t_{sp} \\ t_{pp} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

en donde T es conocida como la matriz característica de la muestra.

Como se ha visto, para el caso de tres medios T^1 :

$$T = A_1^{-1} A_2 \bar{D} A_2^{-1} A_3 \equiv \begin{pmatrix} G & H \\ I & J \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

en donde las submatrices G , H , I y J pueden ser calculadas a partir de las matrices A de cada medio. Hallar los valores de estas submatrices permite obtener los coeficientes magneto-ópticos usando la Ec. (3.8), pues se puede mostrar fácilmente que:

$$G^{-1} = \begin{pmatrix} t_{ss} & t_{sp} \\ t_{ps} & t_{pp} \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

¹ En general para una muestra de $m + 1$ capas la matriz característica de la muestra se reemplaza por un producto de matrices características:

$$A_1 \left(\prod_m A_m \bar{D}_m A_m^{-1} \right) A_{m+1} \quad (3.9)$$

donde cada matriz $A_m \bar{D}_m A_m^{-1}$ corresponde a la matriz característica de cada capa.

$$\mathbf{R} = IG^{-1} = \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix} \quad (3.12)$$

Los coeficientes magneto-ópticos se utilizan para obtener la rotación Kerr ϕ' y la elipticidad ϕ'' para luz polarizada s y p están dados por:

$$\Phi_s = \frac{r_{ps}}{r_{ss}} = \phi'_s + i\phi''_s, \quad \Phi_p = \frac{r_{sp}}{r_{pp}} = \phi'_p + i\phi''_p \quad (3.13)$$

Finalmente la intensidad Kerr es obtenida mediante $I_{kerr} = \sqrt{\phi'^2 + \phi''^2}$.

3.1. Cálculos numéricos de la señal magneto-óptica

Como aplicación del cálculo de la señal magneto-óptica presentada en el numeral anterior, se solucionará un sistema que consiste de tres medios: vacío, una película de Fe de espesor d sobre un sustrato de Cu. Los valores utilizados para el Fe, Cu fueron:

$$\begin{aligned} \text{Fe: } \Re(N) &= 2,87 & \Im(N) &= 3,36 \\ \text{Cu: } \Re(N) &= 0,249 & \Im(N) &= 3,41 \\ \text{Q}_{Fe} : \Re(Q) &= 0,0376 & \Im(Q) &= 0,0066 \end{aligned} \quad (3.14)$$

con $\Re(N)$, $\Im(N)$ las componentes real e imaginaria del índice de refracción respectivamente, y $\Re(Q)$, $\Im(Q)$ las componentes real e imaginaria del coeficiente magneto-óptico respectivamente. Se utilizará como ángulo de incidencia $\theta_i = 22^\circ$ con longitud de onda $\lambda = 6328\text{Å}$. El sistema se solucionará en configuración POLAR.

Con estos parámetros se calcula la matriz $T = A_1^{-1}(A_2\bar{D}_2A_2^{-1})A_3$, a partir de:

$$T = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \alpha_i & 0 & -\alpha_i \\ 0 & -N_V & 0 & -N_V \\ \alpha_i N_V & 0 & -\alpha_i N_V & 0 \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ \frac{i}{2}\alpha_y^2 Q & \alpha_z & \frac{i}{2}\alpha_y^2 Q & -\alpha_z \\ \frac{i}{2}\alpha_z Q N_{Fe} & -N_{Fe} & -\frac{i}{2}\alpha_z Q N_{Fe} & -N_{Fe} \\ \alpha_z N_{Fe} & \frac{i}{2} Q N_{Fe} & -\alpha_z N_{Fe} & \frac{i}{2} Q N_{Fe} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U\sigma_z & U\sigma_y & 0 & 0 \\ -U\sigma_y & U\sigma_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & U^{-1}\sigma_z & U^{-1}\sigma_y \\ 0 & 0 & -U^{-1}\sigma_y & U^{-1}\sigma_z \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ \frac{i}{2}\alpha_y^2 Q & \alpha_z & \frac{i}{2}\alpha_y^2 Q & -\alpha_z \\ \frac{i}{2}\alpha_z Q N_{Fe} & -N_{Fe} & -\frac{i}{2}\alpha_z Q N_{Fe} & -N_{Fe} \\ \alpha_z N_{Fe} & \frac{i}{2} Q N_{Fe} & -\alpha_z N_{Fe} & \frac{i}{2} Q N_{Fe} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \cos \theta_3 & 0 & -\cos \theta_3 \\ 0 & -N_{Cu} & 0 & -N_{Cu} \\ \cos \theta_3 N_{Cu} & 0 & -\cos \theta_3 N_{Cu} & 0 \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

donde $U = e^{-i(\frac{2\pi}{\lambda})N_{Fe} \cos \theta_2 d}$, $\sigma_z = \cos \sigma$ y $\sigma_y = \sin \sigma$, $\alpha_z = \cos \theta_2$ y $\alpha_y = \sin \theta_2$, $\alpha_i = \cos \theta_i$, θ_2 y θ_3 son los ángulos de transmisión en los medios 2 y 3 respectivamente [ver Fig. (3.1)] y se calculan a partir de la ley de Snell: $N_V \sin(\theta_i) = N_{Fe} \sin(\theta_2) = N_{Cu} \sin(\theta_3)$.

De las submatrices G , H , I y J se obtienen numéricamente los coeficientes magneto-ópticos [ver Ecs. (3.10) y (3.12)] para cada valor de d .

Las razones: $\frac{r_{ps}}{r_{ss}}$, $\frac{r_{sp}}{r_{pp}}$ entre los coeficientes magneto-ópticos, son números complejos, cuyas partes real e imaginaria son la rotación ϕ' y la elipticidad ϕ'' respectivamente. Con los anteriores valores se calcula la intensidad de la señal magneto-óptica, a través de la relación:

$$I_{kerr} = \sqrt{\phi'^2 + \phi''^2} \quad (3.16)$$

Como se dijo antes, la señal magneto-óptica es obtenida para cada valor de d . La intensidad fue calculada para espesores $0\text{Å} < d < 400\text{Å}$, tanto para luz polarizada s como p. La figura

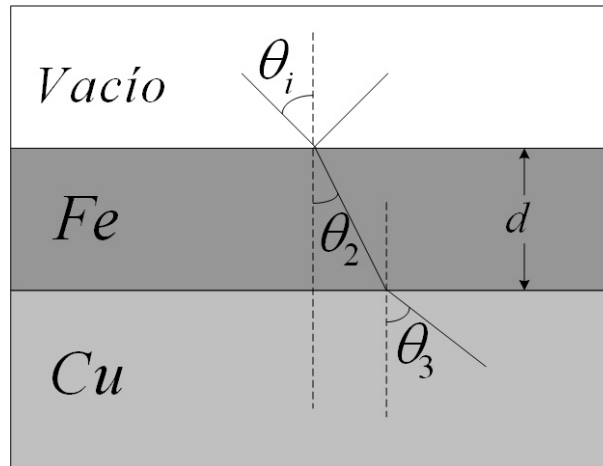


Figura 3.1: Estructura de tres medios: Vacío, Fe y Cu, indicando el ángulo de incidencia θ_i , y los ángulos de transmisión θ_2 y θ_3

(3.2) presenta tal dependencia. Las líneas continuas representan la dependencia del espesor con la señal magneto-óptica obtenida en este trabajo, mientras que las líneas punteadas fueron tomadas de la referencia [19].

La figura 3.3 muestra el comportamiento experimental de la señal magneto-óptica para una muestra de Fe crecida sobre un sustrato de Au obtenida por [22]. En esta gráfica se pueden observar tres regiones, la primera muestra un incremento lineal de la señal con respecto al espesor hasta espesores de aproximadamente 80\AA , este comportamiento es atribuido a un efecto Faraday, como se muestra esquemáticamente en la figura [3.4(a)]. Cuando el espesor de la capa de Fe es menor que la longitud de penetración de la luz, esta atravesará completamente la capa de Fe y la señal magneto-óptica será solamente por transmisión a través de la capa magnética (Fe). En la tercera región se ve una señal de saturación para espesores mayores a 110\AA , como se puede ver en la figura [3.4(c)], para longitudes mayores a la longitud de penetración la señal es reflejada completamente desde la capa magnética y se debe puramente al efecto Kerr, y tenemos una segunda región para espesores entre 80\AA y 110\AA , cuando el espesor de la capa de Fe es aproximadamente la longitud de penetración de la luz [Fig. 3.4(b)]. En esta región tenemos una competencia entre los dos efectos.

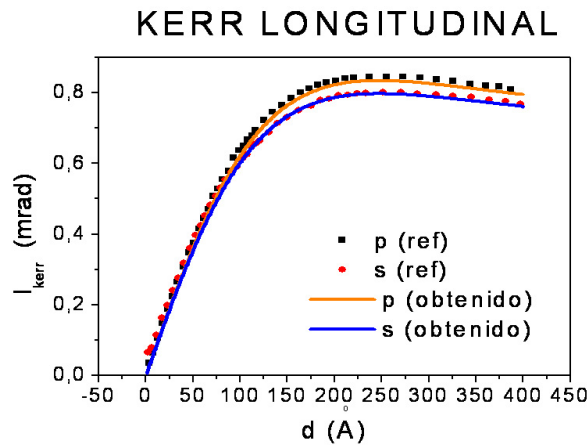


Figura 3.2: Magnitud I_{kerr} del la señal magneto-óptica obtenida para Fe sobre sustrato de Cu, en configuración Polar. reportada por J. Zak *et al.* [19].

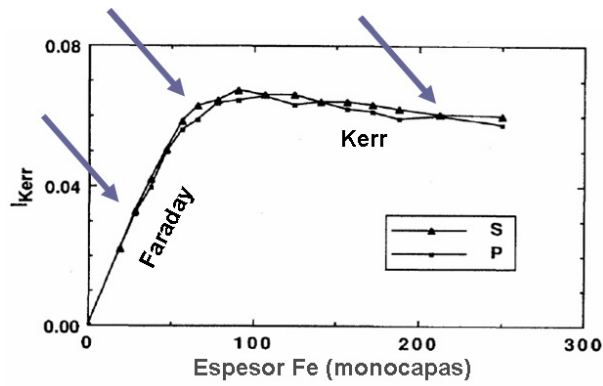


Figura 3.3: Magnitud I_{kerr} del la señal magneto-óptica experimental para Fe sobre sustrato de Au, en configuración Polar, E. R. Moog *et al.* [22].

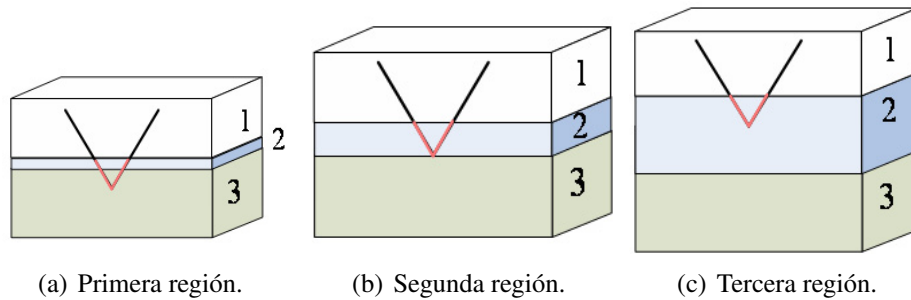


Figura 3.4: Ilustración esquemática de las tres regiones en el comportamiento experimental de la señal magneto-óptica.

Capítulo 4

Teoría de la histéresis ferromagnética

En este capítulo se estudia un modelo para materiales ferromagnéticos blandos como lo son las ferritas. El modelo más utilizado para este tipo de materiales es el de Jiles-Atherton. Este modelo nos permite obtener información de la morfología superficial de películas magnéticas.

4.1. El modelo de Jiles-Atherton

Este es un modelo estadístico de campo efectivo [23][24] que se fundamenta en el movimiento de las paredes de los dominios. Para desarrollarlo, consideremos primero la energía por unidad de volumen de un dominio con momento magnético por unidad de volumen m en un campo magnético H :

$$E = -\mu_0 m \times H \quad (4.1)$$

Dentro del ferromagneto hay acoplamiento entre dominios y por lo tanto la anterior ecuación la podemos escribir como:

$$E = -\mu_0 m \times (H + \alpha M) \quad (4.2)$$

donde α es un parámetro de campo promedio que representa el acoplamiento entre dominios, el cual se determina experimentalmente. La energía por unidad de volumen puede ser

expresada como:

$$E = -\mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_e \quad (4.3)$$

donde $\mathbf{H}_e = \mathbf{H} + \alpha \mathbf{M}$ es un campo efectivo, y es el campo experimentado por un solo momento magnético dentro de un dominio.

Aplicando la estadística de Maxwell-Boltzmann e integrando sobre un ángulo sólido de 4π nos conduce, en el caso de $\alpha = 0$ a la ecuación de Langevin¹ y en el caso $\alpha \neq 0$ a una ecuación modificada de Langevin:

$$\frac{M}{M_s} = \coth \frac{\mu_0 m (H + \alpha M)}{k_B T} - \frac{k_B T}{\mu_0 m (H + \alpha M)}, \quad \text{o} \quad M = \mathcal{L}\left(\frac{H_e}{a}\right) \quad (4.4)$$

donde $a = k_B T / m$, k_B es la constante de Boltzmann, $\mathcal{L}(x)$ es la función modificada de Langevin, y T es la constante de Boltzmann en Kelvin.

Esta ecuación modificada de Langevin [Ec. 4.4], en el caso de que α sea grande, o sea una interacción entre dominios muy fuerte, nos puede dar origen a una forma primitiva de histéresis como se muestra en la figura (4.1), pero la cual no coincide con una curva de histéresis real de un material magnético suave.

Para el caso de un valores de α pequeños se obtiene la figura (4.2), la cual es llamada curva anhisterética, en esta curva ya se tiene en cuenta que en el material se formaron dominios, y esos dominios interactúan entre sí, pero las paredes de los dominios se pueden mover libremente a lo largo del material como se muestra esquemáticamente en la figura (4.3). En la parte izquierda de esta figura podemos ver como a medida que se incrementa el campo magnético en el material sin defectos las paredes de los dominios se mueven libremente hasta alcanzar la saturación, lo que da origen a esta curva. Así, la ecuación modificada de Langevin la vamos a llamar, curva de magnetización anhisterética $M_{an} = \mathcal{L}$

La ecuación modificada de Langevin no nos da una descripción muy adecuada de la curva magnetización en un material ferromagnético ya que ignora la posibilidad de que las paredes

¹ La función de Langevin es la que describe la magnetización en un material paramagnético

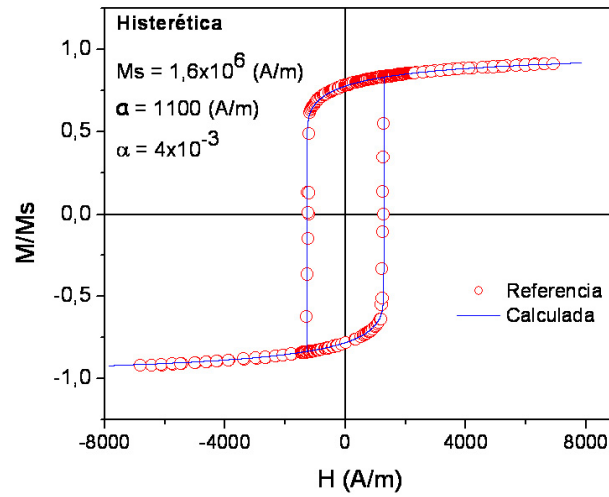


Figura 4.1: Primera aproximación a una curva de histéresis, asumiendo una fuerte interacción entre dominios. La línea continua fue calculada en este trabajo, mientras que los círculos fueron tomados de la referencia [25].

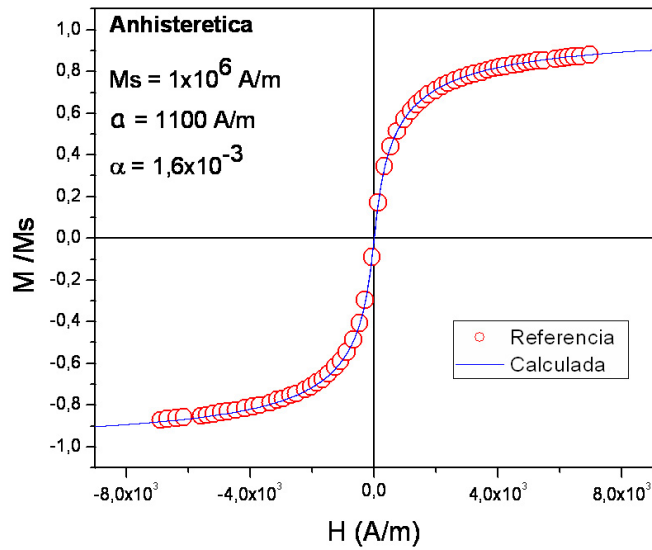


Figura 4.2: Curva anhisterética obtenida de la ecuación modificada de Langevin. La línea continua fue calculada en este trabajo, mientras que los círculos fueron tomados de la referencia [25].

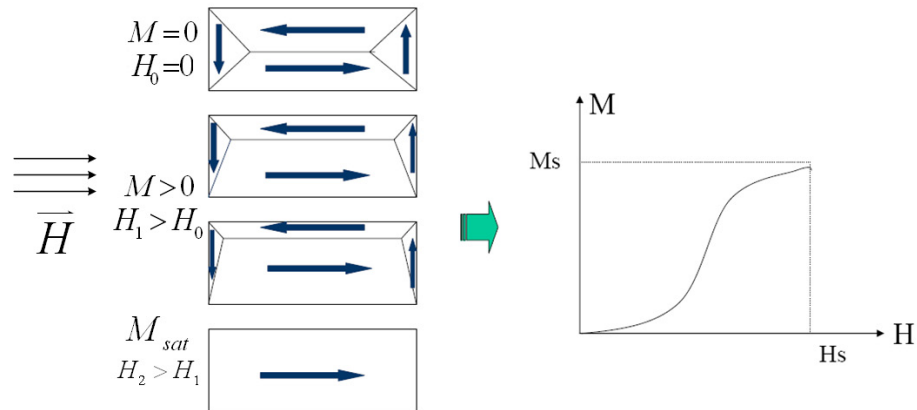


Figura 4.3: Movimiento reversible de las paredes de los dominios.

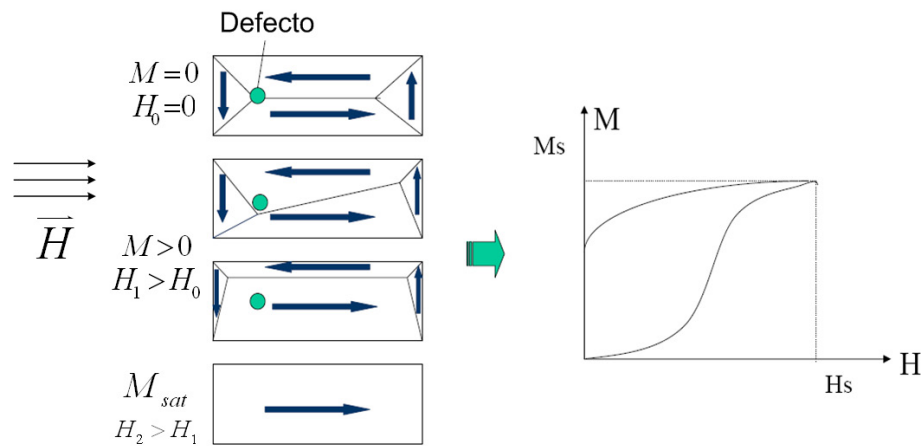


Figura 4.4: Movimiento irreversible de las paredes de los dominios.

de los dominios queden ancladas a los defectos en el material, como se muestra esquemáticamente en la figura 4.4. En la parte izquierda de esta figura podemos ver como a medida que el campo magnético se incrementa, cuando la paredes de los dominios se encuentran con un defecto en el material, es necesario una energía adicional del campo magnético para que la pared supere el defecto y alcance la saturación.

La magnetización anhisterética es la magnetización en el caso ideal, osea sin perdidas y las perdidas en la magnetización debidas al anclaje de las paredes de los dominios las podemos escribir como:

$$M_{loss} = -\frac{dE_{loss}}{dH_e} = -\frac{dE_{loss}}{dM} \frac{dM}{dH_e} \quad (4.5)$$

de esta forma la magnetización total en el material se puede escribir como la magnetización en el caso sin perdidas menos las perdidas debidas al anclaje:

$$M = M_{an} - M_{loss} = M_{an} - k\psi \frac{dM}{dH_e} \quad (4.6)$$

donde el parámetro ψ toma valores de +1 cuando H se incrementa en la dirección positiva y -1 cuando H se incrementa en la dirección negativa. Esto asegura que el anclaje se oponga siempre a los cambios en la magnetización. $k = dE_{loss}/dM$ es conocido como el parámetro de anclaje y nos indica como se pierde energía en el material debida a los defectos en el material. El valor de k para un material específico debe ser encontrado a partir de un ajuste con el experimento.

La solución de la ecuación diferencial 4.6, se puede obtener integrando por partes. La solución tiene la forma:

$$M = \sum_{n=0}^{\infty} \left[(-1)^n (k\psi)^n \mathcal{L}^n \left(\frac{H_e}{a} \right) \right] + \psi C(H_{max}) \quad (4.7)$$

donde $\mathcal{L}^n(H_e/a)$ representa la n-esima derivada de la función modificada de Langevin con respecto a H_e . $\psi C(H_{max})$ es una función de integración la cual es necesaria para satisfacer las condiciones de frontera sobre las curvas de histéresis.

Las derivadas sucesivas de la función de Langevin tienden rápidamente a cero y para $k < a$, la serie converge rápidamente. Reorganizando la serie para eliminar los términos de orden superior a 2 tenemos:

$$M = \mathcal{L} \left(\frac{H_e}{a} \right) + k\mathcal{L}^1 \left(\frac{H_e}{a} \right) + k^2 \mathcal{L}^2 \left(\frac{H_e}{a} \right) + \psi C(H_{max}) \quad (4.8)$$

De aquí podemos ver que hay dos posibles soluciones para los lazos de histéresis correspondientes a el campo incrementándose $\psi = 1$ y decrementándose $\psi = -1$. Si los denotamos por M_+ y M_- , entonces:

$$M_+ = \mathcal{L}\left(\frac{H_e}{a}\right) + k\mathcal{L}^1\left(\frac{H_e}{a}\right) + k^2\mathcal{L}^2\left(\frac{H_e}{a}\right) - C(H_{max}) \quad (4.9)$$

$$M_- = \mathcal{L}\left(\frac{H_e}{a}\right) + k\mathcal{L}^1\left(\frac{H_e}{a}\right) + k^2\mathcal{L}^2\left(\frac{H_e}{a}\right) + C(H_{max}) \quad (4.10)$$

y en los puntos extremos del lazo para que se tenga continuidad, $M_+ = M_-$. Por lo tanto,

$$C(H_{max}) = -k\mathcal{L}^1\left(\frac{H_e}{a}\right) \quad (4.11)$$

De aquí obtenemos la solución para los lazos de histéresis como:

$$M = \mathcal{L}\left(\frac{H_e}{a}\right) - k\psi \left[\mathcal{L}^1\left(\frac{H_e}{a}\right) - \mathcal{L}^1\left(\frac{H_{max}}{a}\right) \right] + k^2\mathcal{L}^2\left(\frac{H_e}{a}\right) \quad (4.12)$$

4.1.1. Desarrollo de la rutina para la simulación

La ecuación 4.12 es una ecuación diferencial no lineal, la cual hay que resolver calculando punto a punto cada valor para la magnetización, el procedimiento usado para su solución se hizo a partir de un algoritmo que funciona de la siguiente forma:

$$M_i = M[M_{i-1}, H_i] \quad (4.13)$$

esto significa que la magnetización en el momento i depende de la magnetización en el instante anterior $i - 1$ y del campo magnético actual aplicado i , lo que muestra el efecto de memoria en los materiales magnéticos. En el estado inicial $i = 1$, la magnetización en el instante anterior $M_{i-1} = M_0$ es cero, y se aplica un campo magnético $H_i = H_1$ por encima de cero, de esta forma obtenemos M_1 , con este valor y otro incremento en H calculamos M_2 . Esto se repite de una forma iterativa para obtener todos los puntos de la curva de histéresis.

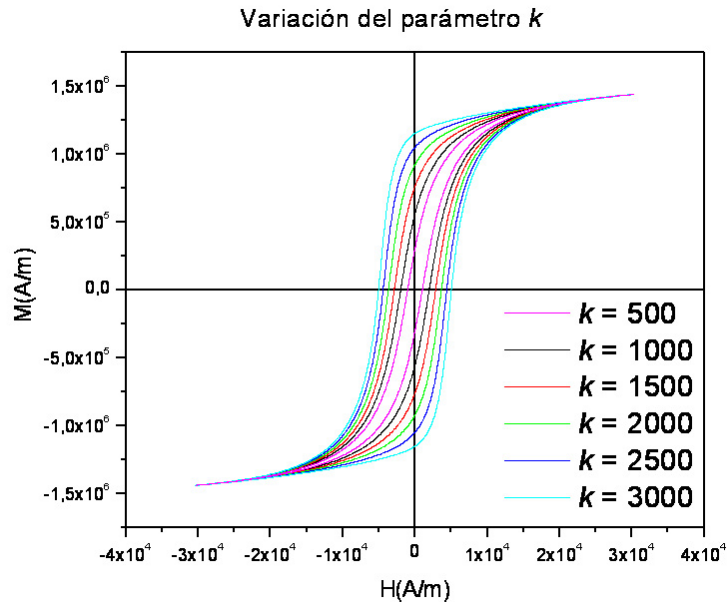


Figura 4.5: Variación del parámetro de anclaje k , calculado a partir del modelo de Jiles-Atherton.

4.1.2. Variación de parámetros

Del modelo de Jiles-Atherton en la forma anteriormente descrita podemos identificar 3 parámetros por variar: la interacción de campo promedio α , el efecto térmico a y el parámetro de anclaje de las paredes de los dominios k .

La figura (4.5) muestra varias curvas de histéresis calculadas a partir del modelo de Jiles-Atherton donde se ha variado el parámetro k y se han mantenido constante los otros dos parámetros, de aquí podemos ver como a medida que se incrementa el parámetro de anclaje k/μ_0 , desde 500 hasta 3000, varia la forma de la curva de histéresis, se incrementa el campo coercitivo, se incrementa la magnetización remanente, etc. Ya que el parámetro de anclaje k esta relacionado con los defectos en el material, incrementos en el valor de este nos indica aumento en la energía de perdidas en magnetización cuando las paredes de los dominios intentan superar los defectos en el material, osea nos esta indicando un aumento en los defectos en el material.

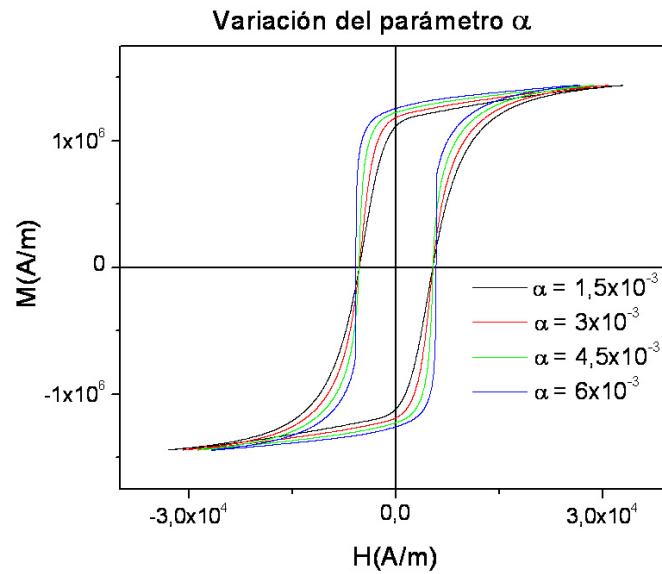


Figura 4.6: Variación del efecto de campo promedio, calculado a partir del modelo de Jiles-Atherton.

En la figura (4.6) podemos ver el efecto de campo promedio a través del parámetro α , donde a medida que la interacción entre dominios se incrementa (valores grandes de α), se incrementa la pendiente de la curva de histéresis. Esta es la principal característica de la variación de este parámetro y puede ser usada al momento de ajustar curvas experimentales.

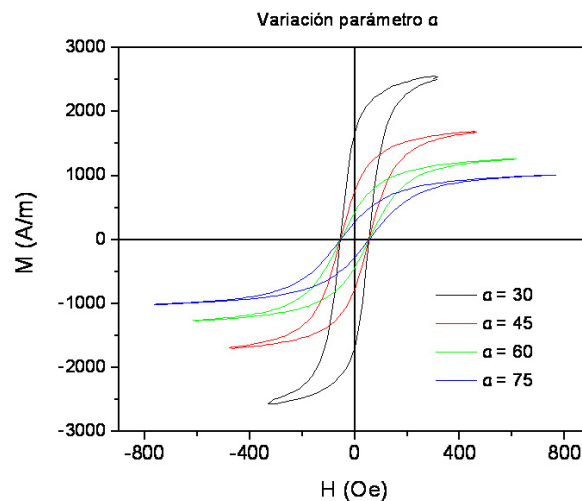


Figura 4.7: Variación del efecto térmico, calculado a partir del modelo de Jiles-Atherton.

Una variación del parámetro del efecto térmico [Fig. (4.7)] nos muestra según el modelo que a medida que este se incrementa se reduce la magnetización de saturación, pero no muestra variación en el campo coercitivo, lo que no está de acuerdo con lo mostrado por el experimento.

Capítulo 5

Verificación experimental del modelo de Jiles-Atherton

5.1. Características del Compuesto estudiado

Las películas que fueron estudiadas para corroborar la dependencia de la respuesta magnética con el espesor son ferritas de NiZn, cuya estructura cristalina es tipo espinela. Esto es una estructura cúbica con intersticios tetragonales u octagonales como los mostrados en la figura. El cómo los Mn sustituyen los átomos de Zn en la estructura obedece a condiciones de minimización del campo cristalino, combinado con cierta probabilidad de distribución y óptimas condiciones de deposición. Este compuesto presenta un estado ferromagnético de-

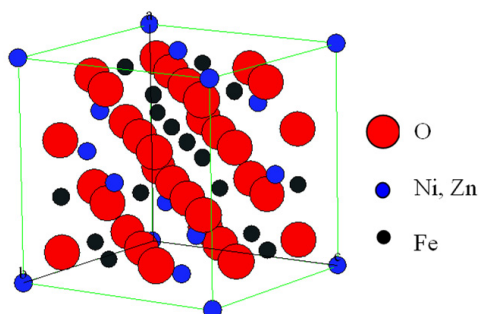


Figura 5.1: Estructura cristalográfica de una espinela de NiZn

bido a que la interacción entre los momentos magnéticos de los espines tiene signo negativo, y se considera apreciable sólo entre vecinos próximos. Lo anterior resulta, como es conocido, en dos redes magnéticas interpenetradas en donde todos los iones ubicados en las posiciones tetragonales se orientan en la misma dirección, y los iones presentes en los sitios octaédricos se orientan en dirección opuesta. De esta manera las dos redes interpenetradas poseen momentos magnéticos de diferente intensidad y por ende, diferentes momentos magnéticos de saturación. Estas espinelas tienen temperatura de curie T_C por encima de la temperatura ambiente para valores de $x < 0,8$ [26] en la composición $Ni_{1-x}Zn_xFe_2O_4$. Como se verá a continuación, las películas con las cuales se trabajó tenían $x < 0,25$. Por lo anterior, este sistema fue elegido para su evaluación por medio del sistema MOKE en este trabajo

5.1.1. Fabricación de las muestras

Las muestras empleadas en este estudio fueron preparadas en el Laboratorio de Películas Delgadas de la Universidad del Valle. La técnica empleada fue Pulverización catódica RF en atmósfera de oxígeno. En el sistema se utilizó un blanco de composición nominal: $Ni_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_4$. Su preparación se basa en un proceso de reacción sólida. Algunos detalles de su preparación pueden ser consultados en la referencia [27].

Las películas se depositaron sobre sustratos de Si(100) de 10X10 mm con tiempo variable de deposición, con el fin de obtener películas de diferentes espesores. En la tabla 5.1 se incluyen los parámetros experimentales utilizados

Los espesores calculados emplean la tasa de deposición del sistema.

MUESTRA	PRESION DE O ₂ (mbar)	TEMPERATURA DEL SUSTRATO (°C)	TIEMPO DE DEPOSICION (horas)	ESPEJOR CALCULADO (nm)
01	7,05 × 10 ⁻¹	600	1	80 ± 8
02			2	160 ± 16
03			3	240 ± 24

Tabla 5.1: Parámetros experimentales usados para la fabricación de las Ferritas

5.1.2. Caracterización por XRD

Con el fin de evaluar las muestras preparadas se hizo un estudio a partir de los espectros de difracción de rayos X obtenidos en la Universidad Nacional de Colombia ¹. El sistema es un Philips PW1710, con blanco de Cu, longitud de onda $\lambda_{\alpha} = 1,54056 \text{ \AA}$. Un espectro característico de las muestras es mostrado en la figura (5.2). Del análisis de dicho espectro fue posible identificar la presencia de los planos (222), (440), (511) y (444), los cuales han sido ampliamente reportados [28]. En la figura (5.3) se muestra el espectro teórico para la composición. A partir de los espectros obtenidos se realizó un cálculo refinado de parámetro de red basado en la función de refinamiento de Nelson-Riley [29]

$$f = \frac{\cos^2 \theta}{\text{sen} \theta} + \frac{\cos \theta}{\text{sen} \theta} \quad (5.1)$$

Basados en este análisis se obtuvo para las muestras preparadas un parámetro de red de $8,38 \pm 0,01 \text{ \AA}$, resultando en una composición de $x \approx 0,25$ para las películas de $\text{Ni}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$. Este cálculo fue realizado con base en la dependencia parámetro de red en función de la composición, cuya relación puede ser en primera aproximación, linealizada tal como se muestra en la Fig. (5.4).

¹ Agradezco al profesor Jairo Roa quien nos colaboró en el préstamo del sistema de DRX mencionado.

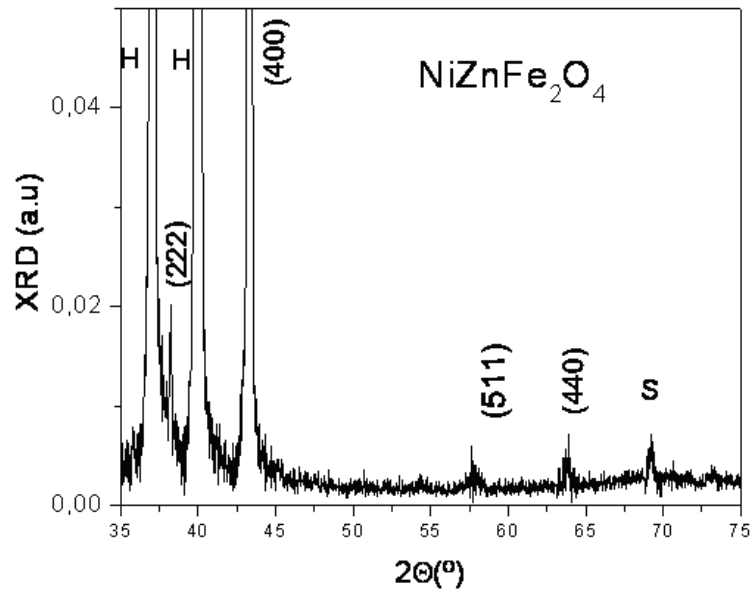


Figura 5.2: Espectro de DRX para la muestra 002, en la cual se identifican los diferentes planos de la muestra. H corresponde al espectro del portamuestras y S del sustrato de Si.

5.2. Caracterización magneto-óptica

5.2.1. Montaje del sistema experimental

Se ha implementado un sistema de caracterización Magneto-Óptica basado en el Efecto Kerr MOKE, en geometría polar, esto es, en donde la magnetización es paralela al plano de incidencia y normal a la interface, y en geometría longitudinal, en la cual la magnetización es paralela al plano de incidencia y paralela a la interfase. El sistema mostrado en la Fig. (5.5) esta en configuración longitudinal que fue la usada para las medidas hechas en este trabajo, si queremos utilizar la configuración polar solo tenemos que rotar los electroimanes 90° . Estas configuraciones MOKE son las utilizadas por S. Bader y su grupo durante las pasadas dos décadas [8]. El sistema MOKE implementado [Fig. 5.5] está compuesto por: un diodo láser de longitud de onda $\lambda = 532 \text{ nm}$ (verde), el haz de luz pasa a través de un polarizador Glan-Thomson, el cual define su estado de polarización, el haz reflejado de la muestra pasa por un segundo polarizador (analizador), puesto a un ángulo cerca de $\delta \approx 1,5^\circ$ con respecto a

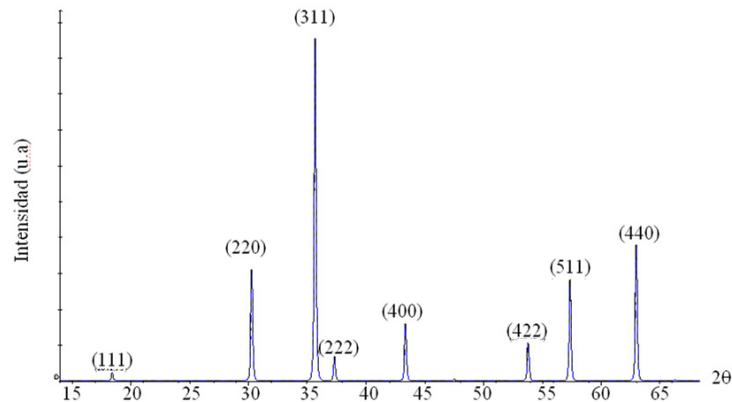


Figura 5.3: Espectro teórico de RX para el compuesto NiFe_2O_4 . Calculado con el programa CarIne 3.1.

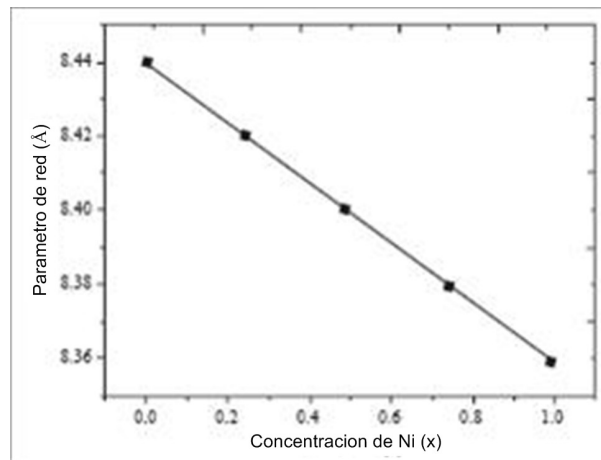


Figura 5.4: Dependencia del parámetro de red con la composición tomada de la Ref. [30].

la posición de extinción con el fin de maximizar la relación señal a ruido, este analizador es usado para producir una variación de intensidad en el foto detector PIN [Fig. 5.8(b)] a partir de cambios en la polarización,

Luego la señal medida se digitaliza por el mismo sistema del detector, el cual usa una conexión de fibra óptica, se alimenta con baterías y tiene un chasis de aluminio para eliminar el ruido externo. Internamente tiene un sensor con fotodiodo de bajo ruido y de alta sensibilidad y linealidad con un área de exposición de más de 4mm^2 , también posee un convertidor de

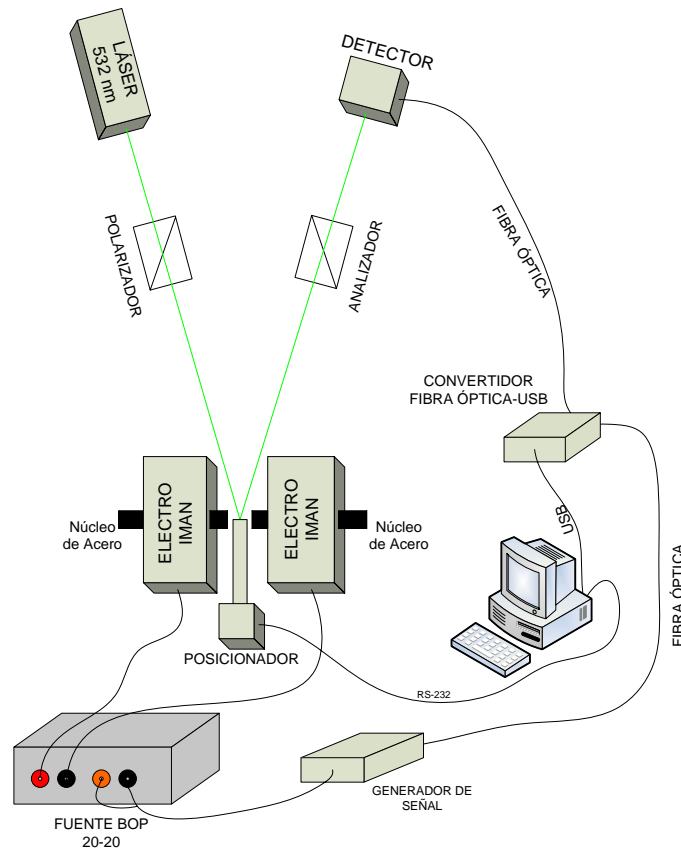


Figura 5.5: Sistema de medición magneto-óptica basada en el efecto Kerr en configuración longitudinal para medir I-MOKE

analógico a digital de 16 bits de alta linealidad y estabilidad, la señal del fotodiodo es filtrada por dos filtros RC de primer orden, con frecuencias de corte a 160Hz y 1.6KHz según sea necesario, la selección se realiza desde el software. Posee un interruptor interno para aumentar la ganancia seis veces, sin embargo el ruido puede aumentar hasta 10dB, por lo que se deben hacer mas iteraciones para compensarlo, de esta manera se pueden hacer mediciones pequeñas. Cuando se cambia la ganancia el instrumento debe ser calibrado nuevamente. La señal se envía via fibra óptica a un convertidor de fibra óptica a USB [Fig. (5.8(c))], el cual internamente posee un convertidor de UART a USB integrado junto con un buffer para enviar

la señal digital a través de los fotodiodos. Este esta conectado a un computador a través de un puerto USB, en este computador se procesan las señales tomadas por el fotodetector por medio de un software en Lab View, el cual nos muestra una interfaz que luce como en la Fig. (5.7). Como la rotación (ϕ') y la elipticidad (ϕ'') (ver sección 2.2) son linealmente proporcionales a la magnetización, la intensidad medida en función de H nos genera las curvas de histéresis magnética. Para nuestro caso como la intensidad es proporcional a la rotación (ϕ'), estamos midiendo la rotación Kerr, si quisiéramos medir la elipticidad (ϕ'') deberíamos colocar un compensador de 1/4 de onda entre la muestra y el analizador.

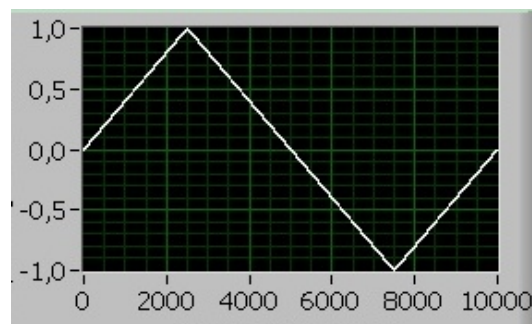


Figura 5.6: Señal tipo rampa

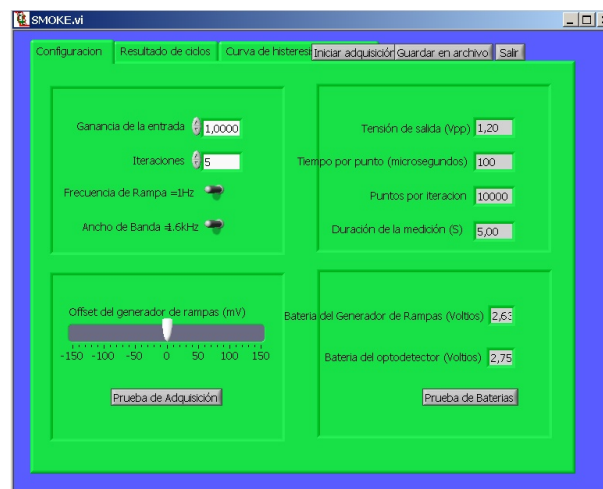


Figura 5.7: Interface del software utilizado para la adquisición y el procesamiento de la señal medida por el optodetector.

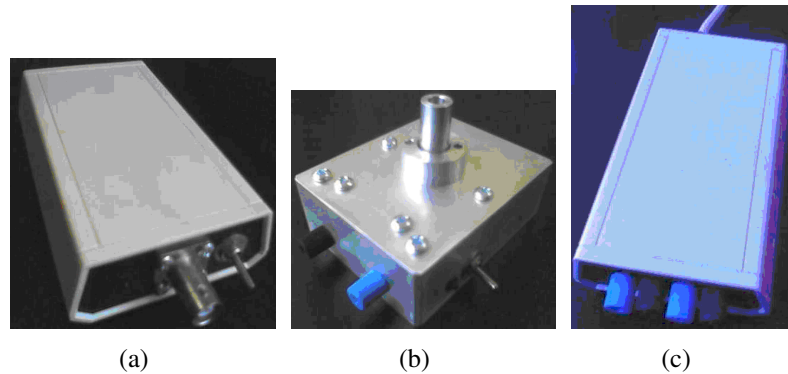


Figura 5.8: Elementos del sistema de medición

El computador utilizado para la medición maneja un generador [Fig. 5.8(a)] de señal tipo rampa [Fig. 5.6], usa una conexión de fibra óptica y se alimenta con baterías para minimizar el ruido externo y así generar una señal limpia. El nivel de tensión de pico a pico es constante para eliminar el error de cuantificación del convertidor digital analógico que posee, así se asegura una pendiente de alta linealidad. La salida es amplificada para controlar fuentes con entradas de baja impedancia. Usamos una fuente KEPCO BOP 2020D para que amplifique la señal y produzca a la salida una señal de corriente de la misma forma, que varía entre ± 10 amperios y que alimenta dos bobinas Helmholtz en cuyo interior se colocan dos núcleos de acero, con los cuales se alcanzan intensidades de campo magnético hasta de 3000 Oe. Nuestro sistema MOKE está diseñado para eliminar el ruido mediante la toma de muchas medidas de la misma muestra que luego son promediadas por medio del software, además, el sistema del detector está ubicado dentro de una caja metálica, funciona con pilas para eliminar el ruido de la red eléctrica y las lecturas de la señal se hacen por medio de fibra óptica lo cual evita ruido del ambiente que pueda ser causado por el mismo campo magnético producido por los electroimanes, de esta forma se obtienen curvas de histéresis con baja relación señal a ruido [Fig. (5.10)].

Consideremos un haz de luz polarizada p, reflejado desde la superficie de una muestra, si la muestra es no magnética el haz reflejado seguirá siendo p-polarizado, si la muestra es

magnética, el haz reflejado consiste de una parte s (E_s), además de la componente dominante p (E_p). La intensidad medida en el detector después del analizador, puesto a un ángulo δ de la posición de extinción [Fig. (5.5)], para luz linealmente polarizada p, es

$$I = |E_p^{(r)} \sin \delta + E_s^{(r)} \cos \delta|^2 \approx |E_p^{(r)} \delta + E_s^{(r)}|^2 \quad (5.2)$$

recuerde de la ecuación 2.13 que la relación $E_s^{(r)}/E_p^{(r)} = \phi' + i\phi''$ nos da la rotación ϕ' y la elipticidad ϕ'' Kerr. Entonces la ecuación 5.2 la puedo escribir como

$$I = |E_p^{(r)}|^2 |\delta + \phi' + i\phi''|^2 \approx |E_p^{(r)}|^2 (\delta^2 + 2\delta\phi') = I_0 \left(1 + \frac{2\phi'}{\delta}\right) \quad (5.3)$$

con

$$I_0 = |E_p^{(r)}|^2 \delta^2 \quad (5.4)$$

representando la intensidad cuando la rotación Kerr es cero. Como ϕ' y ϕ'' son linealmente proporcionales a la magnetización, la intensidad medida en función de \mathbf{H} nos genera las curvas de histéresis magnética. Para nuestro caso como la intensidad es proporcional a ϕ' , estamos midiendo la rotación Kerr, si queremos medir la elipticidad ϕ'' debemos colocar un compensador de 1/4 de onda entre la muestra y el analizador, lo que introduciría una diferencia de fase de $\pi/2$ entre las componentes LCP (Luz polarizada circularmente a la izquierda) y RCP (Luz polarizada circularmente a la derecha) de la señal medida, adicionando un factor de i al ángulo Kerr complejo ($\Phi = \phi' + i\phi''$ a $i\Phi = i\phi' - \phi''$) y en la ecuación 5.3, se intercambiaría la rotación ϕ' por la elipticidad ϕ'' . Un cambio en la intensidad de la luz ocurre cuando ϕ' o ϕ'' cambia.

$$\Delta I = I_0 \frac{2\Delta\phi'}{\delta} \quad (5.5)$$

Por consiguiente, la relación señal a ruido es $\sim \Delta\phi'/\delta$; entre mas grande sea δ , menor ruido vamos a obtener en la curva de histéresis, pero también δ 's grandes nos reducen la variación en la intensidad debida a la señal Kerr. Así, debe haber un balance entre estos dos efectos, y de aquí se obtiene que el valor optimo de δ es entre 1° y 2° . La máxima rotación Kerr

ϕ'_m la podemos determinar por el cambio relativo de la intensidad Kerr, $\Delta I/I_0$, medida en la magnetización de saturación.

$$\phi'_m = \frac{\delta \Delta I}{4 I_0} \quad (5.6)$$

5.2.2. Proceso de alineación del sistema

Para garantizar que el sistema de medición descrito en la sección anterior tuviera las configuraciones Polar o Longitudinal, y que el haz de luz que incide sobre la muestra tenga polarización s o p, fue necesario realizar un proceso de alineación del sistema óptico, para garantizar que el plano principal de los polarizadores sea paralelo o perpendicular al plano de incidencia del haz. Como referencia se utilizó el plano formado por la mesa óptica. Para esto se utilizó un experimento en el que se halla ángulo de Brewsters, que es el ángulo en el cual la luz reflejada por una superficie sale polarizada linealmente, y su plano de polarización es paralelo a la interface vidrio-aire. Para hacerlo se empleó un trozo de vidrio colocado perpendicular a la mesa óptica. Se hizo incidir el haz sobre el trozo de vidrio y el haz reflejado lo pasó por uno de los polarizadores antes de reflejarse en una hoja blanca. Variando el ángulo de incidencia y el ángulo del polarizador buscando la posición de extinción del haz reflejado. Esta posición, garantiza que el haz reflejado de la muestra está polarizado linealmente y su plano de polarización es normal a la mesa (debido a que el vidrio está completamente perpendicular a la mesa). Este polarizador fue fijado en el soporte y sirvió para definir el haz de luz con polarización p, o si es rotado 90° otro polarizador se fijó con base al primero.

5.2.3. Proceso de calibración y Medidas de CoPd

Una vez realizado el montaje del sistema de caracterización magneto-óptica basada en el efecto Kerr, descrito en la sección anterior, se hizo necesaria la calibración del sistema, tanto en lo que a la escala de campo se refiere, como a la verificación de la respuesta Magneto-

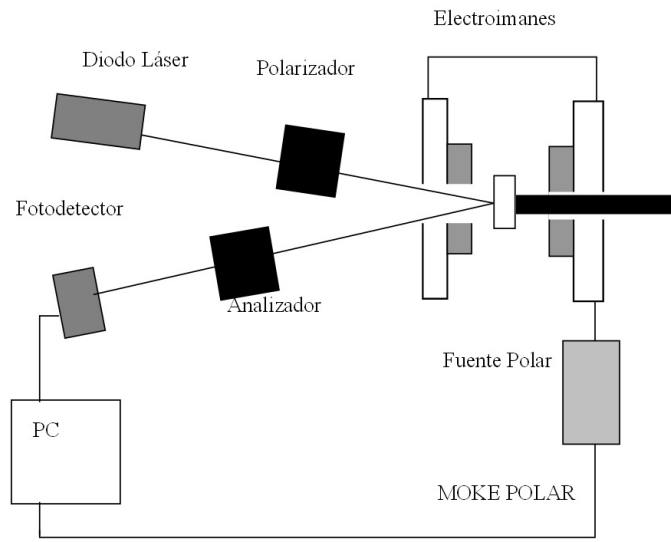


Figura 5.9: Sistema MOKE en configuración polar

óptica propiamente dicha.

Debido a que en el momento de desarrollo de este trabajo, no se contaba con sondas Hall para las medidas de campo magnético, se emplearon muestras previamente caracterizadas en otros sistemas MOKE, como son las multicapas de CoPd. Estas multicapas fueron preparadas en el *San Jose Research Center* (SJRC) de California y evaluadas en un sistema MOKE del mismo instituto ².

Para la evaluación de esta muestra se utilizó la geometría polar [ver la figura (5.9)], debido a que su eje de fácil magnetización es normal a la superficie: La figura (5.10(a)) muestra la curva de histéresis obtenida originalmente en el SJRC. La misma caracterización fue realizada con el sistema MOKE implementado en este trabajo con el fin, como se dijo arriba, de calibrar el sistema que sería empleado en adelante. La figura (5.10(b)) muestra la curva obtenida en el nuevo sistema. Como se observa la reproducibilidad de la curva original fue perfectamente conseguida. De esta manera el campo coercitivo de la muestra $H_c=300$ Oe fue empleado para calibrar la escala de campo magnético. La escala vertical ha sido normalizada

² Las muestras fueron suministradas por el Dr. Andreas Beguer del SJRC, en un proceso de colaboración internacional.

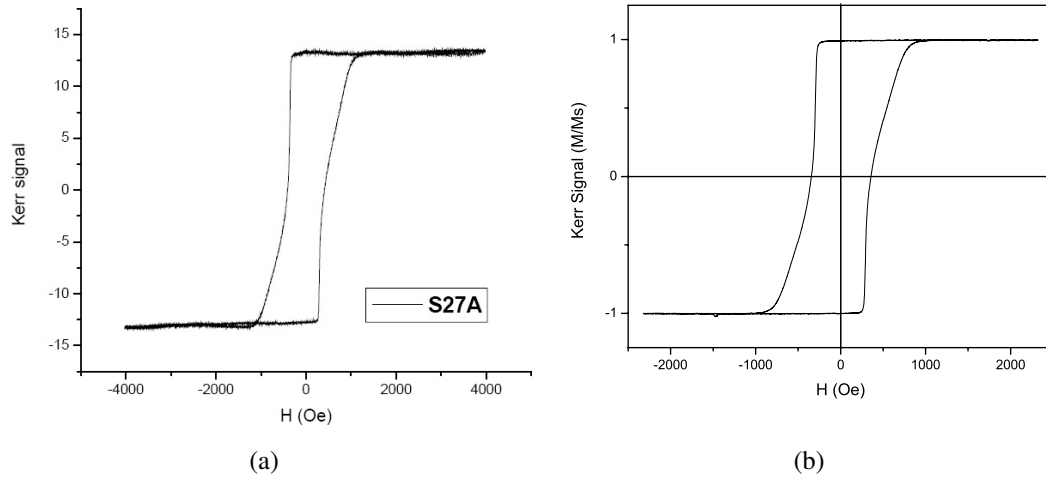


Figura 5.10: (a) Curva de histéresis tomada en el *San Jose Research Center* (California E.U.A). (b) Curva tomada en el laboratorio de materiales magnéticos y nanoestructuras de la Universidad del Quindío

al campo de saturación, para poder comparar los dos sistemas.

Una vez realizado el proceso de calibración del sistema, se evaluó la dependencia del campo coercitivo H_c con la temperatura. En la [Fig. 5.11], se muestra el resultado de dicho estudio. La dependencia de H_c con la temperatura fue evaluado con un sencillo modelo lineal:

$$H_c = H_c^* \left[1 - \frac{T}{T_b} \right] \quad (5.7)$$

De este modelo se encuentra una temperatura de bloqueo de $T_b = 975 \pm 43K$ y un campo coercitivo a $T = 0$ de $H_c^* = 547 \pm 20Oe$ [31].

5.2.4. Medidas sobre NiZn

Una vez realizado el proceso de calibración descrito en el numeral anterior, se procedió a evaluar el conjunto de muestras de ferritas NiZn descritas en el numeral 5.1.1.

Cabe resaltar que estas muestras presentan magnetización paralela a la superficie y por lo tanto la geometría MOKE empleada fue la longitudinal. En la figura 5.12 se observa la curva

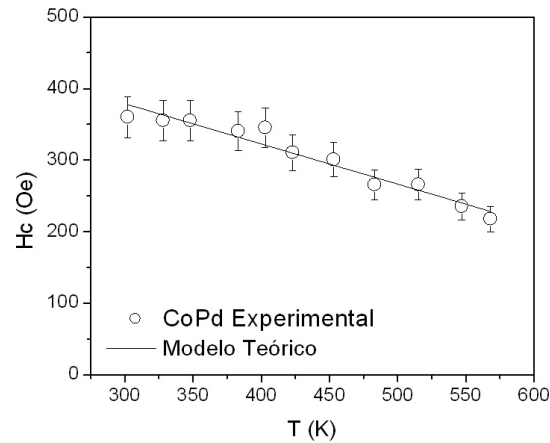


Figura 5.11: Dependencia de la temperatura con la señal magneto-óptica en multicapas de CoPd

de magnetización para la muestra crecida durante dos horas. Esta muestra exhibe un campo coercitivo de 68 *Oe*.

Igual procedimiento se empleó con las otras muestras de NiZn, obteniendo las curvas de histéresis que se presentan en la Figura 5.13.

En la figura 5.14 se observa la dependencia del campo coercitivo con los espesores de las muestras.

Con base en el modelo de Jiles-Atherton, estas curvas han sido evaluadas como se verá a continuación.

5.2.5. Análisis cualitativo de resultados experimentales

Muchos autores, han estudiado la dependencia de las propiedades morfológicas y magnéticas de ferritas de NiZn, como función de sus parámetros de crecimiento como son: efectos del *annealing* [28] [32] [30], presión y temperatura de sustrato [33], temperatura de sinterización por método cítrico[34].

En la figura (4.5) se muestran resultados de la simulación de curvas de magnetización

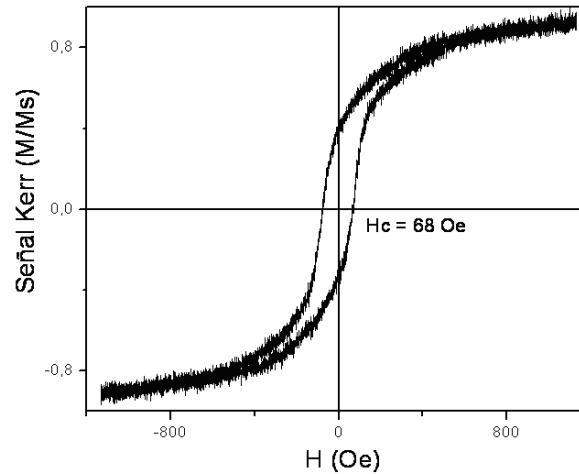


Figura 5.12: Curva de histéresis obtenida para la Ferrita NiZn con 2 horas de deposición.

empleando diferentes valores para el parámetro de anclaje k . De esta figura [Fig. (4.5)] podemos ver que las curvas de histéresis de los ferromagnéticos blandos calculadas con el modelo de Jiles-Atherton, son altamente sensibles a las variaciones en el parámetro de anclaje k . En esta figura se muestra la influencia de k sobre el campo coercitivo.

Como se ve en la figura [Fig. 5.14], las condiciones de crecimiento, en nuestro caso tiempo de deposición, generan un efecto en la respuesta magnética de las películas. Como es conocido, el campo coercitivo se incrementa con el tamaño del grano, el cual a su vez depende de los parámetros de crecimiento. M. Desai *et al.* [32], mostraron a su vez que el campo coercitivo y el tamaño de grano dependía directamente de la temperatura de *annealing* [ver figura (5.15)]

En esta figura [Fig. (5.15)] se observa una reducción en H_c , a medida que la temperatura de *annealing* se incrementa, hasta 400°C . Posteriormente se presenta un incremento en H_c a medida que la temperatura de *annealing* se incrementa. Por debajo de $T=400^\circ\text{C}$, este comportamiento se interpreta teniendo en cuenta que cuando el grano alcanza un tamaño tal que se comporta como multidominos entonces H_c comienza a disminuir. Lo anterior es claro considerando que un grano con un monodominio gigante tendrá un campo coercitivo mayor

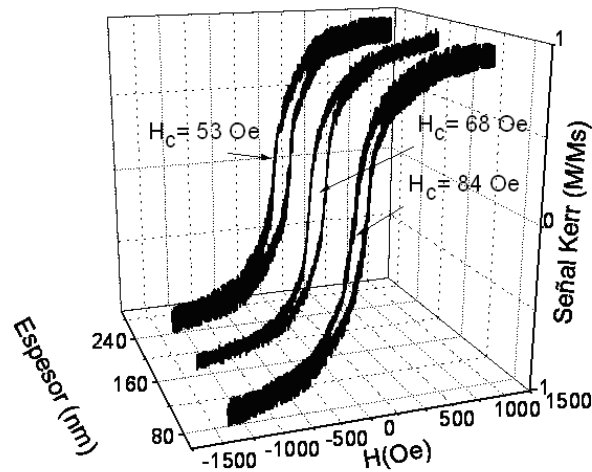


Figura 5.13: Curvas de histéresis usando Kerr Longitudinal para diferentes espesores ($L = 80$ nm, $L = 160$ nm y $L = 240$ nm) para películas de ferritas de NiZn. H_c es el campo coercitivo en cada caso.

que multidominios de momento magnético individual.

De esta manera el comportamiento observado en la Fig.(5.14) puede ser interpretada como la presencia de monodominios magnéticos que crecen con el tiempo de deposición. Por otra parte, las películas obtenidas por la técnica de pulverización catódica y fundamentado en crecimiento por nucleación, han mostrado tener un efecto directo en el tamaño del grano como función del tiempo de deposición.

La anterior interpretación del resultado experimental de las curvas de histéresis como función del espesor de las películas nos da un claro indicio de que estas curvas y en particular el sistema MOKE puede ser empleado en la evaluación cualitativa de propiedades morfológicas de películas magnéticas.

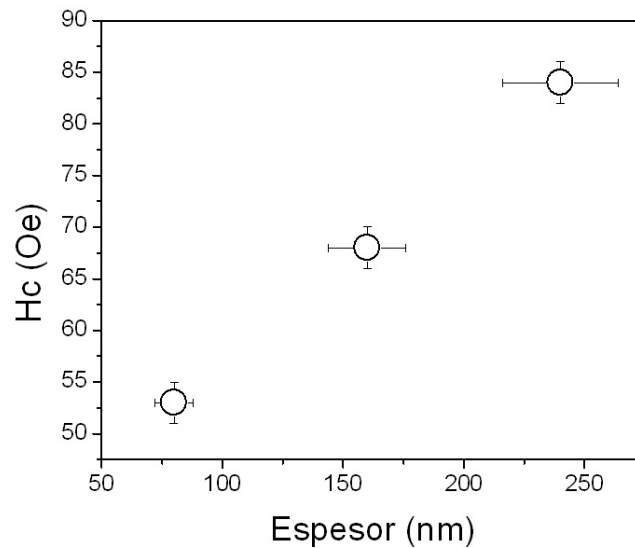


Figura 5.14: Dependencia del campo coercitivo de las películas de NiZn con el espesor.

5.2.6. Análisis cuantitativo de los resultados experimentales-aplicación del modelo

En la figura 5.16, se compara la forma del lazo obtenido teóricamente con el resultado experimental. De la comparación de la curva teórica con el experimento se observa que la aproximación de campo promedio describe aceptablemente el ferromagnetismo blando en estructuras del tipo espinela, debido a su alto número de correlación. Las curvas experimentales fueron reproducidas con el modelo de Jiles-Atherton, para lo cual fueron calculados los valores de los parámetros por medio de un algoritmo cuyo diagrama de flujo se muestra en la figura (5.17). La figura nos muestra que este algoritmo tiene dos entradas, en una cargamos los datos experimentales, y en la otra cargamos datos generados con el modelo de Jiles-Atherton a partir de valores de prueba de los parámetros (α , k y M_s). Estas dos tablas de datos se comparan por medio del método de los mínimos cuadrados [Ec. (5.8)] para encontrar

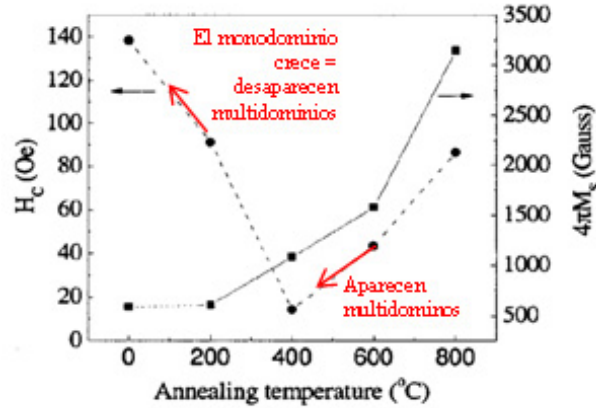


Figura 5.15: Dependencia de los campos de saturación y coercitivo con la temperatura de *annealing* [32].

el error entre las dos curvas.

$$Error = \left[\sum_{muestras} \frac{(B_{experimental} - B_{modelo})^2}{N} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.8)$$

A partir del error se hace una variación de los parámetros, y se repite nuevamente esta operación hasta que los parámetros convergen a un valor fijo. De esta manera encontramos los valores de los parámetros para la curva con espesor de 160 nm [Fig. (5.16)]. Los valores encontrados son los siguientes: parámetro de pinning $k = 68$, parámetro de campo promedio $\alpha = 3,3 \times 10^{-3}$, parámetro térmico $a = 3350$ y la magnetización de saturación $M_s = 1,6 \times 10^6 A/m$.

De la misma manera se hizo para las otras dos curvas de histéresis, encontrándose que el único parámetro que variaba era el parámetro de anclaje, lo que era de esperarse ya que las tres curvas fueron medidas a temperatura ambiente, osea que el parámetro térmico debía mantenerse constante. De la comparación de las gráficas puede verse que la pendiente de ellas no cambia, así que el parámetro de campo promedio tampoco debería cambiar. De esta manera el parámetro de anclaje encontrado para las diferentes curvas experimentales, obteniendo valores que se incrementaban con el espesor de las muestras tal como se observa en

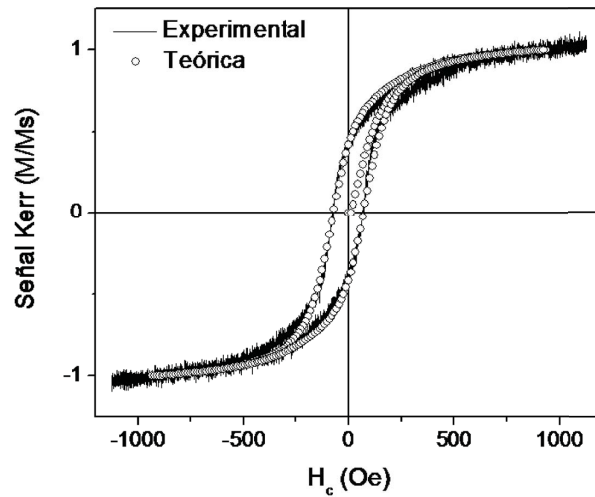


Figura 5.16: Ajuste teórico de la curva de histéresis experimental (160 nm de espesor) por medio del modelo de Jiles-Atherton.

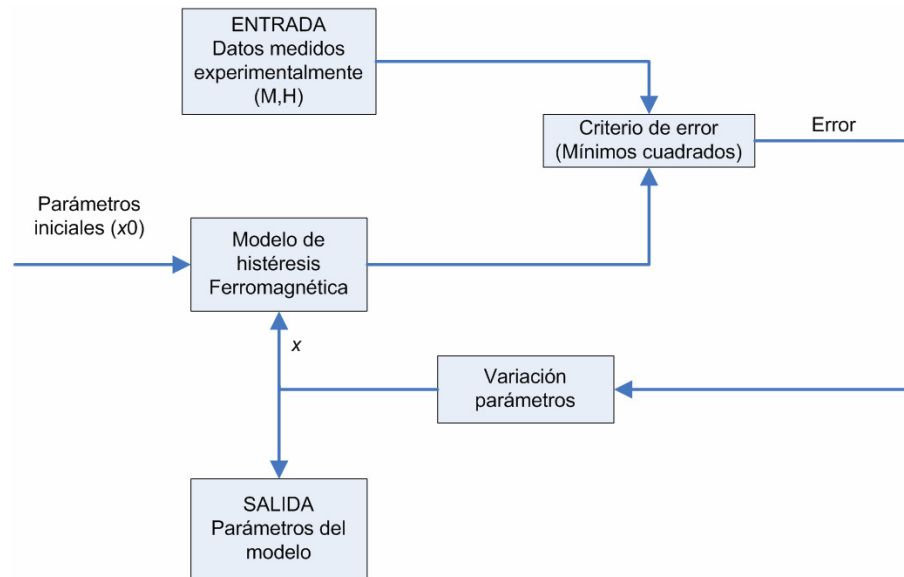


Figura 5.17: Diagrama de flujo del programa usado para el ajuste de la curva experimental [35].

la tabla (5.2).

Como se ha demostrado [36] el efecto de pinning de las fronteras de grano, muestra que las paredes de los dominios son ancladas por las fronteras de grano. De esta manera la pared de los dominios en material con granos con una mayor frontera (granos de mayor tamaño)

L(nm)	80	160	240
k	30	68	70

Tabla 5.2: Parámetros de anclaje k obtenidos del ajuste con el experimento, para las muestras con diferentes espesores. Todos los valores tienen un error del 10 %.

requerirán una mayor inversión de energía (ver introducción de este capítulo). En una curva de histéresis la afirmación anterior debe visualizarse como un incremento en la magnetización remanente, es decir, en el parámetro de pinning k [ver figura 4.5].

Como se observa de los valores de k obtenidos mediante el modelamiento de las curvas de histéresis e indicados en la tabla 5.2, para las muestras con mayor espesor, los valores de k se incrementan sugiriendo granos de mayor tamaño. Este resultado cuantitativo está en buen acuerdo con el análisis realizado en la sección anterior relacionada con el análisis a partir de los valores de campo coercitivo obtenidos experimentalmente.

Capítulo 6

Conclusiones

El modelamiento de la señal magneto-óptica puede ser empleado para medir espesores de películas magnéticas si se conocen la constante magneto-óptica Q y el índice de refracción N del material. En el caso en que se conozca el espesor d y N , se puede encontrar Q .

A partir de las curvas de histéresis de materiales magnéticos se puede identificar comportamiento de monodominio, multidominio.

El modelamiento teórico de las curvas de histéresis magnética y de la señal Magneto-óptica reproduce resultados teóricos reportados en la literatura.

El modelamiento teórico de los parámetros en el modelo de Jiles Atherton permitirá evaluar y caracterizar películas y multicapas: en las cuales se podran inferir presencia o incremento de defectos, tamaño crítico de los dominio.

El modelo de Jiles-Atherton responde bastante bien al incremento en la interacción entre dominios y al anclaje de las paredes de los dominios en los defectos en el material. Este modelo no reproduce completamente la dependencia con temperatura observadas experimentalmente.

En películas ferritas de NiZn para espesores entre $30nm < d < 240nm$ se encontró que el material estaba en la región de los monodominios osea un parámetro de anclaje entre $10 < k < 70$, ademas se encontró un incrementó en los defectos con el espesor de las películas

lo que sugirió un incremento en el tamaño de grano.

El efecto Kerr magneto-óptico (cambio del estado de polarización de un haz de luz polarizado linealmente que es reflejado en una superficie magnetizada) es evaluado a través de los coeficientes de reflexión que dependen de los parámetros ópticos del material, y contienen la información magnética macroscópica del material, lo cual lo hace una herramienta económica y poderosa para el estudio de películas magnéticas.

El modelo Jiles-Atherton ha sido implementado exitosamente en el trabajo, y empleado para la simulación de curvas de histéresis obtenidas experimentalmente. Dicho modelo permitió inferir información morfológica de las películas estudiadas y se convierte así en una herramienta útil en el estudio de películas magnéticas blandas.

Este trabajo, fundamentalmente teórico, combinado con una componente experimental, permitió evaluar películas ferritas de NiZn preparadas por el grupo de Películas delgadas de la Universidad del Valle. Los resultados del estudio de estas películas con el sistema MOKE, sugirieron un incremento del tamaño de grano con el espesor, lo cual fue observado a partir de la variación del campo coercitivo con el tiempo de deposición.

El programa desarrollado para evaluar el efecto del espesor de las películas en sus propiedades magnéticas, permitió identificar dos regímenes dependientes del espesor: el primero, el régimen de película ultradelgada en donde el efecto Faraday es predominante y el segundo, el régimen de película gruesa en la cual la señal magneto-óptica se origina en el efecto Kerr. Gracias a este programa, será posible predecir teóricamente, el espesor crítico de una película particular, a la cual pasa de un régimen a otro. Este programa permitirá el estudio teórico y la evaluación experimental de películas de espesor variable, así como de multicapas magnéticas en lo que a sus coeficientes magneto-ópticos se refiere.

Apéndice A

Fundamentos teóricos sobre magnetismo

Los átomos poseen momentos magnéticos debido al movimiento de rotación de los electrones al rededor del átomo (momento orbital). La magnetización \mathbf{M} es una propiedad macroscópica que representa una medida del momento magnético de los átomos en el material.

A.1. Clasificación de los materiales magnéticos

Cuando un material es sometido a un campo magnético externo, puede sufrir una magnetización, esto es, el alineamiento de los dipolos magnéticos atómicos en una misma dirección del campo aplicado, satisfaciendo la relación siguiente:

$$\vec{M} = \chi \cdot \vec{H} \quad (\text{A.1})$$

donde \mathbf{M} es la magnetización, \mathbf{H} es el campo magnético externo aplicado y χ es la susceptibilidad magnética. La susceptibilidad es un parámetro característico de cada material y representa la respuesta de este al campo magnético aplicado. De acuerdo con el valor obtenido para la susceptibilidad, los materiales se pueden clasificar en: diamagnéticos, paramagnéticos, ferromagnéticos, antiferromagnéticos y ferromagnéticos (tabla A.1). Los dos tipos más comunes de magnetismo son el diamagnetismo y el paramagnetismo los cuales son responsables de las propiedades magnéticas en la mayoría de los elementos de la tabla periódica a temperatura

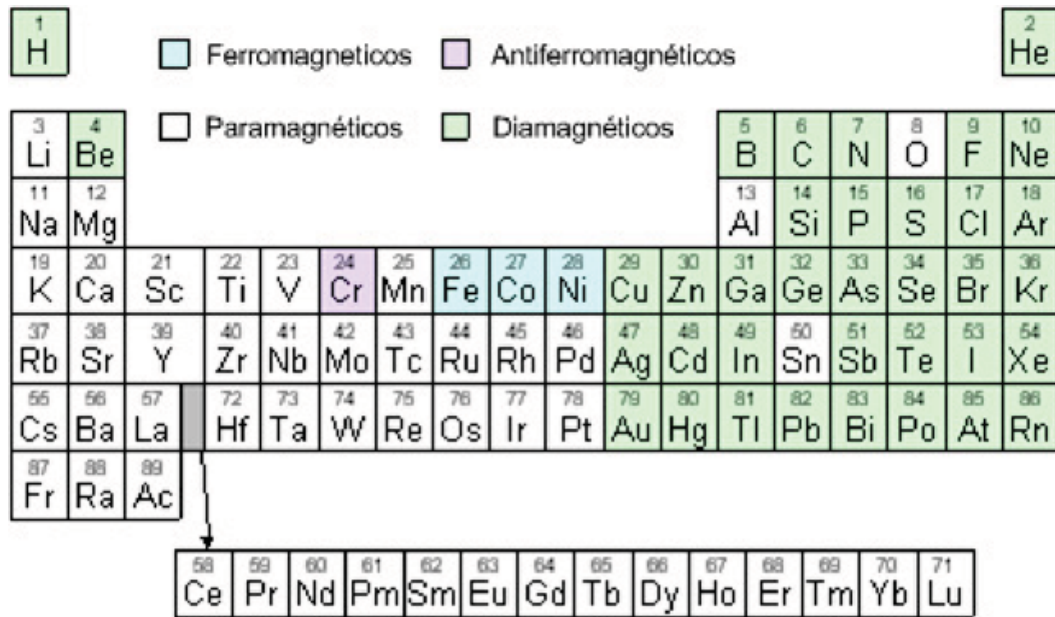


Figura A.1: Tabla periódica mostrando los diferentes tipos de comportamiento magnético de cada elemento a temperatura ambiente.

ambiente (ver figura A.1). A estos elementos nos referimos como no magnéticos, mientras que a los que nos referimos como magnéticos son clasificados como ferromagnéticos. Otro tipo de magnetismo observado en elementos puros a temperatura ambiente es el antiferromagnetismo. Los materiales ferrimagnéticos se puede encontrar en compuestos, como mezclas de óxidos, conocidas como ferritas, de las cuales el ferrimagnetismo deriva su nombre.

A.1.1. Diamagnetismo

En un material diamagnético los átomos no tienen momento magnético neto cuando no hay campo magnético aplicado. Los materiales diamagnéticos tienen la propiedad de "repeler" los campos magnéticos. Generalmente, el origen del diamagnetismo se describe como la circulación de los electrones en los orbitales doblemente ocupados, en el sentido en el que el campo magnético que generan se opone al campo aplicado. De esta manera al interior del material los campos magnéticos aplicado y generado, se anulan mutuamente. En los

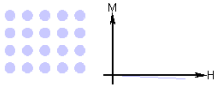
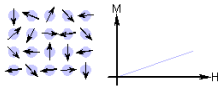
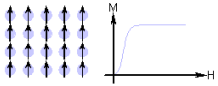
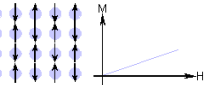
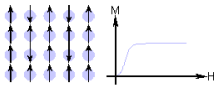
Tipo de magnetismo	Susceptibilidad	Comportamiento magnético/atómico
Diamagnetismo	Pequeña y negativa	Los átomos no tienen momento magnético 
Paramagnetismo	Pequeña y positiva	Los átomos tienen orientados aleatoriamente sus momentos magnéticos 
Ferromagnetismo	Grande y positiva, función del campo aplicado, dependiente de la estructura	Los átomos tienen sus momentos magnéticos alineados 
Antiferromagnetismo	Pequeña y positiva.	Los átomos tienen los momentos magnéticos alineados pero mezclados entre paralelos y antiparalelos 
Ferrimagnetismo	Grande y positiva, función del campo magnético aplicado, dependiente de la estructura	Los átomos tienen antiparalelamente alineados los momentos magnéticos 

Tabla A.1: Resumen de los diferentes tipos de comportamientos magnéticos.

superconductores, son pares de cooper los cuales, por este mismo mecanismo, presentan un diamagnetismo extraordinariamente alto. El valor de la susceptibilidad es independiente de la temperatura.

A.1.2. Paramagnetismo

Hay muchos modelos que explican el paramagnetismo, entre otros el de Langevin, Pauli, Curie-Weiss, etc. En el modelo de Langevin, el cual funciona para materiales con electrones localizados no-interactuantes, cada átomo tiene un momento magnético, el cual esta orientado aleatoriamente como resultado de agitación térmica. La aplicación de un campo magnético crea un ligero alineamiento de esos momentos y así una baja magnetización en la misma di-

rección que el campo aplicado. A medida que la temperatura se incrementa, la susceptibilidad disminuye. Este comportamiento es conocido como la ley de Curie (ec. A.2), donde C es una constante del material llamada la constante de Curie.

$$\chi = \frac{C}{T} \quad (\text{A.2})$$

Los materiales que obedecen esta ley son materiales en los cuales los momentos magnéticos están localizados en los lugares atómicos o iónicos y donde no hay interacción entre los momentos magnéticos con sus vecinos. Sales hidratadas de los metales de transición, como $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$, son ejemplo de este tipo de comportamiento. Aunque allí los iones de metales de transición tienen un momento magnético, están rodeados por un número de iones/átomos no magnéticos, los cuales evitan la interacción entre momentos magnéticos con sus vecinos.

De hecho la ley de Curie es un caso especial de una ley más general, la ley de Curie-Weiss (ecu. A.3, la cual incorpora una constante de temperatura (θ) y se deriva de la teoría de Weiss, propuesta para materiales ferromagnéticos, que considera la interacción entre momentos magnéticos.

$$\chi = \frac{C}{T - \theta} \quad (\text{A.3})$$

En esta ecuación θ puede ser positiva, negativa o cero. Claramente cuando $\theta = 0$ la ley de Curie-Weiss es la misma ley de Curie. Cuando θ es diferente de cero hay una interacción entre momentos magnéticos vecinos y el material es solamente paramagnético por encima de cierta temperatura de transición. Si θ es positivo el material es ferromagnético por debajo de una temperatura de transición y el valor de θ corresponde a la temperatura de transición (temperatura de Curie, T_c). Si θ es negativo el material es antiferromagnético por debajo de la temperatura de transición (temperatura de Néel), T_N , sin embargo el valor de θ no está relacionado con T_N . Es importante notar que esta ecuación es válida solo cuando los materiales están en el estado paramagnético, ni es válida para muchos metales cuando los electrones que contribuyen al momento magnético no están localizados. Sin embargo, esta

ley se aplica a algunos metales, es decir, tierras raras, cuando los electrones 4f, que crean el momento magnético, tienen los enlaces cercanos.

El modelo de Pauli del paramagnetismo funciona para materiales donde los electrones son libres e interactúan para formar una banda de conducción y es válido para la mayoría de los metales paramagnéticos. En este modelo los electrones de conducción son considerados esencialmente libres y bajo un campo magnético aplicado, creando un desbalance entre los electrones con espín opuesto, conduciendo a una baja magnetización en la misma dirección que el campo magnético aplicado. La susceptibilidad es independiente de la temperatura en este modelo.

A.1.3. Ferromagnetismo

El ferromagnetismo es posible solo cuando los átomos están organizados en una red y los momentos magnéticos atómicos pueden interactuar para alinearse entre sí. Este efecto es explicado en la teoría clásica por la presencia de un campo molecular dentro del material ferromagnético, el cual fue postulado primero por Weiss en 1907. En este modelo el campo es suficientemente grande para magnetizar el material hasta la saturación (magnetización cuando todos los dominios están alineados). En mecánica cuántica, el modelo de Heisenberg del ferromagnetismo describe el alineamiento paralelo de los momentos magnéticos en términos de una interacción de intercambio entre momentos vecinos.

Weiss postuló la presencia de dominios magnéticos dentro del material, los cuales son regiones donde los momentos magnéticos atómicos están alineados. El movimiento de las fronteras de los dominios determina cómo el material responde a un campo magnético. Como consecuencia, la susceptibilidad es una función del campo magnético aplicado. Por consiguiente, los materiales ferromagnéticos son usualmente comparados en términos de la magnetización de saturación en vez de la susceptibilidad.

En la tabla periódica solo el Fe, Co y Ni son ferromagnéticos a temperatura ambiente y por encima de ella. Cuando los materiales ferromagnéticos son calentados, la agitación térmica de los átomos hace que el grado de alineamiento de los momentos magnéticos disminuya y así la magnetización de saturación también disminuye. La temperatura a la cual la agitación térmica es tan grande que el material se vuelve paramagnético, es conocida como temperatura de Curie, T_C (Fe: $T_C = 770^\circ C$, Co: $T_C = 1131^\circ C$, Ni: $T_C = 358^\circ C$). Por encima de T_C la susceptibilidad varía de acuerdo a la ley de Curie-Weiss.

A.1.4. Antiferromagnetismo

Es de anotar que en la tabla periódica el único elemento que tiene comportamiento antiferromagnético a temperatura ambiente es el cromo. Los materiales antiferromagnéticos son muy similares a los ferromagnéticos pero la interacción de intercambio entre los átomos vecinos conduce al alineamiento anti-paralelo de los momentos magnéticos atómicos. Por lo tanto, el campo magnético se cancela y el material magnético parece comportarse como un material paramagnético. Así como los materiales ferromagnéticos, estos materiales se vuelven paramagnéticos por encima de una temperatura de transición conocida como la temperatura de Néel, T_N . (Cr: $T_N = 37^\circ C$).

A.1.5. Ferrimagnetismo

El ferrimagnetismo solo se observa en compuestos, los cuales tienen estructuras cristalinas mas complejas que los elementos puros. Dentro de estos materiales la interacción de intercambio conduce al alineamiento paralelo de los átomos en algunos de los sitios del cristal y alineamiento anti-paralelo en los otros. En el material se forman dominios magnéticos así como en los materiales ferromagnéticos y el comportamiento magnético también es muy similar, aunque los materiales ferrimagnéticos usualmente tienen menor magnetización de satu-

ración. Por ejemplo en la ferrita de Bario ($\text{BaO} \cdot 6\text{Fe}_2\text{O}_3$) la celda unitaria contiene 64 iones de los cuales los iones Bario y Oxígeno no tienen momento magnético, 16 iones Fe^{3+} tienen momentos alineados paralelamente y 8 iones Fe^{3+} alineados anti-paralelamente, lo que nos da una magnetización neta paralela al campo magnético aplicado, pero con una relativamente baja alineación, debido a que solo $\frac{1}{8}$ de los iones contribuyen a la magnetización del material. Este es el caso de las ferritas tipo espinela, de las cuales se hablará en el capítulo 5.

A.2. Propiedades intrínsecas de los materiales magnéticos

Las propiedades intrínsecas de un material magnético son aquellas que son características del material y no son afectadas por la estructura (por ejemplo, tamaño de grano, orientación cristalina del grano). Estas propiedades incluyen la temperatura de Curie, la magnetización de saturación y la anisotropía magnetocristalina.

A.2.1. Magnetización de saturación

La magnetización de saturación (M_S) es una medida de la máxima cantidad de campo que puede ser generada por un material. Esta dependerá de la interacción entre los momentos dipolares en los átomos que forman el material, qué tan densamente están empaquetados y de la estructura propia de empaquetamiento (incluyendo estructura, defectos etc). En el caso de los momentos dipolares atómicos, es conocido, que estos dependen de la naturaleza de los átomos y de toda la estructura electrónica dentro del compuesto. La densidad de empaquetamiento de los momentos atómicos será determinada por la estructura del cristal y la presencia de cualquier elemento no-magnético dentro de la estructura. Para materiales ferromagnéticos, a temperaturas finitas, M_S también dependerá de qué tan bien estén alineados estos momentos pues las vibraciones térmicas de los átomos causan desalineamiento de los

momentos y una reducción en M_S . Para materiales ferrimagnéticos, no todos los momentos se alinean paralelamente, aun a cero Kelvin y así M_S , dependerá del alineamiento relativo de los momentos así como de la temperatura.

A.2.2. Anisotropía magnética

En un material magnético cristalino las propiedades magnéticas variarán dependiendo de la dirección cristalográfica en la cual los dipolos magnéticos están alineados. La figura A.2 demuestra este efecto para un solo cristal de cobalto. La estructura cristalina hexagonal del Co puede ser magnetizada fácilmente en la dirección [0001] (es decir, a lo largo del eje-c), pero tiene una dirección de difícil (hard) magnetización en las direcciones del tipo $\langle 10\bar{1}0 \rangle$, las cuales yacen en el plano basal (a 90° de la dirección fácil (easy)).

Una medida de la anisotropía magnetocristalina en la dirección de fácil magnetización es el campo de anisotropía. H_a (mostrado en la figura A.2), el cual es el campo requerido para rotar todos los momentos 90° como una unidad por celda cristalina. La anisotropía es causada por el acoplamiento de los orbitales del electrón a la red, el cual corresponde al mas bajo nivel de energía en la dirección de fácil magnetización.

La dirección de fácil magnetización para un imán permanente, hecho de una ferrita o de aleaciones de tierras raras, es en general uniaxial, sin embargo, es posible tener materiales con múltiples ejes fáciles o donde la dirección fácil puede estar en cualquier lugar en un cierto plano o en la superficie de un cono. En hecho de que un imán permanente tenga anisotropía uniaxial significa que es difícil desmagnetizarlo ya que es resistente a la rotación de la dirección de magnetización.

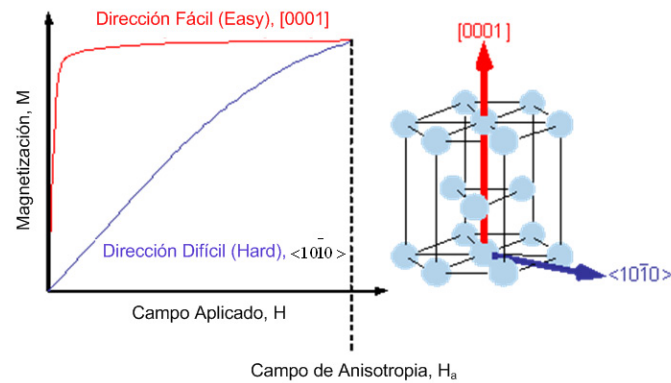


Figura A.2: Anisotropía magnética del Cobalto

A.3. Dominios magnéticos

Los dominios magnéticos son ordenamientos de dominios que reducen la energía magnetoestática del sistema. Una muestra uniformemente magnetizado como se muestra en la figura (A.3(a)) tiene una gran energía magnetostática asociada con él. Este es el resultado de polos magnéticos libres en la superficie de la muestra que generan un campo de desmagnetización, H_d . De la convención adoptada para la definición del momento magnético para un dipolo magnético la magnetización dentro del espécimen apunta del polo sur al polo norte, mientras la dirección del campo magnético apunta de norte a sur. Por lo tanto, el campo de desmagnetización está en dirección opuesta a la magnetización de la muestra. La magnitud de H_d depende de la geometría y la magnetización de la muestra. En general si la muestra tiene una alta relación largo a diámetro (y esta magnetizado en el eje largo) entonces el campo de desmagnetización y la energía magnetostática serán bajas. El cambio de la magnetización de la muestra en dos dominios, como la mostrada en la figura A.3(b) reduce la energía magnetostática a la mitad. De hecho si en el magneto se crean N dominios la energía magnetostática se reduce por un factor de $1/N$, así la figura A.3(c) tiene un cuarto de la energía magnetostática de la figura A.3(a). La figura A.3(d) muestra una estructura de dominios encerrados, donde la energía magnetostática es cero, sin embargo, esto es posible solo para

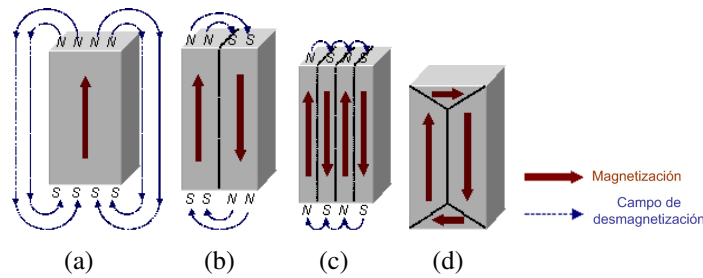


Figura A.3: Ilustración esquemática de la magnetización dentro de los dominios

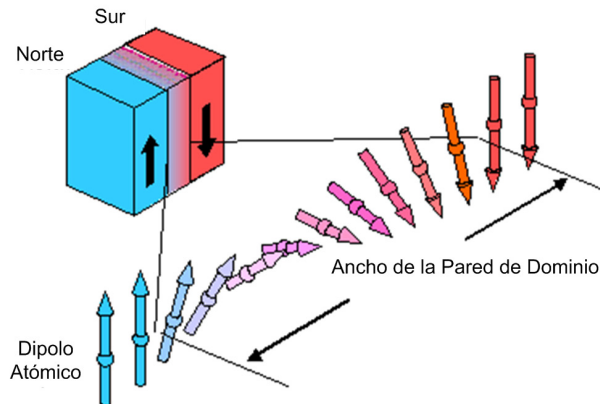


Figura A.4: Representación esquemática de una pared de dominios de 180°

materiales que no tengan una fuerte anisotropía uniaxial, y los dominios vecinos no tengan que estar a 180° entre sí.

Como se ha mencionado la creación de un dominio reduce la energía de demagnetización, pero debemos tener en cuenta que también aumenta la energía completa del sistema. El incremento en la energía completa del sistema puede visualizarse fácilmente, si tenemos en cuenta que los momentos magnéticos en las paredes de los dominios no están apuntando en la dirección de fácil magnetización. Por lo tanto estos momentos están en un estado de energía más alto representación esquemática de una pared de dominio (ver la figura A.4). Por lo anterior la división en dominios solo continúa mientras la reducción de la energía magnetostática es mayor que la energía requerida para formar las paredes de los dominios (domain wall). La energía asociada a una pared de dominios es proporcional a su área. Como los dipo-

los atómicos dentro de la pared no están a 180° entre si, la energía de intercambio también aumenta dentro de la pared. Por lo tanto, la energía de las paredes de los dominios son una propiedad intrínseca de un material dependiendo del grado anisotropía magnetocrystalina y de la fuerza de la interacción de intercambio entre átomos vecinos. El espesor de la pared también variará en relación con estos parámetros, así como una fuerte anisotropía magnetocrystalina favorecerá una pared estrecha, mientras que una interacción de intercambio fuerte favorecerá una pared ancha.

Una energía mínima puede ser alcanzada con un número específico de dominios dentro de un espécimen. Este número de dominios dependerá del tamaño y la forma de la muestra (la cual afectara la energía magnetostática) y las propiedades magnéticas intrínsecas del material (las cuales afectarán la energía magnetostática y la energía de la pared de dominios).

A.4. Histéresis ferromagnética

Podemos obtener una gran cantidad de información sobre las propiedades magnéticas de un material, estudiando su curva de histéresis, esta nos muestra la relación entre la magnetización en el material y el campo magnético aplicado H_a . En la figura (A.5) podemos ver un ejemplo de una curva de histéresis.

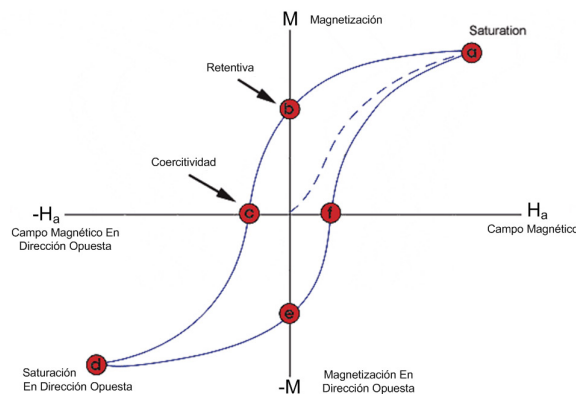


Figura A.5: Forma general de una curva de histéresis.

Este lazo de histéresis es producido, midiendo la magnetización de un material ferromagnético, mientras se varia el campo magnetico aplicado. Un material ferromagnetico que nunca a sido magnetizado seguirá las lineas punteadas en la figura (A.5), a medida que se incrementa H_a , esta curva también es conocida como la curva anhisteretica debido a que no muestra histéresis. En el punto "a" casi todos los dominios en el material están alineados en la dirección del campo H_a , y un incremento en H_a va a producir muy poco incremento en M , hasta que se alcanza la magnetización de saturación M_s . Cuando H_a se reduce hasta cero, la curva se mueve desde el punto "a" hasta el punto "b", en este punto, puede verse una magnetización remanente en el material aunque la el campo magnético sea cero. Esto se refiere al punto de retentiva en la gráfica (A.5) e indica la remanencia o el nivel de magnetismo residual en el material. Algunos de los dominios magnéticos conservan su alineamiento y otros lo han perdido. Cuando el campo se aplica en la dirección contraria, la curva llega al punto "c", donde el flujo se ha reducido a cero. Este es llamado el punto de coercitividad de la curva, donde el campo se ha incrementado suficiente en dirección contraria como para que los dominios se alineen de tal forma que la magnetización sea cero. El campo necesario para remover la magnetización residual del material, se llama campo coercitivo.

A medida que el campo aplicado se incrementa en la dirección negativa, el material llegara de nuevo a la magnetización de saturación pero en la dirección contraria (punto "d"). Al reducir H_a hasta cero llegamos al punto "e", este tendrá un nivel de magnetización residual igual al alcanzado en la otra dirección. Incrementando H_a de nuevo en la dirección positiva haremos que M vuelva a cero. Fíjese que la curva no regresa al origen de la gráfica debido a que se requiere alguna fuerza para remover el magnetización remanente. La curva tomara una trayectoria diferente para llegar al punto "f" de regreso al punto de saturación, donde se completa el ciclo.

Apéndice B

Derivación de las matrices A y D

Para derivar las matrices A y D , es importante primero describir los modos normales de propagación de las ondas EM en el medio magnético. Para obtenerlos, considere una onda $\sim e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}-i\omega t}$ propagándose en un medio cuyo tensor dieléctrico está descrito por la ecuación 2.26. Como la respuesta magnética está atribuida al vector de Voigt \mathbf{Q} en el tensor dieléctrico, podemos asumir que la permeabilidad magnética es 1. Así, la relación entre \mathbf{D} y \mathbf{E} , y \mathbf{B} y \mathbf{H} es

$$\mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E} + i\epsilon\mathbf{E} \times \mathbf{Q} \quad \text{y} \quad \mathbf{B} = \mathbf{H} \quad (\text{B.1})$$

Entonces las ecuaciones de Maxwell nos dan

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} + i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{Q}) = 0$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \frac{\omega}{c}\mathbf{H} \quad (\text{B.2})$$

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{H} = 0$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\frac{\omega\epsilon}{c}(\mathbf{E} + i\mathbf{E} \times \mathbf{Q})$$

Es fácil ver que \mathbf{D} , \mathbf{B} (o \mathbf{H}) y \mathbf{H} son perpendiculares entre sí. El vector \mathbf{E} , sin embargo, tiene una componente paralela al vector de onda \mathbf{k} . Usando las componentes de polarización

s y p, el campo eléctrico puede ser escrito como

$$\mathbf{E} = E_s \hat{e}_s + E_p \hat{e}_p + i(-\mathbf{Q} \cdot \hat{e}_p E_s + \hat{Q} \cdot \hat{e}_s E_p) \hat{e}_k \quad (\text{B.3})$$

Aquí \hat{e}_s , \hat{e}_p , y \hat{e}_k son vectores unitarios en las direcciones s, p y k respectivamente. E_s y E_p son las componentes s y p del campo eléctrico, y sus ecuaciones de movimiento son

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} - k^2 \right) E_s + \frac{i\omega^2 \epsilon \mathbf{Q} \cdot \hat{e}_k}{c^2} E_p &= 0 \\ -\frac{i\omega^2 \epsilon \mathbf{Q} \cdot \hat{e}_k}{c^2} E_s + \left(\frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} - k^2 \right) E_p &= 0 \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

Hasta primer orden en \mathbf{Q} se puede ver que los dos modos normales son circularmente polarizados a la derecha (R) y a la izquierda (L) con

$$k_{R,L} = k \left(1 \pm \frac{1}{2} \mathbf{Q} \cdot \hat{e}_k \right) \quad \text{ó} \quad \left(1 \pm \frac{1}{2} \mathbf{Q} \cdot \hat{e}_k \right) \quad (\text{B.5})$$

Aquí $k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon}$ y $n = \sqrt{\epsilon}$ son los vectores de onda e índice de refracción respectivamente, sin magnetización. Después de obtener los dos modos normales, podemos ver cualquier otro modo de la onda EM, como su superposición.

Ahora, consideremos una onda electromagnética propagándose dentro de una estructura de multicapas magnéticas. En cada frontera entre dos capas, las condiciones de frontera involucran E_x , E_y , H_x y H_y , donde x y y están en el plano de la película y perpendicular y paralela al plano de incidencia respectivamente. Es más conveniente expresar estas cuatro cantidades con las componentes s y p del campo eléctrico. Las componentes x se pueden escribir fácilmente porque son paralelas a la dirección s

$$E_x = E_s^i + E_s^r \quad (\text{B.6})$$

donde el superíndice i y r se refieren al haz incidente y al haz reflejado, respectivamente. Para la componente y , tenemos que tener en cuenta que el campo eléctrico tiene una componente

en la dirección $i(-\mathbf{Q} \cdot \hat{e}_p E_s + \mathbf{Q} \cdot \hat{e}_s E_p) \hat{e}_k$ paralela a la dirección \mathbf{k} , y que los modos R y L tienen diferentes índices de refracción y ángulos de incidencia. Entonces, E_y puede ser expresado como

$$E_y = E_p^{i,L} \cos \theta_L + E_p^{i,R} \cos \theta_R + i(-\mathbf{Q} \cdot \hat{e}_p E_s^i + \mathbf{Q} \cdot \hat{e}_s E_p^i) \times \sin \theta - E_p^{r,L} \cos \theta_L + E_p^{r,R} \cos \theta_R + i(-\mathbf{Q} \cdot \hat{e}_p E_s^r + \mathbf{Q} \cdot \hat{e}_s E_p^r) \quad (\text{B.7})$$

Usando las relaciones

$$\begin{aligned} E_p^L &= +iE_s^L \\ E_p^R &= -iE_s^R \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

$$n_R \sin \theta_R = n_L \sin \theta_L = n \sin \theta$$

E_y puede ser expresado como

$$\begin{aligned} E_y &= \frac{i}{2} \left[-Q_y \tan \theta (1 + \cos^2 \theta) + Q_z \sin^2 \theta \right] E_s^i + (\cos \theta + iQ_x \sin \theta) E_p^i \\ &+ \frac{i}{2} \left[Q_y \tan \theta (1 + \cos^2 \theta) + Q_z \sin^2 \theta \right] E_s^r + (-\cos \theta + iQ_x \sin \theta) E_p^r \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

H_x y H_y pueden ser derivados en una forma similar, de la expresión $\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega/c \mathbf{H}$:

$$H_x = \frac{in}{2} (Q_y \sin \theta + Q_z \cos \theta) E_s^i - n E_p^i + \frac{in}{2} (Q_y \sin \theta - Q_z \cos \theta) E_s^r - n E_p^r \quad (\text{B.10})$$

$$H_y = n \cos \theta E_s^i + \frac{in}{2} (Q_y \tan \theta + Q_z) E_p^i - n \cos \theta E_s^r - \frac{in}{2} (Q_y \tan \theta + Q_z) E_p^r \quad (\text{B.11})$$

De esta forma, obtenemos la relación entre las componentes x y y de \mathbf{E} y \mathbf{H} con las componentes s y p del campo eléctrico. Esta relación se puede expresar como una matriz producto

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ H_x \\ H_y \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} E_s^i \\ E_p^i \\ E_s^r \\ E_p^r \end{pmatrix} \quad (\text{B.12})$$

de esta manera obtenemos la matriz A como se muestra en el capítulo 2, sección 2.3.3.

El siguiente paso es obtener la matriz de propagación la cual relaciona E y H en las dos superficies de una película de espesor d . Como cada haz incidente y reflejado está compuesto por modos circularmente polarizados L y R, se usa la notación 1 y 2 para referirnos a los modos L y R de el haz reflejado en ambas superficies. De esta forma tenemos las siguientes relaciones:

$$\begin{aligned} E_A^{1,2} &= E_B^{1,2} \exp(ik^{1,2}d \cos \theta_{1,2}) \\ E_A^{3,4} &= E_B^{3,4} \exp(-ik^{3,4}d \cos \theta_{3,4}) \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

La relación entre E_s y E_p en las fronteras A y B es expresada por un producto de matrices.

$$\begin{pmatrix} E_s^i \\ E_p^i \\ E_s^r \\ E_p^r \end{pmatrix}_A = D \begin{pmatrix} E_s^i \\ E_p^i \\ E_s^r \\ E_p^r \end{pmatrix}_B \quad (\text{B.14})$$

donde D es la matriz de propagación y está escrita en el capítulo 2, sección 3.

Apéndice C

Teoría clásica de dispersión para materiales magnetizados

Para obtener un acercamiento en la forma como la constante magneto-óptica de materiales magnetizados puede variar con la frecuencia de la radiación incidente, es útil aplicar los mismos argumentos como en el caso de materiales no magnéticos, especialmente dieléctricos y metales, donde simples argumentos clásicos tienen algún éxito, limitado en el sentido que ellos conducen a expresiones las cuales al menos tienen la misma forma que aquellas que resultan de un acercamiento cuántico mas complicado.

En términos de su desplazamiento, r_i , desde su posición media, la ecuación Newtoniana del movimiento del i -esimo electrón en el átomo de un material sujeto al campo eléctrico \mathbf{E} de la radiación incidente de frecuencia ω y a un campo magnético cuasi-estático \mathbf{H}_a es

$$m\ddot{\mathbf{r}}_i = -m\omega_{0i}^2\mathbf{r}_i - \frac{m\dot{\mathbf{r}}_i}{\tau_i} - e(\mathbf{E} + \dot{\mathbf{r}}_i \times \mu_0\mathbf{H}_a) \quad (\text{C.1})$$

donde el termino $-m\omega_{0i}^2\mathbf{r}_i$ es la fuerza elástica, ω_{0i} es la frecuencia de resonancia, τ_i representa el tiempo medio de colisión del electrón, su inverso determina la perdida de momento del electrón por unidad de tiempo y el producto cruz es la fuerza de Lorentz. Reorganizando la ecuación C.1 tenemos

$$\ddot{\mathbf{r}}_i + \omega_{Ri}\dot{\mathbf{r}}_i + \omega_{0i}^2\mathbf{r}_i + 2\omega_L\dot{\mathbf{r}}_i \times \mathbf{k} = -\frac{e}{m}\mathbf{E} \quad (\text{C.2})$$

donde $\omega_{Ri} = 1/\tau_i$, $\omega_L = e\mu_0 H_a/(2m)$ es la frecuencia (angular) de Larmor y el campo magnético $\mathbf{H}_a = H_a \mathbf{k}$ es aplicado en la dirección z . Si $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}$ y la solución de la Ec. (C.2) es tomada como $\mathbf{r}_i = \mathbf{r}_{0i} e^{-i\omega t}$, las componentes cartesianas de \mathbf{r}_i están dadas por

$$\begin{aligned}\omega_{Di}^2 x_i - 2i\omega_L \omega y_i &= -\frac{e}{m} E_x \\ 2i\omega_L \omega x_i + \omega_{Di}^2 y_i &= -\frac{e}{m} E_y \\ \omega_{Di}^2 z_i &= -\frac{e}{m} E_z\end{aligned}\quad (\text{C.3})$$

donde $\omega_{Di} = \omega_{0i} - \omega^2 - i\omega_{Ri}\omega$. En una forma mas compacta la ecuación C.4 es

$$[\Omega_i] \mathbf{r}_i = -\frac{e}{m} \mathbf{E} \quad (\text{C.4})$$

donde el tensor $[\Omega_i]$ esta dado por

$$[\Omega_i] = \begin{bmatrix} \omega_{Di}^2 & -2i\omega_L \omega & 0 \\ 2i\omega_L \omega & \omega_{Di}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \omega_{Di}^2 \end{bmatrix} \quad (\text{C.5})$$

El momento dipolar eléctrico asociado con el desplazamiento del i -esimo electrón es $-e\mathbf{r}_i$. Asumiendo que hay \mathcal{N} átomos por unidad de volumen y sumando sobre todos los electrones en el átomo, es decir, sobre el número atómico, Z , la polarización del material, \mathbf{P} , es

$$\mathbf{P} = -\mathcal{N} e \sum_{i=1}^z \mathbf{r}_i = \epsilon_0 \omega_p^2 \sum_{i=1}^z [\Omega_i]^{-1} \mathbf{E} = \epsilon_0 [\chi] \mathbf{E} \quad (\text{C.6})$$

donde $\omega_p = \sqrt{\mathcal{N} e^2 / (\epsilon_0 m)}$ es la llamada frecuencia (angular) de plasma y $[\chi]$ es el tensor susceptibilidad eléctrica del material. Así, la permitividad relativa $[K]$ esta dada por

$$[K] = [\delta] + [\chi] \quad (\text{C.7})$$

donde

$$\begin{aligned}
 K_{11} = K_{22} &= 1 + \sum_{i=1}^z \frac{\omega_{Di}^2 \omega_P^2}{\omega_{Di}^4 - 4\omega_L^2 \omega^2} \\
 K_{12} = K_{21} &= \sum_{i=1}^z \frac{2i\omega_L \omega \omega_P^2}{\omega_{Di}^4 - 4\omega_L^2 \omega^2} \\
 K_{33} &= 1 + \sum_{i=1}^z \frac{\omega_P^2}{\omega_{Di}^2} \\
 K_{13} = K_{23} = K_{31} = K_{32} &= 0
 \end{aligned}$$

Donde $\omega_{Di}^2 \gg \omega_L \omega$, podemos ver que $[K]$ de la ecuacion C.7 tiene la misma forma de $[\epsilon]/\epsilon_0$ de la Ec. 2.22, con

$$\begin{aligned}
 N &= \sqrt{1 + \omega_P^2 \sum_{i=1}^z \frac{1}{\omega_{Di}^2}} \\
 Q &= -2\omega_{\mathcal{N}}^2 \omega \omega_L \sum_{i=1}^z \frac{1}{\omega_{Di}^4} \\
 F &= \sum_{i=1}^z \frac{1}{\omega_{Di}^6 \left(\omega_{\mathcal{N}} \sum_{i=1}^z \frac{1}{\omega_{Di}^4} \right)^2}
 \end{aligned}$$

donde $\omega_{\mathcal{N}} = \omega_P/N$. Como ya había mencionado, una aproximación mas detallada en términos de la mecánica cuántica nos conduciría a una expresión para $[K]$ similar a la Ec. (C.7), pero la interpretación de los términos es necesariamente diferente ya que el modelo de dispersión en mecánica cuántica se refiere a interacciones, especialmente espín-órbita y de intercambio.

Apéndice D

Respuesta de algunos elementos ópticos expresados en el formalismo de Jones

Elemento óptico		Eje principal $\parallel \hat{s}$
Luz desde un polarizador	\mathbf{J}_{in}	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$
Muestra	\mathbf{R}	$\begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix}$
Compensador Babinet-Soleil	\mathbf{C}	$\begin{bmatrix} e^{i\delta/2} & 0 \\ 0 & e^{-i\delta/2} \end{bmatrix}$
Analizador en la dirección s	$\mathbf{A}(0^\circ)$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$
Analizador a 45	$\mathbf{A}(45^\circ)$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$

Tabla D.1: Respuesta de algunos elementos ópticos expresados en el formalismo de Jones

Bibliografía

- [1] E. R. Moog and S. D. Bader. *Superlattices Microstructures*, 1:543, 1985.
- [2] B. Heinrich and J. A. C. Bland. *Ultrathin Magnetic Structures II*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 2005.
- [3] L. Landau and Lifschitz. *Electrodynamics of Continuous Media*. Pergamon Press, Oxford, 1960.
- [4] R. Azzam and N. Bashara. *Ellipsometry and polarized light*. North Holland, Amsterdam, 1992.
- [5] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics*. Pergamon, Oxford, 1959.
- [6] M. Faraday. *Philos. trans. Roy. Soc. London*, 136:1, 1846.
- [7] J. Kerr. *Philos. Mag.*, 3:321, 1877.
- [8] E. R. Moog, S. D. Bader, and P. Grunberg. *J. Magn. Magn Mat.*, 53:L295, 1986.
- [9] J. Ferré. in *Linear and non-linear magneto-optical effects: magnetism of thin film structures*, in: *Magnetism and Synchrotron Radiation*. E. Beaurepaire, F. Scheurer, G. Krilland and J.-P. Kappler, Springer, Heidelberg, 2001.
- [10] J. Ferré, J. Jamet, and P. Meyer. Magneto-optical studies of magnetic ultrathin film structure. *Phys. Stat. Sol.*, 175:213, 1999.

- [11] B. Koopmans, M. van Kampen, J. T. Kohlhepp, and W. J. M. de Jonge. Ultrafast magneto-optics in nickel: Magnetism or optics? *Phys. Rev. Lett.*, 85:844, 2000.
- [12] A. Hubert and R. Schäfer. *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*. Springer-Verlag, 1998.
- [13] J. Pommier, P. Meyer, G. Pénissard, J. Ferré, P. Bruno, and D. Renard. Magnetization reversal in ultrathin ferromagnetic films with perpendicular anisotropy: domain observation. *Phys. Rev. Lett.*, 65:2054, 1990.
- [14] T. Ono, H. Miyajima, K. Shigeto, K. Mibu, N. Hosoi, and T. Shinjo. Propagation of a magnetic domain wall in a submicrometer magnetic wire. *Science*, 284:468, 1999.
- [15] T. Devolder, C. Chappert, Y. Chen, E. Cambuil, H. Bernas, J.-P. Jamet, and J. Ferre. Sub 50 nm magnetic nanostructures fabricated by ion irradiation. *Appl. Phys. Lett.*, 74:3383, 1999.
- [16] T. Aign, P. Meyer, S. Lemerle, J.-P. Jamet, V. Mathat, C. Chappert, J. Gierak, C. Vieu, F. Rousseaux, H. Launois, and H. Bernas. Magnetization reversal in arrays of perpendicularly magnetized ultrathin dots coupled by dipolar interaction. *Phys. Rev. Lett.*, 81:5656, 1998.
- [17] G. Baudot, V. Repain, H. Ellmer, S. Rousset, J. Ferré, J.-P. Jamet, and C. Chappert. Self organization of magnetic surface anisotropy in co ultrathin films grown on a periodically au(111) faceted surface. submitted to *Europhys. Lett.*
- [18] J. Hamrle. *Magneto-optical determination of the in-depth magnetization profile in magnetic multilayers*. PhD thesis, University Paris XI, Orsay and Charles University, Prague, 2003.

- [19] J. Zak, E. R. Moog, C. Liu, and S. D. Bader. Universal approach to magneto-optics. *J. Mag. Mag. Mater.*, 89:107 and 123, 1990.
- [20] P. H. Lissberger and M. R. Parker. Theory of the voigt effect in gyroelectric media. *Int. J. Magn.*, 1:209–218, 1971.
- [21] Z. Q. Qiu and S. D. Bader. Surface magneto-optic kerr effect. *Rev. Sci. Inst.*, 71(3):1243, 2000.
- [22] E. R. Moog, C. Liu, S. D. Bader, and J. Zak. *Phys. Rev. B*, 39:6949, 1989.
- [23] D. C. Jiles and D. L. Atherton. *J. Appl. Phys.*, 55:2115, 1984.
- [24] I. D. Mayergoyz. *Mathematical models of hysteresis*. Springer Verlag, 1991.
- [25] D. C. Jiles and D. L. Atherton. *J. Magn. Magn. Mater.*, 61:48–60, 1986.
- [26] R. E. Newnham. *Rep. Prog. Phys.*, 52:123–156, 1989.
- [27] C. Calle, V. H. Calle, F. Cuéllar, A. Cortés, D. Arias, W. Lopera, P. Prieto, O. Guzmán, and G. A. Mendoza. Aceptado para publicación en *Phys. B*, 2006.
- [28] M. Sorescu, L. Diamandescu, R. Swaminathan, M. E. McHenry, and M. Feder. *J. Appl. Phys.*, 97:10G105, 2005.
- [29] C. Suryanarayana and M. Grant. *X-Ray Diffraction*. Plenum Press, New York, 1998.
- [30] O. Peña M. Mouallem-Bahout, S. Bertrand. *J. Solid State Chem.*, 178:1080–1086, 2005.
- [31] V. H. Calle, C. Calle, O. Marín, , A. Berger, E. Salazar, A. Cortés, W. Lopera, P. Prieto, D. Arias, O. Guzmán, and A. Mendoza. Estudio de películas magnéticas por medio de un sistema basado en el efecto kerr (moke). *Rev. Col. Fis.*, 37:13–16, 2006.

- [32] M. Desai, S. Prasad, N. Venkataramani, I. Samajdar, A. K. Nigam, N. Keller, R. Krishnan, E. M. Baggio-Saitovich, B. R. Pujada, and A. Rossi. *J. Appl. Phys.*, 91:7592, 2002.
- [33] J. B. A. van Zon D. Alders M. F. Gillies, R. Coehoorn. *J. Appl. Phys.*, 83:6855, 1998.
- [34] A. Verma, T. C. Goel, and R. G. Mendiratta. *Mat. Science of Tech.*, 16:712, 2000.
- [35] Péter Kis and Amália Iványi. *Phys. B*, 343:59–64, 2004.
- [36] R. H. Yu, S. Basu, Y. Zhang, A. Parvizi-Majidi, and John Q. Xiao. *J. Appl. Phys.*, 85:6655, 1999.

Índice de figuras

2.1. Relación entre las representaciones complejas de E y la dependencia temporal del valor medible de E	5
2.2. Evolución temporal del vector campo eléctrico.	7
2.3. La primera curva de histéresis usando MOKE	10
2.4. Muestra magnetizada sometida a una onda linealmente polarizada s. Después de reflejarse, se convierte en parte p polarizada, además de la componente predominante s (polarizada elípticamente).	11
2.5. Rotación del sistema de referencia al rededor del eje z ($\theta = \frac{\pi}{2}$)	16
2.6. Sistema de dos medios y una interface	19
2.7. Sistema de tres medios 2 interfaces	20
3.1. Estructura de tres medios: Vacío, Fe y Cu, indicando el ángulo de incidencia θ_i , y los ángulos de transmisión θ_2 y θ_3	29
3.2. Magnitud I_{kerr} del la señal magneto-óptica obtenida para Fe sobre sustrato de Cu, en configuración Polar. reportada por J. Zak <i>et al.</i> [19].	30
3.3. Magnitud I_{kerr} del la señal magneto-óptica experimental para Fe sobre sustrato de Au, en configuración Polar, E. R. Moog <i>et al.</i> [22].	30
3.4. Ilustración esquemática de las tres regiones en el comportamiento experimental de la señal magneto-óptica.	30

4.1. Primera aproximación a una curva de histéresis	33
4.2. Curva anhisteretica	33
4.3. Movimiento reversible de las paredes de los dominios.	34
4.4. Movimiento irreversible de las paredes de los dominios.	34
4.5. Variación del parámetro de anclaje k , calculado a partir del modelo de Jiles-Atherton.	37
4.6. Variación del efecto de campo promedio, calculado a partir del modelo de Jiles-Atherton.	38
4.7. Variación del efecto térmico, calculado a partir del modelo de Jiles-Atherton.	38
5.1. Estructura cristalográfica de una espinela de NiZn	40
5.2. Espectro de DRX para la muestra 002, en la cual se identifican los diferentes planos de la muestra. H corresponde al espectro del portamuestras y S del sustrato de Si.	43
5.3. Espectro teórico de RX para el compuesto NiFe_2O_4	44
5.4. Dependencia del parámetro de red con la composición tomada de la Ref. [30].	44
5.5. Sistema de medición magneto-óptica basada en el efecto Kerr en configuración longitudinal para medir l-MOKE	45
5.6. Señal tipo rampa	46
5.7. Interface del software utilizado para la adquisición y el procesamiento de la señal medida por el optodetector.	46
5.8. Elementos del sistema de medición	47
5.9. Sistema MOKE en configuración polar	50
5.10. (a) Curva de histéresis tomada en el <i>San Jose Research Center</i> (California E.U.A). (b) Curva tomada en el laboratorio de materiales magnéticos y nanoestructuras de la Universidad del Quindío	51

5.11. Dependencia de la temperatura con la señal magneto-óptica en multicapas de CoPd	52
5.12. Curva de histéresis obtenida para la Ferrita NiZn con 2 horas de deposición.	53
5.13. Curvas de histéresis usando Kerr Longitudinal para diferentes espesores ($L = 80$ nm, $L = 160$ nm y $L = 240$ nm) para películas de ferritas de NiZn. H_c es el campo coercitivo en cada caso.	54
5.14. Dependencia del campo coercitivo de las películas de NiZn con el espesor.	55
5.15. Dependencia de los campos de saturación y coercitivo con la temperatura de <i>annealing</i> [32].	56
5.16. Ajuste teórico de la curva de histéresis experimental (160 nm de espesor) por medio del modelo de Jiles-Atherton.	57
5.17. Diagrama de flujo del programa usado para el ajuste de la curva experimental [35].	57
A.1. Tabla periódica mostrando los diferentes tipos de comportamiento magnético de cada elemento a temperatura ambiente.	62
A.2. Anisotropía magnética del Cobalto	69
A.3. Ilustración esquemática de la magnetización dentro de los dominios	70
A.4. Representación esquemática de una pared de dominios de 180°	70
A.5. Forma general de una curva de histéresis.	71

Índice de Tablas

2.1. Matrices de Reflexión R	13
5.1. Parámetros experimentales usados para la fabricación de las Ferritas	42
5.2. Parámetros de anclaje k obtenidos del ajuste con el experimento, para las muestras con diferentes espesores. Todos los valores tienen un error del 10 %.	58
A.1. Resumen de los diferentes tipos de comportamientos magnéticos.	63
D.1. Respuesta de algunos elementos ópticos expresados en el formalismo de Jones	80

Perspectivas

Introducir al modelamiento una dependencia con T que reproduzca resultados experimentales. Evaluar a partir de AFM imágenes de las películas analizadas en este trabajo, permitiría buscar una relación de k por unidad de superficie!

Los modelos implementados pueden ser utilizados para evaluar experimentalmente películas con composiciones y espesores variables para caracterizar sus parámetros, espesores, etc.

El mejoramiento continuado del sistema MOKE requerirá entre otros: cambiar el generador de la señal tipo rampa con el fin de utilizar una función que permita la obtención de mayor información de la respuesta magnética de las películas en regiones cercanas a $H=0$. Así mismo nos permitirá un mejor control sobre las características de la señal, como frecuencia, amplitud, etc.,.

La alta calidad magnética de las películas de NiZn preparadas por el Grupo de Películas delgadas de la Universidad del Valle, y del desarrollo del programa para su evaluación teórica sugieren el estudio de un amplio conjunto de muestras de dichas ferritas con parámetros de crecimiento variable.

La adecuación del sistema MOKE para medidas a alta y a baja temperatura ampliará el espectro de materiales que pueden ser evaluados con esta técnica.

Financiamiento

Este trabajo fue financiado por Colciencias a través del proyecto de investigación Colciencias-Universidad del Quindío No. 1113-0513710, por el Instituto Interdisciplinario de las Ciencias de la Universidad del Quindío y el Centro de Excelencia en Nuevos Materiales (CENM) a través del contrato Colciencias No. 043-2005.

Divulgación de resultados

Publicaciones

Artículos Completos

“Magneto Optical Kerr NiZn ferrite film of variable thickness” C. Calle, V. H. Calle, F. Cuellar, A. Cortés, D. Arias, W. Lopera, P. Prieto, O. Guzmán, G. A. Mendoza. Aceptado para publicación. *Physica B*, 2006.

“Estudio de películas magnéticas por medio de un sistema basado en el efecto Kerr (MO-KE)” C. Calle, V. H. Calle, O. Marín, E. Salazar, A. Cortés, A. Berger, W. Lopera, P. Prieto, D. Arias, O. Guzmán, A. Mendoza. *Revista Colombiana de Física*, Vol. 37, No. 1, 2005.

“Simulación de comportamientos histeréticos blandos en películas magnéticas” C. Calle, F. Cuellar, O. Guzmán, A. Mendoza. Sometido a la *Revista Colombiana de Física*, Octubre 2005.

Resúmenes en memorias

C. Calle, V. H. Calle, D. Arias, O. Guzmán, G.A Mendoza, A. Cortés, W. Lopera, P.Prieto. “Magneto-optical Kerr effect of ferromagnetic spinel $\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ films”. LAW 3M - 05. Book of abstracts, Reñaca Chile, 2005, p.134.

C. Calle, V. H. Calle, O. Marín, E. Salazar, P. Prieto, D. Arias, A. Mendoza. “Implementación de un sistema de caracterización Magneto-Optica basado en el Efecto Kerr (MO-KE)” CNF Resúmenes, Vol 21 Barranquilla 2005.

C. Calle, F. Cuéllar, A. Mendoza, O. Guzmán “Distribuciones en comportamientos histé-
ticos en películas magnéticas”. CNF Resúmenes, Vol 21 Barranquilla 2005.

Participación en eventos

Resultados parciales de esta tesis fueron presentados en los siguientes eventos:

VII Workshop on Magnetism and magnetic materials. Reñaca, Dic 12-16 de 2005. “Mag-
neto-Optical Kerr Effect of ferrimagnetic spinel $\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ films”

XXI Congreso Nacional de Física. Barranquilla, Octubre 18-24 de 2005. Trabajos presen-
tados: “Implementación de un sistema de caracterización magneto-óptica basado en el efecto
Kerr (MOKE)”, “Distribuciones en comportamientos histéreticos en películas magnéticas”.

Encuentro Física y Sociedad, 2005 Año Mundial de la Física. Bogotá Septiembre 5-6 de
2005. Trabajo presentado- Mural: “Estudio de Materiales magnéticos por medio del MOKE”