

UNIVERSIDAD NACIONAL DE INGENIERÍA

FACULTAD DE CIENCIAS



**“EFECTO KERR MAGNETO ÓPTICO DE SUPERFICIE (SMOKE)
EN PELICULAS DELGADAS DE PERMALLOY $Ni_{81}Fe_{19}$ ”**

TESIS

PARA OPTAR EL TITULO PROFESIONAL DE:

LICENCIADO EN FÍSICA

PRESENTADO POR:

ELMER NAHUEL MONTEBLANCO VINCES

LIMA, PERÚ

2007

*A mi padre,
siempre estuviste allí.*

A mi familia

*A todos los que se
deciden a salir adelante*

ÍNDICE

INTRODUCCIÓN.....	10
OBJETIVOS.....	11
CAPÍTULO I. FERROMAGNETISMO EN PELÍCULAS DELGADAS.....	12
I.1 El Origen del Momento Magnético Atómico	12
I.1.1 Susceptibilidad Magnética.....	15
I.1.2 Diamagnetismo.....	15
I.1.3 Paramagnetismo.....	16
I.1.4 Ferromagnetismo	18
I.2 Películas delgadas de permalloy Ni ₈₁ Fe ₁₉	22
I.2.1 Propiedades magnéticas y estructurales.....	22
I.3 Efecto Kerr magneto óptico (MOKE)	26
I.3.1 Tensor dieléctrico en sólidos magnetizados	26
I.3.2 Tensor dieléctrico en sólidos magnetizados con simetría cúbica.....	31
I.3.3 Birrefringencia en sólidos magnéticos.....	32
I.3.4 Efecto Faraday	34
I.3.5 Efecto Kerr	37
CAPÍTULO II. ANISOTROPÍA	40
II.1 Anisotropía de Forma	40
II.2 Anisotropía uniaxial	42
II.3 Energía Magnetostática	43
CAPÍTULO III. DESARROLLO EXPERIMENTAL	47
III.1 Sputtering DC.....	47
III.2 Preparación de las Películas Delgadas.....	48
III.3 Magnetómetro de Muestra Vibrante.....	49
III.4 Magnetómetro SMOKE	51
III.5 Sistema de medición SMOKE.....	55
III.5.1 Efecto Kerr Magneto Óptico de Superficie en configuración polar	56
III.5.2 Efecto Kerr Magneto Óptico de Superficie en configuración longitudinal.....	57
III.6 Método de medición.....	58
CAPITULO IV. RESULTADOS	61
IV.1 Anisotropía	61
IV.2 Magnetización	62
IV.3 Efecto Kerr Magnetoóptico de Superficie (SMOKE).....	65
IV.4 SMOKE Polar	67
IV.5 SMOKE Longitudinal	69

CAPITULO V. DISCUSIONES	73
CAPITULO VI. CONCLUSIONES.....	77
CAPITULO VII. APENDICE A	79
VII.1 Unidades y conversiones	79
REFERENCIAS	81
AGRADECIMIENTOS	82

ÍNDICE DE FIGURAS

FIGURA 1.1.1 ESQUEMA VECTORIAL DE LOS MOMENTOS.....	13
FIGURA 1.4.1 FUNCIÓN DE BRILLOUIN	18
FIGURA 1.6.1 ALGUNOS ORDENAMIENTOS DE LOS MOMENTOS MAGNÉTICOS EN LOS ÁTOMOS.....	19
(A) FERROMAGNETISMO, (B) ANTIFERROMAGNETISMO Y (C) FERRIMAGNETISMO	19
FIGURA 1.7.2.1 MAGNETIZACIÓN DE SATURACIÓN, TEMPERATURA DE CURIE Y CONSTANTE	24
DE ANISOTROPÍA PARA DIFERENTES CONCENTRACIONES DE NI DEL PY [18]	24
FIGURA 1.7.2.2 MAGNETOSTRICCIÓN PARA DIFERENTES PORCENTAJES	25
DEL NIQUEL EN EL PY [18].....	25
FIGURA 1.7.2.3 PERMEABILIDAD MAGNÉTICA PARA PORCENTAJES DE NI EN EL PY [18].....	25
FIGURA 1.8.4.1 ONDA ELECTROMAGNÉTICA (PLANO S), TRANSMITIÉNDOSE EN Z A TRAVÉS DE UN MEDIO CON MAGNETIZACIÓN.....	34
FIGURA 1.8.4.2 POLARIZACIÓN ELÍPTICA RESULTADO DE LA CONTRIBUCIÓN DE DOS POLARIZACIONES.....	35
(A) CIRCULAR A LA DERECHA. (B) CIRCULAR A LA IZQUIERDA.	35
FIGURA 2.1 ELIPSOIDES DE REVOLUCIÓN. PARA UN CASO.....	41
GENERAL $a \neq b \neq c$ (A) Y $a = b \neq c$ (B).	41
FIGURA 2.2 VECTOR CAMPO MAGNÉTICO APLICADO Y MAGNETIZACIÓN DE SATURACIÓN	43
FIGURA 2.3 CURVA DE HISTÉRESIS EN FUNCIÓN DEL ÁNGULO θ_H PARA PELÍCULAS DELGADAS [18]	46
FIGURA 3.1 ESQUEMA DEL PROCESO DE SPUTTERING	47
FIGURA 3.2 MAGNETÓMETRO DE MUESTRA VIBRANTE (VSM).	50
FIGURA 3.3 CONFIGURACIÓN Y COMPONENTES DEL MAGNETÓMETRO SMOKE	51
FIGURA 3.4 CURVA DE CALIBRACIÓN DEL DETECTOR.	54
FIGURA 3.5 (A) SMOKE TRANSVERSAL (B) SMOKE LONGITUDINAL (C) SMOKE POLAR.....	56
FIGURA 3.5.1 LUZ INCIDENTE EN LA MUESTRA PARA EL SMOKE POLAR.....	57
FIGURA 3.5.2 LUZ INCIDENTE EN LA MUESTRA PARA EL SMOKE LONGITUDINAL	57
FIGURA 3.6 ÁNGULO DE ROTACIÓN DE KERR (θ_K) PARA LA MAGNETIZACIÓN EN EL SENTIDO POSITIVO Y NEGATIVO DEL EJE Z.....	58
FIGURA 3.7 INTENSIDAD CON FORMA SINUSOIDAL MEDIDA POR.....	60
EL DETECTOR CON RESPECTO A LOS ÁNGULO DEL ANALIZADOR.....	60
FIGURA 4.1 CURVA DE ANISOTROPÍA PARA EL PY $Ni_{81}Fe_{19}$	61
FIGURA 4.2 CURVAS DE HISTÉRESIS PARA EL PY $Ni_{81}Fe_{19}$ A CAMPO DE HASTA 5000 OE	63
FIGURA 4.3 CURVAS DE HISTÉRESIS PARA EL PY $Ni_{81}Fe_{19}$ A CAMPO DE HASTA 16 OE	63
FIGURA 4.4 CURVAS DE HISTÉRESIS PARA EL EJE FÁCIL Y EL EJE DIFÍCIL EN EL PY $Ni_{81}Fe_{19}$	64
FIGURA 4.5 VOLTAJE ADQUIRIDO POR EL DETECTOR.....	66
FIGURA 4.6 CURVA DE HISTÉRESIS CON SMOKE POLAR PARA PY $Ni_{81}Fe_{19}$	68
PARA ÁNGULOS DE INCIDENCIA DE (A) 28° Y (B) 40°	68
FIGURA 4.7 CURVAS DE HISTÉRESIS CON SMOKE LONGITUDINAL PARA PY $Ni_{81}Fe_{19}$	71
PARA LOS ÁNGULOS DE INCIDENCIA DE 4°, 11°, 15° Y 22°	71
FIGURA 5.1 CURVAS DE HISTÉRESIS CON SMOKE POLAR PARA PY $Ni_{81}Fe_{19}$	73
PARA LOS ÁNGULOS DE INCIDENCIA DE 28° Y 40°.....	73
FIGURA 5.2 CURVAS DE HISTÉRESIS CON SMOKE LONGITUDINAL PARA PY $Ni_{81}Fe_{19}$ PARA LOS	74
ÁNGULOS DE INCIDENCIA DE 4°, 11°, 15° Y 22°	74
FIGURA 5.3 CURVAS DE HISTÉRESIS CON SMOKE POLAR Y LONGITUDINAL PARA PY $Ni_{81}Fe_{19}$	75
FIGURA 5.4 CURVAS DE HISTÉRESIS MEDIDAS CON SMOKE LONGITUDINAL Y CON VSM PARA PY $Ni_{81}Fe_{19}$	76

ÍNDICE DE TABLAS

TABLA DE SIMBOLOS.....	7
TABLA DE CONSTANTES.....	9
TABLA 3.1 CARACTERÍSTICAS DEL LÁSER UTILIZADO.	52
TABLA 4.1 ÁNGULO DE ROTACIÓN DE KERR PARA CADA ÁNGULO DE INCIDENCIA	71
TABLA 6.1 UNIDADES Y CONVERSIONES.	80

TABLA DE SÍMBOLOS

θ_c	Ángulo crítico
θ_F	Ángulo de Faraday
θ_{inc}	Ángulo de incidencia
η	Ángulo de precesión
θ_K	Ángulo de rotación de Kerr
α	Ángulo entre H y \hat{K}
θ	Ángulo entre M_s y \hat{K}
h_c	Campo crítico
B	Campo de inducción magnética
H_d	Campo desmagnetizante
H_l	Campo en dirección del eje difícil
H_e	Campo en dirección del eje fácil
H	Campo magnético externo
H_m	Campo Molecular
h	Campo reducido
h_l	Campo reducido en dirección del eje difícil
h_e	Campo reducido en dirección del eje fácil
Γ	Coeficiente de reflexión
Γ^+	Coeficiente de reflexión en función de n_+
Γ^-	Coeficiente de reflexión en función de n_-
E_i	Componente del Campo eléctrico
$\epsilon_{xx}, \epsilon_{xy}, \epsilon_{yx}$	Componentes de la matriz del tensor dieléctrico
K_l	Constante de anisotropía
N_w	Constante de campo molecular
C	Constante de Curie
J_{ij}	Constante de intercambio
ϵ_o	Constante dieléctrica en el vacío
ρ	Densidad de carga
J_c	Densidad de corriente
ϕ	Desfasaje
ΔI	Diferencia entre voltajes
\hat{K}	Eje en el material

ΔE_o	Energía diamagnética
E_{ms}	Energía magnetostática
E_T	Energía total
\bar{S}	Espín total
g	Factor g para el electrón libre
g_J	Factor de Landé
N_d	Factor desmagnetizante
ω	Frecuencia angular
ω	Frecuencia angular de la radiación electromagnética
ε	Fuerza electromotriz
$B_J(y)$	Función de Brillouin
$L(x)$	Función de Langevin
H_{exch}	Hamiltoniano de intercambio
\hat{H}_o	Hamiltoniano de N electrones, interacción electrostática
\hat{H}	Hamiltoniano general de N electrones
n_0	Índice de refracción en el vacío
n	Índice de refracción en un medio
n_+	Índice de refracción en un medio birrefringente
\bar{n}	Índice de refracción promedio
n_-	Índice de refracción en un medio birrefringente
\bar{M}	Magnetización
M_s	Magnetización de saturación
m_r	Magnetización reducida
\bar{L}	Momento angular total
μ_L	Momento dipolar angular
μ_S	Momento dipolar de espín
μ_{Total}	Momento dipolar total
m	Momento magnético total
\bar{J}	Momento total
m_s	Número cuántico de espín
m_l	Número cuántico magnético
l	Número cuántico momento angular
n	Número cuántico principal
$\langle \mu \rangle$	Promedio estadístico del momento magnético total
χ	Susceptibilidad magnética

T	Temperatura
T_C	Temperatura de Curie
$\hat{\alpha}$	Tensor de polarización
ε	Tensor dieléctrico
τ	Tiempo de relajación
r_i	Valor medio de la posición del i^{th} electrón
$\langle \vec{S} \rangle$	Valor medio del espín total
E	Vector de campo eléctrico
P	Vector de polarización
\vec{k}	Vector número de onda
\vec{k}_0	Vector número de onda en el vacío
I_{S-}	Voltaje adquirido con campo aplicado en dirección negativa
I_{S+}	Voltaje adquirido con campo aplicado en dirección positiva
I	Voltaje promedio

TABLA DE CONSTANTES

g_e	2,0022907	Factor g del electrón libre
μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7} T \cdot m \cdot A^{-1}$	Permeabilidad en el vacío
μ_B	$9.274 \times 10^{-24} A \cdot m^2$	Magnetón de Bohr
k	$1.38 \times 10^{-23} J / K$	Constante de Boltzman
m_e	$9.109 \times 10^{-31} kg$	Masa del electrón
e	$1.6 \times 10^{-19} C$	Carga del electrón

INTRODUCCIÓN

Desde que en 1994 se empezaron a desarrollar dispositivos magnéticos basados en Magnetorresistencia Gigante (GMR), no ha cesado la obtención y la caracterización de películas delgadas magnéticas de espesores nanométricos.

Una de las técnicas de interés creciente para el análisis de muestras ferromagnéticas delgadas esta basada en el efecto descrito por J. Kerr en el año 1877 ^[1], el cual consiste en el cambio de polarización de la luz reflejada en una superficie magnetizada. La magnitud de la rotación del vector de polarización de la luz incidente es proporcional a la magnetización de la muestra ^[2]. Durante los pasados 40 años se han llevado a cabo muchos estudios sobre las propiedades de anisotropía magnética de películas delgadas de materiales ferromagnéticos.

Las películas delgadas de permalloy (Py), de composición $\text{Ni}_x\text{Fe}_{100-x}$ con $78 < x < 82$, que se estudian en este trabajo, son consideradas como el prototipo de materiales magnéticos blandos y constituyen el sistema ideal para la investigación básica. El permalloy más estudiado, el que tiene un índice de dopaje $x = 81$, es fácilmente magnetizable y presenta un bajo campo coercitivo.

La caracterización de materiales magnéticos utilizando el efecto Kerr magneto óptico (MOKE) ha evolucionado en los últimos 10 años, al punto que hoy se lo utiliza para el estudio de cadenas de nanohilos, estructuras de nanotubos, llegando a la microscopia MOKE utilizada para analizar la propagación de dominios magnéticos en las paredes de cadenas de nanotubos. Además del contenido fundamental de las investigaciones, hay una fuerte presión del mercado por dispositivos basados en GMR, como los cabezales lectores que actualmente se utilizan en los discos duros de las PCs, las válvulas magnéticas y como elementos de almacenamiento magnético de datos

OBJETIVOS

Por el avance de la tecnología y la investigación en materiales magnéticos es que se implementará un magnetómetro MOKE, en su variante SMOKE (Efecto Kerr Magneto Óptico de Superficie), para la caracterización de películas delgadas magnéticas. Por las razones expuestas en la introducción del presente trabajo se eligió las películas de Py Ni₈₁Fe₁₉ como una muestra confiable para ponderar la capacidad del magnetómetro construido. Se espera poder obtener curvas que relacionen la magnetización del material con el campo magnético externo aplicado.

Se realizará mediciones utilizando otro instrumento de caracterización de materiales magnéticos, un magnetómetro de muestra vibrante (VSM), el cual proporcionará curvas de histéresis y de anisotropía, medidas en el plano de la película de Py, para de esta manera tener un patrón con el cual poder comparar las curvas medidas con el magnetómetro SMOKE. Estas mediciones fueron realizadas con el apoyo del Instituto Balseiro, San Carlos de Bariloche, República Argentina.

CAPÍTULO I. FERROMAGNETISMO EN PELÍCULAS DELGADAS

En el presente capítulo trataremos algunos conceptos importantes de magnetismo, que ayudarán a describir, entender y explicar las propiedades magnéticas de los materiales, su ordenamiento magnético y como estas propiedades cambian por diferentes factores como las dimensiones del material, la temperatura, etc.

I.1 El Origen del Momento Magnético Atómico

La mecánica cuántica elemental, que trata a los átomos por medio de la ecuación de Schrödinger, proporciona información acerca de los niveles de energía permitidos, los cuales pueden encontrarse ocupados por electrones. Estos estados son caracterizados por cuatro números cuánticos. El número cuántico principal n proporciona el tamaño de la órbita y su energía, siempre que se tome el modelo del átomo de hidrógeno, pues si existieran más electrones la órbita sería distorsionada. El número cuántico momento angular orbital l , describe el momento angular del movimiento orbital. Para un valor de l el momento angular de este movimiento orbital será $\hbar\sqrt{l(l+1)}$, es conocido que $l = 0, 1, 2, \dots, n$ y se refiere a los electrones s, p, d, f, g, \dots . El número cuántico magnético m_l , describe al componente del momento angular orbital a lo largo de cierta dirección que comúnmente se conoce como eje de cuantización, escogido como la dirección en la cual se aplica un campo. Como ya es conocido $m_l = -l, \dots, 0, \dots, l$ y el valor de esta componente será $\hbar m_l$. El número cuántico m_s , proporciona la componente del espín del electrón a lo largo de la dirección de aplicación del campo. Sus valores permitidos para m_s , son $\pm 1/2$ y los valores proporcionados serán $\pm \hbar/2$. De acuerdo con el principio de exclusión de Pauli no se permite que existan dos electrones ocupando el mismo estado.

Cuando describimos el origen atómico del magnetismo, debemos considerar el movimiento orbital y del espín de los electrones, y la interacción entre ellos. En donde los momentos angulares y de espín totales estarán dados por las sumas de cada uno de los momentos y espines individuales. Las resultantes serán \vec{S} y \vec{L} , cuya interacción que es conocida como espín-órbita ($\vec{L}\cdot\vec{S}$), lleva consigo el momento angular total $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ cuyos valores son $J = L - S, L - S + 1, \dots, L + S$. La interacción entre estos dos momentos angulares genera un torque, en presencia de un campo magnético externo, generando momentos dipolares $\vec{\mu}_L = -\mu_B \vec{L}$ y $\vec{\mu}_S = -g_e \mu_B \vec{S}$ respectivamente ($g_e \approx 2.00229$ es un factor medido por espectroscopia para un electrón libre). El momento dipolar total, considerando todos los electrones, estará dado por $\vec{\mu}_{Total} = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S$ el cual no es colineal a \vec{J} , y describirá un movimiento de precesión alrededor de este con un ángulo η , por lo cual, las componentes de $\vec{\mu}_{total}$ que no tengan la dirección del eje de \vec{J} en promedio se anularán y sólo se tomará en cuenta la componente en esta dirección, de tal manera que las propiedades magnéticas estarán determinadas por la cantidad,

$$\bar{\mu} = \mu_{total} \cos(\eta) = -g_J \mu_B J, \quad (1.1)$$

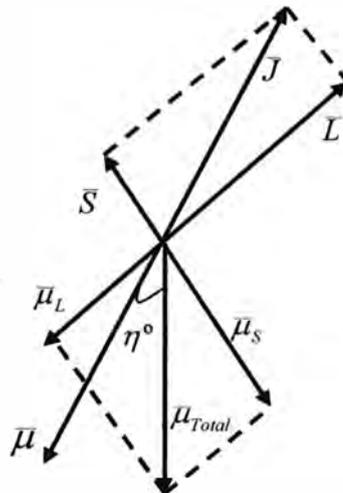


Figura 1.1 Esquema vectorial de los momentos

en donde $g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$ se conoce como el factor de

Landé. Si el eje de cuantización es tomado como el eje z , la componente en esta dirección del momento magnético total del vector \vec{J} tendrá $2J+1$ valores posibles con componente igual a $m = -J$ y representarán los niveles de energía correspondientes. Dicha energía se escribe como,

$$E_H = -\mu_0 \vec{\mu} \cdot \vec{H} = -\mu_0 \mu_z H = -g_J m \mu_0 \mu_B H, \quad (1.2)$$

En donde μ es el momento atómico, μ_z es su componente en la dirección Z (eje de cuantización, a lo largo del cual se aplicó el campo magnético externo) y $\mu_B = |e| \hbar / 2m$. La mayoría de las propiedades magnéticas de los materiales depende de cómo son ocupados los niveles de energía para diferentes circunstancias.

Si suponemos un átomo con varios electrones ubicados en donde la posición del i^{th} electrón esta dada por r_i , el hamiltoniano perturbado que muestra los niveles de energía permitidos se escribe de la siguiente manera,

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \mu_B (\vec{L} + g_J \vec{S}) \cdot \vec{H} + \frac{e^2}{8m_e} \sum_i (\vec{H} \cdot \vec{r}_i)^2, \quad (1.3)$$

En donde la perturbación que más domina es la correspondiente al segundo término de la derecha. Como se conoce, los momentos magnéticos totales desaparecen en algunos materiales que contienen muchos átomos magnéticos y que se encuentran en interacción entre ellos, por lo cual, al segundo término de la ecuación (1.3) se le denomina como el término paramagnético. El último término es el debido al diamagnetismo que será explicado más adelante.

1.1.1 Susceptibilidad Magnética

Las propiedades magnéticas de los materiales radican en la manera de como son ocupados los diferentes estados de energía o niveles de energía de los átomos. El caso más simple se obtiene cuando la temperatura del material se aproxima a cero, sólo están ocupados los niveles atómicos más bajos y en este caso se define como magnetización al promedio de los momentos magnéticos debido a los N átomos participantes,

$$M = -N\mu_z = -Ng_J m\mu_B = Ng_J J\mu_B, \quad (1.4)$$

pues $m = -J$. Para el caso de una material con magnetización \bar{M} en presencia de un campo magnético externo H se define,

$$\chi = \bar{M} / H, \quad (1.5)$$

en donde χ es llamada la susceptibilidad magnética, y representa el momento magnético inducido por el campo H por unidad de volumen y es la razón de cambio de \bar{M} en función de H . Si la susceptibilidad magnética es negativa quiere decir que el material es dominado por el diamagnetismo y si es positiva el material es dominado por el paramagnetismo. Las unidades de la susceptibilidad son $emu/Oe.cm^3$ en CGS y $Webers/A.m$ en MKS. El signo de la susceptibilidad magnética indica la dirección de orientación de los momentos magnéticos atómico totales en el material.

1.1.2 Diamagnetismo

Todos los materiales muestran algún grado de diamagnetismo. El diamagnetismo consiste en la aparición de un campo magnético en sentido opuesto al campo aplicado, esperado por la ley de Lenz. Este efecto es siempre discutido por el punto de vista clásico, donde un campo aplicado en la órbita del electrón alrededor de un átomo genera una f.e.m inducida en sentido contrario. Pero según la ecuación (1.3), si se considera un átomo con ningún

electrón desapareado, el término paramagnético desaparece, debido a que el momento magnético neto es cero. Si se tiene un campo magnético en la dirección z se obtiene un estado de energía dado por el término diamagnético de la siguiente manera,

$$\Delta E_0 = \frac{e^2 B^2}{8m_e} \sum_{i=1}^Z \langle 0 | (x_i^2 + y_i^2) | 0 \rangle, \quad (1.6)$$

donde $|0\rangle$ es el estado base de la función de onda asociada. Existen también algunas sustancias diamagnéticas que presentan anisotropía en sus susceptibilidades, como el naftaleno o el benceno.

1.1.3 Paramagnetismo

El paramagnetismo corresponde a materiales con una susceptibilidad positiva, es decir, bajo la presencia de un campo magnético externo, los momentos magnéticos del material se orientan en la dirección y con el mismo sentido a las líneas de fuerza de este campo. La temperatura juega un rol importante en el estudio de estos materiales, pues al aumentar la temperatura estamos aumentando el desorden en el material, y el alineamiento de los momentos magnéticos será menos probable y por lo tanto la susceptibilidad magnética disminuye. Es bueno tener en cuenta siempre que en estas expresiones \vec{H} es el campo responsable de la partición de los $2J+1$ niveles de energía.

La magnetización \bar{M} de un sistema paramagnético puede ser encontrada con un promedio estadístico $\langle \mu_z \rangle$ de los momentos magnéticos atómicos $\mu_z = -g_j m \mu_B$. Este promedio estadístico se hace ponderando los momentos magnéticos μ_z para cada estado por la probabilidad de que este estado este ocupado y la suma de todos los estados será la magnetización,

$$M = N \langle \bar{\mu} \rangle = N \frac{\sum_{m=-J}^J -g_J m \mu_B \exp(-g_J m \mu_0 \mu_B H / kT)}{\sum_{m=-J}^J \exp(g_J m \mu_0 \mu_B H / kT)}, \quad (1.7)$$

Se pueden realizar un desarrollo algebraico y una expansión para llegar a obtener otra forma para M . Para ello, sustituimos $x = g_J \mu_0 \mu_B H / kT$, se obtiene que $M = Ng_J \mu_B JB_J(y)$, con $B_J(y)$ llamada la *función de Brillouin*,

$$B_J(y) = \frac{2J+1}{2J} \text{Coth} \frac{(2J+1)y}{2J} - \frac{1}{2J} \text{Coth} \frac{y}{2J}, \quad (1.8)$$

con $y = \frac{g_J J \mu_B \mu_0 H}{kT}$. Si reemplazamos valores obtenemos que $y \ll 1$ y por lo tanto se puede expandir los términos de $B_J(y)$, usamos el primer término de esta expansión para obtener que $B_J(y) = \frac{J+1}{3J} y$ en primera aproximación. La susceptibilidad magnética es definida por la ecuación (1.5), reemplazando $M = Ng_J \mu_B JB_J(y)$ se obtiene que,

$$\chi = Ng_J \mu_B J \left(\frac{J+1}{3J} \right) \cdot \frac{Jg_J \mu_B \mu_0}{kT} = \frac{C}{T}, \quad (1.9)$$

en donde C es la constante de Curie. La relación (1.9) es conocida como la ley de Curie, fue descubierta por él en el año 1895.

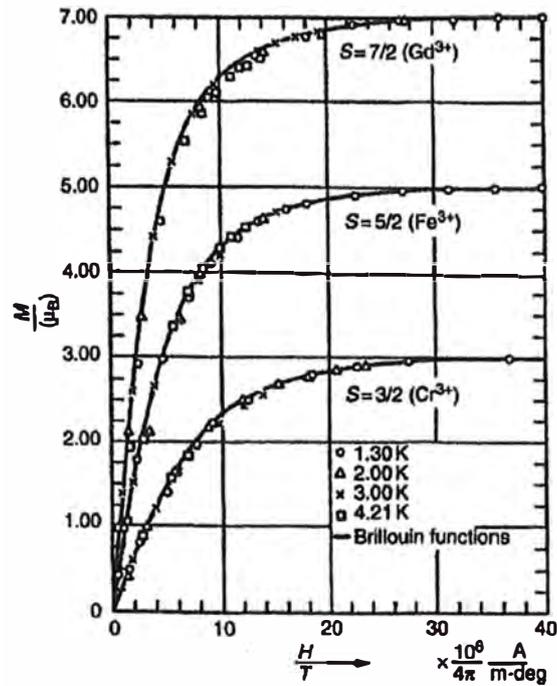


Figura 1.2 Función de Brillouin

1.1.4 Ferromagnetismo

Un material ferromagnético tiene magnetización espontánea en ausencia de un campo magnético externo, en un centímetro cúbico de un material cualquiera ferromagnético se puede encontrar un momento magnético de $1700emu$; mientras que en un paramagnético normal la magnetización inducida por el campo magnético externo es alrededor de $10^{-3}emu/cm^3$. Por lo tanto, el ferromagnetismo es un efecto de por lo menos un millón de veces más fuerte que los considerados anteriormente. La magnetización espontánea es debido a los dominios magnéticos presentes en el material, que son zonas con una magnetización propia de modo que al aplicarse un campo magnético externo, el dominio magnético con la magnetización en el mismo sentido y dirección comienza a crecer, hasta que prevalece en todo el material. En la figura 1.6.1 se muestran algunos arreglos de espines.

En este estudio trabajaremos con materiales ferromagnéticos por tener propiedades magnéticas muy importantes. Los materiales ferromagnéticos

pierden su orden magnético a una temperatura propia del material llamada la temperatura de Curie.

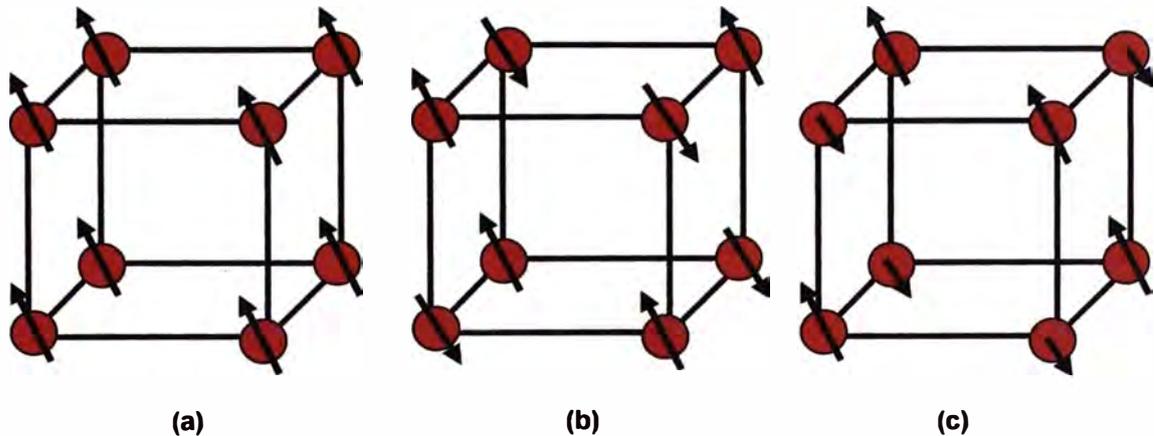


Figura 1.3 Algunos ordenamientos de los momentos magnéticos en los átomos.
(a) Ferromagnetismo, (b) Antiferromagnetismo y (c) Ferrimagnetismo

I.1.4.1 Hamiltoniano de Intercambio y modelo de Weiss

Siguiendo con lo explicado anteriormente los N momentos atómicos del sistema estarán orientados paralelamente si las condiciones de temperatura y campo son tales que para todos los átomos magnéticos solamente los niveles más bajos estarán ocupados, quiere decir $m = -J$. La magnetización del sistema se dice que se encuentra saturado y ningún valor será mayor de $M = Ng_J \mu_B J$. Este valor corresponde a la parte horizontal de las curvas de histéresis del material magnético, quiere decir que los momentos magnéticos del material fueron orientados en la dirección del campo magnético aplicado.

Existen materiales como el Fe, Co, Ni (ferromagnéticos) en donde se encuentra una magnetización espontánea llamada magnetización remanente. Esta magnetización desaparece a altas temperaturas, es decir al sobrepasar una temperatura propia del material llamada la temperatura de Curie T_c , pues el material deja su orden ferromagnético y pasa a tener un ordenamiento paramagnético.

Esta magnetización remanente es producto de un campo magnético interno propio del material. Este campo produce la separación de niveles de energía en los átomos, de tal manera que sólo los niveles de menor energía estarán ocupados. Para poder explicar esto Heisenberg postuló un hamiltoneano de interacción entre los espines atómicos, llamado el hamiltoneano de intercambio (en inglés exchange),

$$H_{exch} = -\sum_{i<j} 2J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j, \quad (1.10)$$

donde la suma es para todos los pares de espines en la red que forma el cristal. La constante de intercambio J_{ij} depende sobre todo de la distancia entre los átomos i y j . En la mayoría de los casos es suficiente con considerar los átomos vecinos más cercanos y tomar en cuenta el espín promedio $\langle \vec{S} \rangle$ de estos átomos, de tal manera que H_{exch} queda escrito como,

$$H_{exch} = -\frac{2ZJ_m (g_J - 1)^2 \bar{\mu} \cdot \langle \bar{\mu} \rangle}{g_J^2 \mu_B} = -\mu_0 \bar{\mu} \cdot \bar{H}_m, \quad (1.11)$$

el término H_m es el denominado campo molecular y es proporcional a la magnetización. Como $M = N \langle \bar{\mu} \rangle$ se puede llegar a encontrar que $H_m = N_w M$ donde N_w es la llamada constante del campo molecular o la constante de Weiss-Field.

La interacción de intercambio entre dos momentos de espín vecinos tienen su origen como la interacción de intercambio entre dos electrones en un mismo átomo, donde pueden tener los estados de espín paralelos o antiparalelos, esto es consecuencia del solapamiento de los orbitales magnéticos de dos átomos vecinos. Esto es muy común en los metales con orbitales ocupados en $3d$. El campo total experimentado por los momentos magnéticos esta constituido por dos contribuciones, la primera de ellas por el campo aplicado y la segunda por el campo molecular de Weiss H_m ,

$$\bar{H}_{tot} = \bar{H} + \bar{H}_m = \bar{H} + N_w \bar{M}, \quad (1.12)$$

I.1.4.2 Susceptibilidad magnética a $T > T_c$

Analizando el caso para temperaturas por encima de T_c es de esperar un comportamiento dado por la ecuación (1.5). Para el caso de un material ferromagnético por debajo de la T_c es necesario utilizar el H_{tot} que incluye el campo molecular de Weiss. Reemplazando en la relación (1.12) obtenemos que $M = \frac{C}{T} (\bar{H} + N_w \bar{M})$ y como $\chi = \frac{C}{T}$ se obtiene la relación,

$$\chi = \frac{C}{T - N_w C} = \frac{C}{T - T_c}. \quad (1.13)$$

Para describir el comportamiento del material por debajo de la temperatura de Curie T_c comenzaremos por recordar que los niveles más bajos de energía, de los $2J + 1$, serán los que estén ocupados y que la magnetización $M(T = 0) = M_s = Ng_J \mu_B J$.

Recordando la relación $M = Ng_J \mu_B JB_J(y) = M(0)B_J(y)$, la magnetización espontánea esta relacionada con el campo molecular por la relación $H_{tot}(T) = N_w M(T)$, cuando $H = 0$, lo que significa que,

$$y = \frac{g_J J \mu_B \mu_0 H_m}{kT} = \frac{g_J J \mu_B \mu_0 N_w M(T)}{kT}, \quad (1.14)$$

$$M(T) = Ng_J \mu_B JB_J\left(\frac{g_J J \mu_B \mu_0 N_w M(T)}{kT}\right), \quad (1.15)$$

de modo que (1.15) puede escribirse de la siguiente manera,

$$m = \frac{M(T)}{M(0)} = B_J\left(\frac{3J}{J+1} \cdot \frac{T_c}{T} \cdot m\right). \quad (1.16)$$

Esta relación (1.16) tiene una forma implícita que muestra como para cada J existe una variación de la magnetización reducida con respecto a la temperatura (m y $\frac{T}{T_c}$ respectivamente) mediante la forma de la función de Brillouin B_J . Esta propiedad es independiente de los parámetros de un material a otro como el momento atómico $g_J J$, el valor de T_c y el número de partículas N . La dependencia entre la magnetización y temperatura puede ser tomada en cuenta como una ley en los materiales ferromagnéticos. Usando la función clásica de Langevin se tiene que $M(T) = M(0)L(x)$ con $L(x) = \coth(x) - \frac{1}{x}$ y $x = \frac{m_0 \mu_0 H}{kT}$, permitirá apreciar la forma de la curva $M(H)$.

1.2 Películas delgadas de permalloy $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$

1.2.1 Propiedades magnéticas y estructurales

El permalloy (Py) $\text{Ni}_x\text{Fe}_{1-x}$ es uno de los materiales más comunes utilizados para el almacenamiento magnético de datos y puede ser encontrado en muchas micro y nano estructuras debido a que tiene propiedades muy útiles para la industria. La magnetostricción es la razón del cambio de dimensión en un material expuesto a un campo magnético y es mínima para el índice de dopaje $x = 81$. La permeabilidad es la capacidad de un material de permitir el ingreso de un campo magnético en su interior; se mide el grado de magnetización de un material en respuesta a un campo magnético aplicado. La permeabilidad es mucho mayor que uno para los materiales ferromagnéticos, cercana a uno para los paramagnéticos y menor que uno para el caso de los diamagnéticos.

La alta permeabilidad y el bajo campo coercitivo, hacen del Py un material magnético suave, que sirve como interruptor de campo para sensores, se usa como sensor en los cabezales de los discos duros aprovechando su magnetorresistencia anisotrópica (AMR) o su magnetorresistencia gigante (GMR) en películas delgadas de Py/Cu/Co. El Py cristalizado tiene estructura fcc, con parámetro de red de $a_{(100)} = 3.55\text{Å}$. En películas delgadas depende del sustrato sobre el cual haya crecido, pues las tensiones entre el Py y el sustrato modificarán los parámetros de red y más aún serán responsables de alguna anisotropía en él [12,13].

A pesar de todas las propiedades magnéticas y sus aplicaciones, no se sabe mucho acerca de la estructura electrónica. Las bandas electrónicas del Py aún no han sido trazadas y los cálculos realizados no corresponden a lo esperado. En el Py es posible especular que los electrones *s* y *p* se encuentran en una banda común, mientras que los electrones localizados *d* producen un nivel en el Fe separado de los niveles *d* del Ni. Es aquí donde se genera una gran discusión acerca de los electrones responsables del transporte de espín en la banda *3d* de los metales de transición [14,15,16].

Para el caso del Py las curvas experimentales de la figura 1.5 muestran una temperatura de Curie, la magnetización de saturación y la constante de anisotropía. El índice de dopaje más estudiado se encuentra entre los valores de $78 < x < 82$.

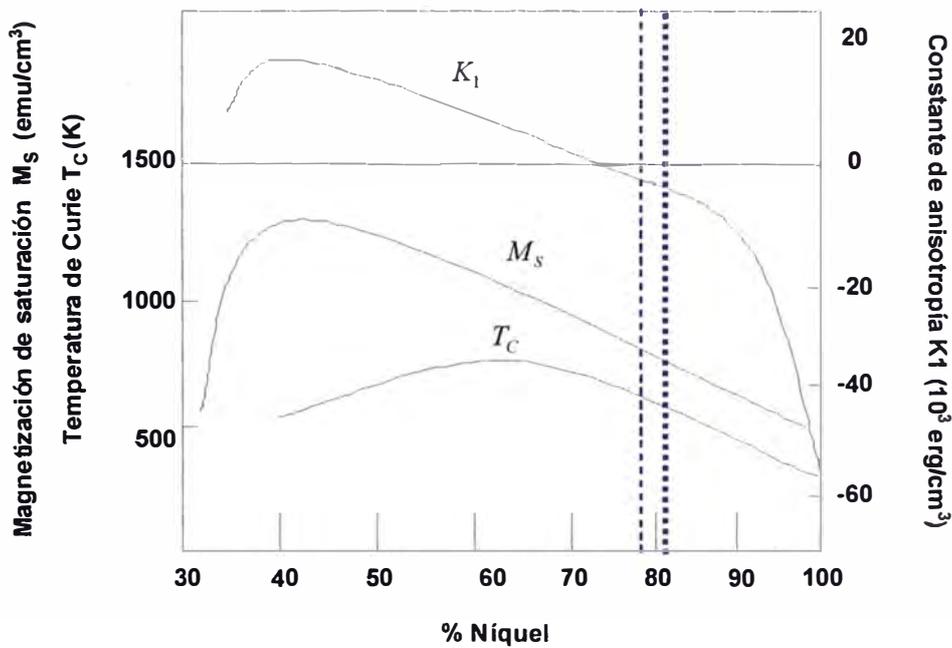


Figura 1.5 Magnetización de saturación, Temperatura de Curie y Constante de anisotropía para diferentes concentraciones de Ni del Py [18]

Se espera una alta permeabilidad para valores pequeños de K_1 (constante de anisotropía) y de λ (magnetostricción). Los valores pequeños de la constante de anisotropía del material es resultado de la pequeña energía en las paredes de dominio que favorece la saturación del material, o el alineamiento de los momentos magnéticos. Los valores pequeños de la magnetostricción son resultado de fuerzas internas muy pequeñas. En la figura 1.6 se nota la existencia de un rango cercano al 80% de níquel en donde la magnetostricción es muy cercana a cero y precisamente muy cerca de esos valores. La constante de anisotropía, que se muestra en líneas punteadas (figura 1.6) son muy pequeñas. En el caso de Py con estructura cristalina (fcc), si existiera un eje fácil en la dirección $\langle 100 \rangle$ entonces el valor del λ_{100} sería cero.

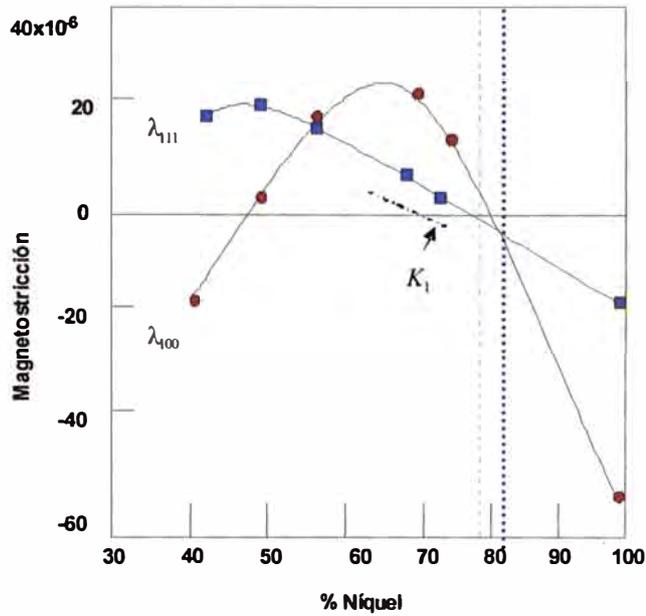


Figura 1.6 Magnetostricción para diferentes porcentajes del Níquel en el Py [18]

En la figura 1.7 se observa como la permeabilidad depende del tratamiento térmico por el cual ha sido fabricado el Py. si este es enfriado rápidamente tenemos una permeabilidad muy alta para porcentajes de Níquel de entre 50% y 80% (curva de color rojo en la figura 1.7), mientras que si es enfriado poco a poco los valores de la permeabilidad decaen fuertemente con respecto al tratamiento térmico anterior (curva de color azul punteado).

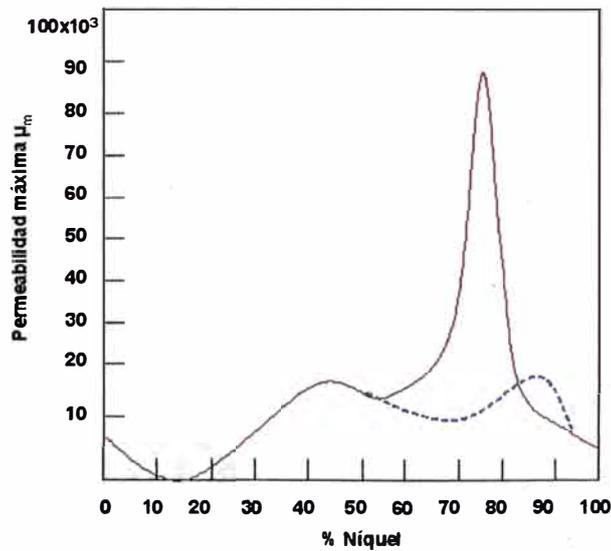


Figura 1.7 Permeabilidad magnética para porcentajes de Ni en el Py [18]

1.3 Efecto Kerr magneto óptico (MOKE)

A continuación se muestra el desarrollo básico de la teoría magneto óptica, partiendo de las ecuaciones de Maxwell para un medio magnetizado, analizando la interacción del mismo con ondas electromagnéticas y la birrefringencia de los medios magnéticos. El capítulo concluye con el desarrollo matemático del efecto Faraday y del efecto Kerr magneto óptico. La descripción teórica del efecto Kerr magneto óptico fue mostrado en 1932 y más completamente con una aproximación cuántica por Kittel en 1951 y Argyres en 1955 [7].

1.3.1 Tensor dieléctrico en sólidos magnetizados

Es de mucha importancia el movimiento de las cargas del material bajo la incidencia de una onda electromagnética, puesto que este movimiento arrastra una corriente eléctrica que afectará las propiedades ópticas del material. Para desarrollar esta teoría comenzaremos con las ecuaciones de Maxwell, en unidades SI, para un material eléctricamente neutro cuya permeabilidad es $\mu_r = 1$, por lo menos para las frecuencias óptica que son las que interesan. Esto quiere decir que las vibraciones de la red son de muy poca importancia para el efecto óptico que estamos estudiando (la frecuencia de la onda electromagnética no permite alguna interacción con los iones de la red). Si τ es el tiempo de relajación y ω la frecuencia angular de la radiación, entonces tenemos que $\omega \gg (1/\tau) \approx 10^{13}$ por segundo que corresponden a las frecuencias ópticas, la ultravioleta y también las de altas frecuencias [7]. Escribimos las ecuaciones de Maxwell en el vacío,

$$\nabla \cdot \bar{H} = 0, \quad (1.28)$$

$$\nabla \cdot \bar{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (1.29)$$

$$\nabla \times \bar{E} = -\mu_0 \frac{\partial \bar{H}}{\partial t}, \quad (1.30)$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \bar{J}, \quad (1.31)$$

al momento de incidir ondas electromagnéticas en el material se genera polarización de cargas es por ello que de (1.29) y de $\bar{P} = -\varepsilon_0 \bar{E}$ escribimos,

$$\rho = -\bar{\nabla} \cdot \bar{P}, \quad (1.32)$$

utilizando la ecuación de continuidad $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot \bar{J}_c = 0$, donde \bar{J}_c es la corriente de conducción [7]. De la ecuación (1.32) se puede deducir que,

$$\bar{J} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial t}. \quad (1.33)$$

Generalizando la polarización en un material $\bar{P} = \varepsilon_0 \hat{\alpha} \bar{E}$, donde $\hat{\alpha}$ se define como el tensor de polarización del medio, se obtiene que,

$$\bar{J} = \varepsilon_0 \hat{\alpha} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t}, \quad (1.34)$$

y sustituyendo estas ecuaciones en las ecuaciones de Maxwell colocadas anteriormente se pueden escribir nuevamente,

$$\bar{\nabla} \times \bar{E} = -\mu_0 \frac{\partial \bar{H}}{\partial t}, \quad (1.35)$$

$$\bar{\nabla} \times \bar{H} = \varepsilon_0 (1 + \hat{\alpha}) \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} = \varepsilon_0 \hat{\varepsilon} \frac{\partial \bar{E}}{\partial t}, \quad (1.36)$$

donde $(1 + \hat{\alpha}) = \hat{\varepsilon}$ es el tensor constante dieléctrica. Estas son las ecuaciones de Maxwell para un material con polarización de cargas debido a la incidencia de ondas electromagnéticas. Aplicando el rotacional a la ecuación (1.35) se puede escribir,

$$\nabla \times (\nabla \times \bar{E}) = -\mu_0 \nabla \times \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} = -\mu_0 \epsilon_0 \hat{\epsilon} \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2}, \quad (1.37)$$

utilizando una identidad vectorial la ecuación (1.37) se escribirá de la siguiente manera,

$$\nabla(\nabla \cdot \bar{E}) - \nabla^2 \bar{E} = -\mu_0 \epsilon_0 \hat{\epsilon} \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2}. \quad (1.38)$$

Esta ecuación tiene forma vectorial, por lo que ahora se trata de buscar las soluciones de la forma $\bar{E}(\bar{r}, t) = E_0 e^{i(\bar{k} \cdot \bar{r} - \omega t)}$, con \bar{k} complejo en general. Por lo que es posible obtener directamente que,

$$k^2 \bar{E} = \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 \hat{\epsilon} \bar{E}, \quad (1.39)$$

el vector de onda en el vacío se define como $k_0^2 = \epsilon_0 \mu_0 \omega^2$ e introduciendo el índice de refracción del medio $n = k / k_0$ en la ecuación (1.39) para cada una de las componentes $i, j = 1, 2, 3$ se obtiene,

$$k^2 \bar{E}_j = \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 \sum_i \epsilon_{ij} \bar{E}_i. \quad (1.40)$$

$$n^2 \bar{E}_j - \sum_i \epsilon_{ij} \bar{E}_i = 0 \quad (1.41)$$

Como k es en general un número complejo, n también lo será, entonces el índice de refracción toma la forma $n = n' + in''$, con n' y n'' reales. Por lo tanto la ecuación del campo eléctrico se convertirá en,

$$\bar{E}(\bar{r}, t) = \bar{E}_0 e^{-n'' \bar{k}_0 \cdot \bar{r}} e^{i(n' \bar{k}_0 \cdot \bar{r} - \omega t)} \quad (1.42)$$

de la cual es posible determinar que la amplitud de la onda electromagnética es amortiguada exponencialmente mientras se propaga en el medio. Vemos que

n' se puede obtener de la fase de la onda por medios interferométricos mientras que n'' por la caída en intensidad de la luz a través de un medio de longitud conocida, pues la intensidad en cualquier punto dentro del material se escribe $I(x) = I_0 e^{-\alpha x}$ donde α es el coeficiente de absorción.

Ahora vamos a suponer que en el material existe magnetización \vec{M} , inducida o espontánea (un material paramagnético o ferromagnético respectivamente), entonces se puede escribir el tensor dieléctrico de la siguiente manera,

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^0 + \Delta\varepsilon_{ij}(\vec{M}), \quad (1.43)$$

en donde se expresa el tensor dieléctrico como la suma de dos contribuciones, el tensor dieléctrico en ausencia de la magnetización ε^0 y una pequeña contribución que depende de la magnetización. Esta pequeña contribución (forma matricial) se puede separar en una parte hermítica y una antihermítica, $\Delta\varepsilon_{ij} = \Delta\varepsilon_{ij}^H + \Delta\varepsilon_{ij}^A$ con $\Delta\varepsilon_{ij}^H = (\Delta\varepsilon_{ij}^H)^*$ y $\Delta\varepsilon_{ij}^A = -(\Delta\varepsilon_{ij}^A)^*$. Sabiendo que el índice de refracción es un complejo generalmente, entonces estas componentes también lo serán, por lo tanto tenemos que $\Delta\varepsilon_{ij}^H = \Delta\varepsilon_{ij}^{H'} + i\Delta\varepsilon_{ij}^{H''}$ y $\Delta\varepsilon_{ij}^A = \Delta\varepsilon_{ij}^{A'} + i\Delta\varepsilon_{ij}^{A''}$, de donde se puede obtener, usando las propiedades de las componentes hermíticas y antihermíticas que $\Delta\varepsilon_{ij}^H = \Delta\varepsilon_{ji}^H$, $\Delta\varepsilon_{ij}^{H''} = -\Delta\varepsilon_{ji}^{H''}$, $\Delta\varepsilon_{ii}^{H''} = 0$, $\Delta\varepsilon_{ij}^{A''} = \Delta\varepsilon_{ji}^{A''}$, $\Delta\varepsilon_{ij}^{A'} = -\Delta\varepsilon_{ji}^{A'}$, $\Delta\varepsilon_{ii}^{A'} = 0$.

Según las referencias esta contribución en función de la magnetización es invariante con respecto al cambio de dirección (inversión) [9],

$$\Delta\varepsilon_{ij}(\vec{M}) = \Delta\varepsilon_{ij}(-\vec{M}). \quad (1.44)$$

Si se separan la parte real y la imaginaria de las componentes hermíticas, antihermíticas y luego se aplica sus propiedades a la ecuación (1.44) se obtiene que,

$$\begin{aligned}
\Delta\varepsilon_{ij}^{H'}(\bar{M}) &= \Delta\varepsilon_{ji}^{H'}(-\bar{M}) \\
\Delta\varepsilon_{ij}^{H''}(\bar{M}) &= \Delta\varepsilon_{ji}^{H''}(-\bar{M}) \\
\Delta\varepsilon_{ij}^{A'}(\bar{M}) &= \Delta\varepsilon_{ji}^{A'}(-\bar{M}) \\
\Delta\varepsilon_{ij}^{A''}(\bar{M}) &= \Delta\varepsilon_{ji}^{A''}(-\bar{M}),
\end{aligned}
\tag{1.45}$$

expandimos $\Delta\varepsilon_{ij}(\bar{M})$ en series de \bar{M} hasta el segundo orden de tal manera que tendremos cada componente hermítica y antihermítica con la siguiente forma,

$$\begin{aligned}
\Delta\varepsilon_{ij}^{H'} &= K_{ijl}^{H'} M_l + G_{ijlm}^{H'} M_l M_m \\
\Delta\varepsilon_{ij}^{A'} &= K_{ijl}^{A'} M_l + G_{ijlm}^{A'} M_l M_m \\
\Delta\varepsilon_{ij}^{H''} &= K_{ijl}^{H''} M_l + G_{ijlm}^{H''} M_l M_m \\
\Delta\varepsilon_{ij}^{A''} &= K_{ijl}^{A''} M_l + G_{ijlm}^{A''} M_l M_m,
\end{aligned}
\tag{1.46}$$

los subíndices ij , corresponden a las direcciones en el material, es decir las del tensor dieléctrico, mientras que los subíndices l,m , corresponden a las componentes de la magnetización. En esta expansión los términos K y G son la primera y la segunda derivadas parciales correspondientes a la serie. Si se reemplazan en estas ecuaciones las propiedades de la ecuación (1.46) y las propiedades de las componentes de la matriz antihermítica y hermítica $\Delta\varepsilon_{ji}^{H'}(M) = \Delta\varepsilon_{ij}^{H'}(M)$, $\Delta\varepsilon_{ji}^{A'}(M) = -\Delta\varepsilon_{ij}^{A'}(M)$, se logra dar forma a las cuatro componentes de la contribución al tensor dieléctrico debido a la magnetización,

$$\begin{aligned}
\Delta\varepsilon_{ij}^{H'} &= G_{ijlm}^{H'} M_l M_m \\
\Delta\varepsilon_{ij}^{A'} &= K_{ijl}^{A'} M_l \\
\Delta\varepsilon_{ij}^{H''} &= K_{ijl}^{H''} M_l \\
\Delta\varepsilon_{ij}^{A''} &= G_{ijlm}^{A''} M_l M_m.
\end{aligned}
\tag{1.47}$$

I.3.2 Tensor dieléctrico en sólidos magnetizados con simetría cúbica

Supondremos un cristal con simetría cúbica e isotrópico, puesto que las películas de Py a analizar según las referencias tienen estructura fcc, por lo tanto supondremos que $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = \varepsilon_{33} = \varepsilon_0$, y $\varepsilon_{ij} = 0$ para $i \neq j$. Si se supone también que la magnetización se encuentra orientada en el eje z (pues el campo magnético externo está aplicado en dicha dirección y se denota con el número 3 para los subíndices), se cumplirá que $M_1 = M_2 = 0$, con $M_3 = M$. Las componentes de la matriz (1.43) podrán ser escritas utilizando la ecuación (1.47). El tensor dieléctrico para un material con simetría cúbica que presenta magnetización se escribe de la siguiente manera,

$$\varepsilon(M) = \begin{pmatrix} \varepsilon^0 + G_{12}M^2 & KM & 0 \\ -KM & \varepsilon^0 + G_{12}M^2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon^0 + G_{11}M^2 \end{pmatrix}. \quad (1.48)$$

Este es el tensor dieléctrico para un material con simetría cúbica bajo magnetización axial y es el principio fundamental de la magneto óptica, pues se ha demostrado que en el tensor dieléctrico aparecen componentes diferentes en la diagonal y nuevas componentes fuera de ella, que dependen de la magnetización del material. Esto quiere decir que un material con estructura cúbica cuando es magnetizado se vuelve ópticamente uniaxial, es decir existe un eje diferente a los demás, este es el eje z , pues $M // z$. Las nuevas componentes fuera de la diagonal serán las encargadas de generar cambios en las propiedades ópticas del material. Las constantes K y G del tensor dieléctrico son conocidas como componentes del vector de Voigt y son complejas [8].

1.3.3 Birrefringencia en sólidos magnéticos

Existen sustancias cristalinas las cuales son ópticamente anisótropas. Las propiedades ópticas de estas sustancias no son las mismas en todas las direcciones dentro de esta. La luz se propaga y/o se refleja en una sustancia por medio de la excitación de los electrones de los átomos del medio. Los electrones impulsados por el campo \bar{E} se re-irradian para generar de esta manera nuevas ondas que se recombinarán y generarán la nueva onda. El índice de refracción está determinado por la diferencia entre la frecuencia del campo E incidente y la frecuencia característica de los electrones en los átomos. Esto quiere decir que una anisotropía en las fuerzas de enlace, entre los átomos que constituyen el medio, llevará a que exista una anisotropía del índice de refracción. Si la luz polarizada linealmente en una dirección para la cual el campo eléctrico E llega al medio paralelo a un conjunto de átomos con fuerzas de enlaces grandes, la frecuencia de oscilación de estos será pequeña, mientras que si las fuerzas de enlaces son pequeñas la frecuencia de oscilación será mayor. Un material en el cual sucede este fenómeno se le conoce como **birrefringente**.

Para estudiar ópticamente un material magnético, se busca una geometría en la cual la propagación de la luz sea paralela al campo magnético externo aplicado y por lo tanto a la magnetización del material. Asumimos que esta es la dirección z . La ecuación (1.41) se escribe de la manera siguiente.

$$\begin{aligned}k^2 E_1 &= \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 (\varepsilon_{11} E_1 + \varepsilon_{12} E_2 + \varepsilon_{13} E_3) \\k^2 E_2 &= \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 (\varepsilon_{21} E_1 + \varepsilon_{22} E_2 + \varepsilon_{23} E_3) \\k^2 E_3 &= \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 (\varepsilon_{31} E_1 + \varepsilon_{32} E_2 + \varepsilon_{33} E_3).\end{aligned} \quad (1.49)$$

Escribiremos los términos del tensor dieléctrico de la ecuación (1.48) de la siguiente manera para simplificar la escritura, siendo cada una de las componentes de esta matriz complejas,

$$\hat{\varepsilon}(\overline{M}) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad (1.50)$$

por lo que siguiendo la ecuación (1.49) y recordando la forma del índice de refracción del medio se tiene que,

$$\begin{aligned} n^2 E_1 - \varepsilon_{xx} E_1 - \varepsilon_{xy} E_2 &= 0 \\ n^2 E_2 + \varepsilon_{xy} E_1 - \varepsilon_{xx} E_2 &= 0 \\ n^2 E_3 - \varepsilon_{zz} E_3 &= 0. \end{aligned} \quad (1.51)$$

Si se supone una configuración, donde la luz se propaga a lo largo del eje z , entonces lo que se busca es una solución para las dos primeras ecuaciones, $(n^2 - \varepsilon_{xx})E_1 - \varepsilon_{xy}E_2 = 0$ y $\varepsilon_{xy}E_1 + (n^2 - \varepsilon_{xx})E_2 = 0$. Se obtendrán los dos valores de n , los cuales serán denotados de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} n_+^2 &= \varepsilon_{xx} + i\varepsilon_{xy} \\ n_-^2 &= \varepsilon_{xx} - i\varepsilon_{xy}, \end{aligned} \quad (1.52)$$

por lo que se puede deducir que $E_2 = +iE_1$ y $E_2 = -iE_1$, que corresponden a los estados de luz polarizada circularmente hacia la izquierda y derecha respectivamente. En la notación de Jones estos estados se representan por,

$$\begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}. \quad (1.53)$$

Estos se propagan con índices de refracción diferentes n_+ y n_- y por lo tanto con diferentes velocidades de fase y atenuaciones. El resultado de la diferencia de fase debido a los diferentes índices de refracción se denomina *birrefringencia circular* y la diferencia en la absorción se denomina *dicroísmo*.

I.3.4 Efecto Faraday

El efecto Faraday consiste en el cambio del estado de polarización de la luz transmitida a través de un medio en presencia de campo magnético externo variable.

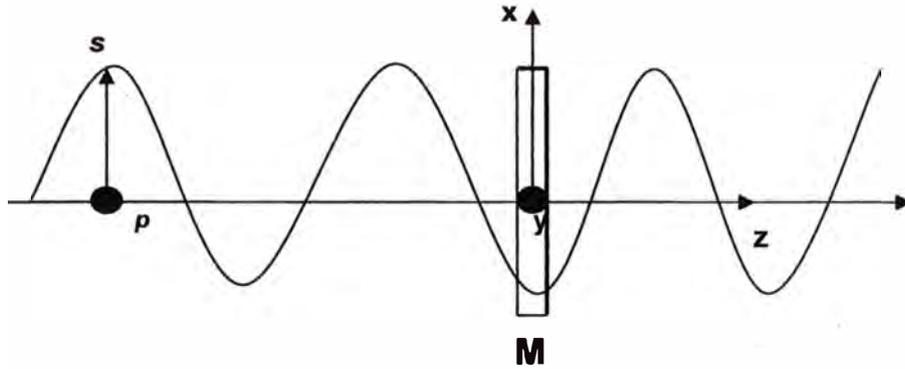


Figura 1.8.4.1 Onda electromagnética (plano s), transmitiéndose en z a través de un medio con magnetización

Si la luz linealmente polarizada en la dirección perpendicular al plano de incidencia, plano s, llega a un medio y se propaga a lo largo del eje z, puede ser descrita como la descomposición de dos estados de polarización circular como,

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \left[\begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \right], \quad (1.54)$$

estas dos componentes se desplazan en el medio con diferentes vectores de onda, $k_+ = n_+ k_0$ y $k_- = n_- k_0$, por lo visto en la sección 1.8.3, de tal manera que después de pasar por el medio se obtendrá un campo eléctrico total dado por,

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \left\{ e^{i[k_0(n_+ + m_+)z - \omega t]} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} + e^{i[k_0(n_- + m_-)z - \omega t]} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \right\}, \quad (1.55)$$

y donde se observa que el primer término es el correspondiente a una polarización circular a la izquierda, mientras que el segundo término circular a la derecha cada una de ellas viajando con diferente velocidad en el medio. Al factorizar el término común en la ecuación (1.55) se obtiene que,

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \frac{1}{2} e^{i[k_0(n'_+ + n''_+)z - \omega t]} \left\{ \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} + e^{-k_0(n''_- - n'_-)z} e^{i[k_0(n'_- - n''_-)z]} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \right\}, \quad (1.56)$$

Esta ecuación representa la suma de dos vectores que tienen diferente módulo, girando en sentido opuesto con una velocidad angular ω . Se puede notar la diferencia de la fase inicial entre ellas $\phi = k_0[n'_- - n''_-]$. La suma de estos dos vectores representa una elipse y son paralelos cuando su fase es la misma, para dicho momento se cumple que $\omega t^* = -\omega t^* + \phi$, entonces $\omega t^* = \phi/2$. En $\omega t^* + 90^\circ$ se encontrarán desfasados en la misma dirección pero con sentidos diferentes.

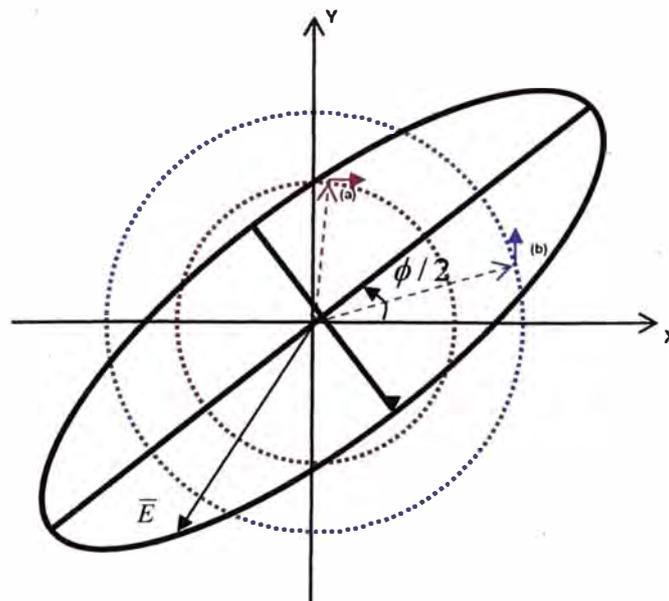


Figura 1.8.4.2 Polarización elíptica resultado de la contribución de dos polarizaciones (a) Circular a la derecha. (b) Circular a la izquierda.

En la figura 1.8.4.2 se aprecian dos vectores punteados, correspondientes a la polarización circular a la derecha e izquierda respectivamente, así como el vector E resultante de la suma de estas dos

polarizaciones. El módulo de este vector varía formando de esta manera una elipse. Esta es, por lo tanto, la polarización de la luz al ser transmitida y/o reflejada por un material birrefringente, deja de estar linealmente polarizada y cambia a un estado de polarización elíptica. Este es el efecto conocido como Efecto Faraday. El ángulo de rotación del efecto Faraday se define como el ángulo que rota la polarización elíptica por unidad de espesor, es por ello que $\theta_F = \phi/2z$ (z es el espesor del medio), por lo tanto tenemos que,

$$\theta_F = \frac{k_0}{2} (n'_- - n'_+) = \frac{k_0}{2} \text{Re}[n_- - n_+] = \frac{k_0}{2} \text{Re}\left[\frac{(n_- - n_+)(n_- - n_+)}{n_- - n_+}\right] = \frac{k_0}{2} \text{Re}\left[\frac{(n_-^2 - n_+^2)}{n_- - n_+}\right] = \frac{k_0}{2} \text{Re}\left[\frac{\epsilon_{xx} - i\epsilon_{xy} - (\epsilon_{xx} + i\epsilon_{xy})}{\sqrt{\epsilon_{xx} - i\epsilon_{xy}} + \sqrt{\epsilon_{xx} + i\epsilon_{xy}}}\right], \quad (1.57)$$

en donde Re denota la parte real. En general siendo $\epsilon_{xy} \ll \epsilon_{xx}$, es posible aproximar las raíces del denominador a $2\sqrt{\epsilon_{xx}} = 2\bar{n}$ debido a la ecuación (1.52), en donde $\bar{n} = (\bar{n}' + i\bar{n}'')/2$. Desarrollando la ecuación (1.57) se obtiene:

$$\theta_F \approx -\frac{k_0}{2} \frac{\epsilon_{xy}''}{\bar{n}'} = -\frac{\omega}{2c} \frac{\epsilon_{xy}''}{\bar{n}'}, \quad (1.58)$$

y según la ecuación número (1.48) y (1.50) reemplazamos y apreciamos la dependencia de la rotación de Faraday con la magnetización,

$$\theta_F \approx -\frac{\omega}{c} \frac{K'' M}{(n'_+ + n'_-)}, \quad (1.59)$$

lo que muestra cómo el ángulo de rotación de la elipse cambia de signo si invertimos el sentido de la magnetización, es decir del campo magnético externo y comprobamos que este efecto es debido a las componentes no diagonales del tensor dieléctrico de la ecuación (1.50). Siempre que el medio sea absorbente se tendrá luz transmitida elípticamente. Si no fuera este el caso, se tendría un medio transparente con índice de refracción real, motivo por

el cual la elipticidad tendría valor cero y no existiría rotación del plano de polarización.

1.3.5 Efecto Kerr

De las ecuaciones de Fresnel la razón entre las amplitudes de los campos eléctricos de la onda reflejada y la incidente, bajo incidencia normal, esta dada por,

$$\Gamma = \frac{E_{refl}}{E_{inc}} = \frac{(n-1)}{(n+1)}, \quad (1.60)$$

donde n y Γ son en general complejos. Si el ángulo de incidencia aumenta la razón Γ aumentaría al igual que en el caso del efecto Faraday, se tendrán estados de polarización circular a la derecha e izquierda para la luz reflejada (Efecto Kerr), Los coeficientes de reflexión según las ecuaciones de Fresnel estarán dados por,

$$\Gamma^+ = \frac{(n_+ - 1)}{(n_+ + 1)}, \quad \Gamma^- = \frac{(n_- - 1)}{(n_- + 1)}. \quad (1.61)$$

Si una onda linealmente polarizada incide perpendicularmente al plano de incidencia (plano s), de la misma manera que en la ecuación (1.55), tendremos una onda reflejada del tipo,

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \frac{\Gamma_+}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} + \frac{\Gamma_-}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} = \frac{\Gamma_+}{2} \left\{ \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} + \left| \frac{\Gamma_-}{\Gamma_+} \right| e^{i(\phi_- - \phi_+)} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \right\}, \quad (1.62)$$

lo que representa una onda polarizada elípticamente, en donde el ángulo de rotación de Kerr se define como la diferencia de fases ($\phi_- - \phi_+$) de la misma manera que en el efecto Faraday. Según la figura 1.8.4.2 tiene la siguiente forma

$$\theta_K = \frac{(\phi_- - \phi_+)}{2}. \quad (1.63)$$

La elipticidad de Kerr es la razón entre los semiejes de la elipse y se define de la siguiente manera,

$$\varepsilon_K = \left(1 - \left|\frac{\Gamma_-}{\Gamma_+}\right|\right) / \left(1 + \left|\frac{\Gamma_-}{\Gamma_+}\right|\right), \quad (1.64)$$

donde se puede colocar el cociente $\left|\frac{\Gamma_-}{\Gamma_+}\right| = e^R$, por lo tanto obtenemos que

$$\varepsilon_K = \frac{(1 - e^R)}{(1 + e^R)} = -Tgh(R/2). \text{ Utilizando la relación dada por la ecuación (1.61),}$$

$$\varepsilon_K = \frac{\Gamma_+ - \Gamma_-}{\Gamma_+ + \Gamma_-} = \frac{1 - \left|\frac{\Gamma_-}{\Gamma_+}\right| e^{i(\phi_- - \phi_+)}}{1 + \left|\frac{\Gamma_-}{\Gamma_+}\right| e^{i(\phi_- - \phi_+)}} = \frac{1 - e^{R+i(\phi_- - \phi_+)}}{1 + e^{R+i(\phi_- - \phi_+)}} = -Tgh\left\{\frac{R}{2} + i\frac{\phi_- - \phi_+}{2}\right\},$$

En casos generales se da que $(\phi_- - \phi_+) \ll 1$, pues las rotaciones de Kerr son muy pequeñas medidas experimentalmente. Expandiendo esta última ecuación a su primer orden se obtiene,

$$\varepsilon_K \approx -\frac{R}{2} - i\left(\frac{\phi_- - \phi_+}{2}\right) = -\zeta_K - i\theta_K, \quad (1.65)$$

en donde se puede aproximar, igual que en el caso del efecto Faraday, con $\bar{n}^2 = n_+ n_- = \varepsilon_{xx}$ y $\bar{n} = n_+ + n_-$ para poder darle la forma mas simplificada a la ecuación (1.65). Entonces partiendo de la ecuación (1.64), se busca la parte imaginaria de dicha ecuación haciendo las aproximaciones ya mencionadas para un material con simetría cúbica ecuación (1.48),

$$\begin{aligned} \theta_K &= -\text{Im}\left[\frac{n_+ - n_-}{n_+ n_- - 1}\right] = -\text{Im}\left[\frac{n_+^2 - n_-^2}{(n_+ n_- - 1)(n_+ + n_-)}\right] \approx -\text{Im}\frac{\varepsilon_{xx} + i\varepsilon_{xy} - (\varepsilon_{xx} - i\varepsilon_{xy})}{(\bar{n}^2 - 1).2.\bar{n}} \\ &= -\text{Im}\frac{2i\varepsilon_{xy}}{(\varepsilon_{xx} - 1)2\bar{n}} = -\text{Im}\frac{i\varepsilon_{xy}' - \varepsilon_{xy}''}{(\varepsilon_{xx} - 1)\bar{n}} = -\frac{\varepsilon_{xy}'}{(\varepsilon_{xx} - 1)\bar{n}} = -\frac{K'}{(\varepsilon_{xx} - 1)\bar{n}} M, \end{aligned}$$

$$\theta_K \approx -\frac{K'M}{(\epsilon_{xx} - 1)\sqrt{\epsilon_{xx}}}, \quad (1.66)$$

Esta ecuación permite apreciar la dependencia del ángulo de Kerr con la magnetización de la muestra. Se observa que el signo del ángulo cambiará al invertir el sentido del campo magnético aplicado. Este ángulo de rotación de Kerr fue estimado para un eje z paralelo a la magnetización. El estado de polarización elíptica obtenida en esta reflexión es debido únicamente a la birrefringencia del material, provocado por la magnetización, y expresado en las componentes no diagonales del tensor dieléctrico ecuación (1.48) [17]. Las rotaciones de Kerr para los estados s o p de la luz linealmente polarizada incidente tienen el mismo valor pero el signo contrario, es decir $\theta_K^s = -\theta_K^p$, mientras que en la rotación de Faraday se mantiene el mismo valor y signo, $\theta_F^s = \theta_F^p$ [9].

CAPÍTULO II. ANISOTROPÍA

Los materiales ferromagnéticos se pueden caracterizar según su curva de histéresis $M(H)$, la cual indica si es fácil o difícil magnetizar un material. La magnetización en el material va aumentando en la dirección del aumento del campo magnético externo aplicado, hasta un valor constante en el material llamado magnetización de saturación M_s . El campo coercitivo H_c , es aquel valor de campo magnético externo aplicado a un material, para el cual la magnetización en el material se hace cero, precisamente los materiales magnéticos con un bajo campo coercitivo se conocen como los magnéticos débiles, mientras que a los que poseen un alto campo coercitivo se les conoce como magnéticos fuertes. Uno de los principales factores para estos cambios en la forma de las curvas de histéresis son los distintos tipos de anisotropía magnética, que producen que las propiedades magnéticas del material dependan de la dirección en la cual se aplique el campo magnético externo. La más importante es la anisotropía magnetocristalina que es de naturaleza intrínseca del material. Las otras anisotropías como la de forma, anisotropía por tensiones con el substrato son inducidas. La anisotropía uniaxial puede aparecer debido a un campo magnético externo aplicado a las películas al momento de la deposición.

En este trabajo de tesis, se estudiaron películas delgadas. Una de las anisotropías presentes en dichas películas es la anisotropía de forma, que se encuentra relacionada con su espesor. Al mismo tiempo en el plano de las películas se observa la presencia de anisotropía uniaxial. A continuación se presentan los conceptos básicos de dichas anisotropías.

II.1 Anisotropía de Forma

Si se estudian películas delgadas encontraremos que su geometría es una característica importante al tratar de entender el comportamiento y/o la forma de las curvas de histéresis. Esto es debido al factor desmagnetizante que

existe en el material, debido a que produce un tipo de anisotropía producto de dicha geometría. Para las películas delgadas este factor desaparece en el plano del film, produciendo que los espines puedan rotar en este plano sin necesidad de tener un alto estado de energía.

Se define como campo desmagnetizante H_d al campo magnético que aparece debido a las líneas de campo que van de polo norte a polo sur fuera de un material magnetizado y que ingresan al mismo en sentido opuesto a la magnetización del material M . Este campo tiende a desmagnetizar el material y a su vez es proporcional a la magnetización del material. Esta proporción está dada por el factor desmagnetizante N_d , que generalmente es un tensor,

$$H_d = N_d M, \quad (2.1)$$

el cual depende principalmente de la forma del material. En forma general se supone un elipsoide de revolución, con ejes $a \neq b \neq c$, con un sistema coordenado centrado en él, de modo que al aproximar estos ejes a los de una película delgada uno de los ejes del elipsoide debe tener muchos ordenes de magnitud menor comparado con los otros dos, mientras que la distancia de los otros dos ejes serán iguales, es decir $a = b \neq c$. En la figura 2.1 se muestran los elipsoides de revolución para estos dos casos.

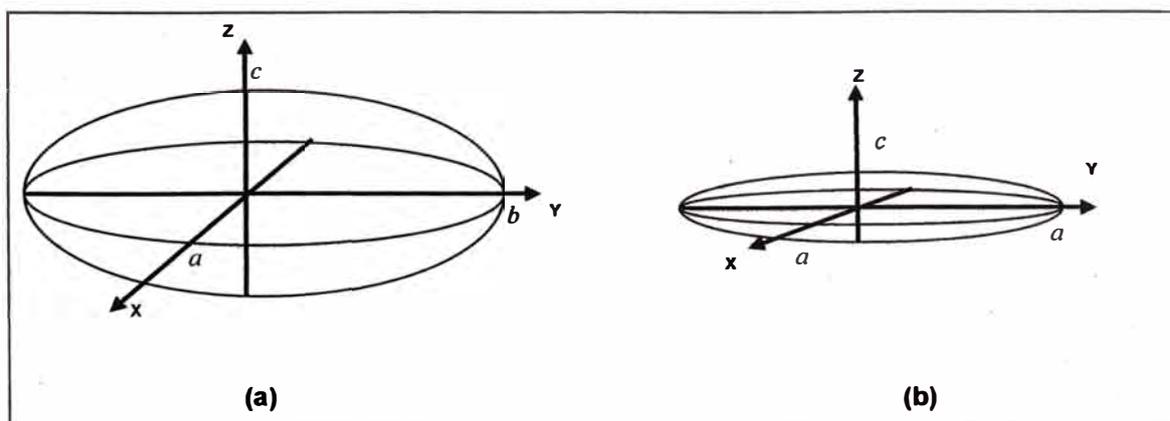


Figura 2.1 Elipsoides de revolución. Para un caso general $a \neq b \neq c$ (a) y $a = b \neq c$ (b).

La figura (b) es el caso especial de un elipsoide achatado en uno de sus ejes, donde los factores de forma están dados por las siguientes expresiones y como se verá, dependen de la geometría,

$$N_c = \frac{4\pi r^2}{r^2 - 1} \left(1 - \sqrt{\frac{1}{r^2 - 1}} \operatorname{Sen}^{-1} \frac{\sqrt{r^2 - 1}}{r} \right) \quad (2.2)$$

$$N_a = N_b = \frac{4\pi - N_c}{2}, \quad (2.3)$$

donde $r = a/c$ [18]. Siendo este cociente muy grande (películas delgadas), se obtiene que $N_c \approx 4\pi$ y $N_a = N_b \approx 0$ [18]. Por lo tanto en las películas delgadas el factor desmagnetizante es muy grande para el eje más corto y muy pequeño para los ejes más largos, generando de esta manera anisotropía debido a la forma de las películas delgadas.

II.2 Anisotropía uniaxial

En las películas delgadas es muy común encontrar la magnetización orientada en el plano de la misma, por lo visto anteriormente la forma del material es muy importante para tal fin. Dentro del plano del film es también frecuentemente encontrar direcciones en las cuales es más fácil magnetizar el material, siendo esta dirección un eje de fácil magnetización. Si la película delgada tiene un solo eje de fácil magnetización se le conocerá como una película con *anisotropía uniaxial* en el plano.

El porqué se genera este tipo de anisotropía en las películas delgadas ha sido reportado ampliamente [3] y se encuentra aún en estudio, pero se conocen diferentes factores, como tensiones con el substrato, aplicaciones de campo magnético al momento de la deposición [4,5] e incidencia oblicua al momento de la deposición de la muestra [15,16] y a la forma del material. Es

común que la presencia de esta anisotropía sea debida a un crecimiento en substratos de gran simetría [3,6].

II.3 Energía Magnetostática

La energía asociada al campo desmagnetizante es la llamada energía magnetostática (en energía por unidad de volumen por estar en el sistema CGS) y se escribe en forma vectorial en general de la siguiente manera,

$$E_{ms} = -\frac{1}{2} H_d \cdot \vec{M} = \frac{1}{2} N_d M^2, \quad (2.4)$$

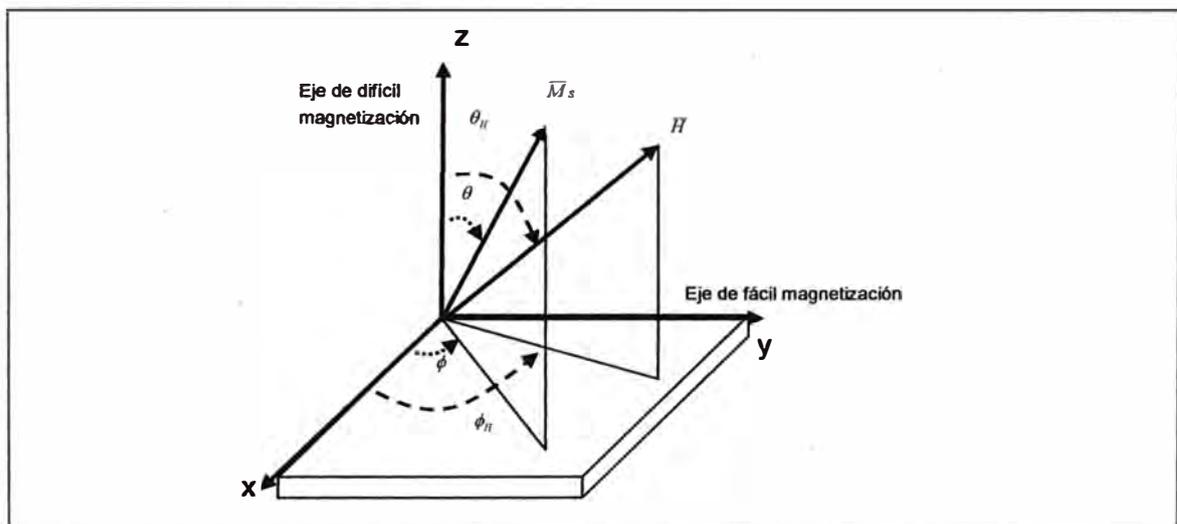


Figura 2.2 Vector campo magnético aplicado y magnetización de saturación

Consideremos un mono dominio en el que el material se encuentra magnetizado (\vec{M}_s) definida, como el de la figura 2.2. En presencia de un campo magnético externo, el sistema buscará un estado en el cual su energía sea mínima. La energía total tiene contribuciones debidas a la anisotropía de forma, a la presencia de un campo magnético externo y a una anisotropía uniaxial encontrada experimentalmente en el plano del film. Esta energía estará dada por,

$$E_{Libre} = -HM_s \text{Sen } \theta \text{Sen } \theta_H \text{Cos } (\phi - \phi_H) - HM_s \text{Cos } \theta \text{Cos } \theta_H + 2\pi M_s^2 \text{Cos }^2 \theta - \frac{1}{2} H_A M_s \text{Sen }^2 \theta \text{Sen }^2 \phi, \quad (2.5)$$

donde los ángulos se encuentran descritos en la figura 2.2. Los dos primeros términos son los correspondientes a la contribución de Zeeman. El tercer término es el debido a la anisotropía de forma mientras que el último término debido a la anisotropía uniaxial en el plano del film. El factor H_A es el campo desmagnetizante en la dirección del eje z (perpendicular del film). Existen dos geometrías a tomar en cuenta, una cuando la dirección del campo aplicado H es aplicado perpendicular a la película, out of plane, (OOP), es decir con $\theta_H = 0$ y cuando el campo magnético es orientado en alguna dirección en el plano, in plane, (IP), es decir $\theta_H = \frac{\pi}{2}$. Las ecuaciones para la energía dada por la ecuación (2.5) para los casos (IP) y (OOP) se escribirán:

$$E_{Libre} = -HM_s \text{Sen } \theta \text{Sen } (\phi - \phi_H) + 2\pi M_s^2 \text{Cos }^2 \theta - \frac{1}{2} H_A M_s \text{Sen }^2 \theta \text{Sen }^2 \phi, \text{ (IP)} \quad (2.6)$$

$$E_{Libre} = -HM_s \text{Cos } \theta + 2\pi M_s^2 \text{Cos }^2 \theta - \frac{1}{2} H_A M_s \text{Sen }^2 \theta \text{Sen }^2 \phi, \quad \text{(OOP)} \quad (2.7)$$

donde se buscarán los ángulos de equilibrio de la magnetización, y alguna relación que permita predecir el comportamiento de la magnetización en función del campo magnético aplicado. Para encontrar dichos ángulos obtendremos la derivada de las ecuaciones (2.6) y (2.7) y se igualarán a cero para encontrar los ángulos que proporcionan el mínimo de cada función. Luego se buscará un equilibrio estable por lo que la segunda derivada tiene que ser mayor que cero.

$$\left. \frac{dE_{Libre}}{d\theta} \right|_{\theta_0} = 0, \left. \frac{dE_{Libre}}{d\phi} \right|_{\phi_0} = 0, \left. \frac{d^2 E_{Libre}}{d\theta^2} \right|_{\theta_0} > 0, \left. \frac{d^2 E_{Libre}}{d\phi^2} \right|_{\phi_0} > 0, \quad (2.8)$$

desarrollando (2.8) para el caso (OOP) obtendremos que:

$$\frac{M}{M_s} = \text{Cos } \theta_0 = \frac{H}{4\pi M_s + H_A}, \quad (2.9)$$

cómo la magnetización en dirección del campo magnético aplicado, perpendicular a la película, se encuentra dado por la proyección de M_S en dicha dirección, de la ecuación (2.9) se puede obtener que $M \propto H$ y varía linealmente entre los valores que cumplen $H_c = 4\pi M_S + H_A$ y $H_c = -(4\pi M_S + H_A)$. La estabilidad de la función se da para valores $|H_c| > 4\pi M_S + H_A$. Los puntos en los que se pierde la estabilidad son precisamente los encontrados de la ecuación (2.8), es decir $\theta_0 = 0, \pi$.

Para la geometría (IP) se obtendrá que los ángulos para los cuales en sistema se encuentra en un estado de equilibrio son los mismos en los cuales se aplica el campo magnético externo, es decir que si $\phi_H = 0$ entonces $\phi_0 = 0$ y si $\phi_H = \frac{\pi}{2}$ entonces $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$. La estabilidad se obtendrá para valores $H_c > -(4\pi M_S + H_A)$ y $H_c < (4\pi M_S + H_A)$. La magnetización cambia de signo cuando el campo magnético pasa los valores críticos. En la figura 2.3 se puede observar la curva de histéresis esperada para una película delgada. Los valores del eje y se encuentran normalizados y son los correspondientes a la magnetización reducida. Los valores del eje x también se encuentran normalizados y son los correspondientes al campo magnético reducido aplicado.

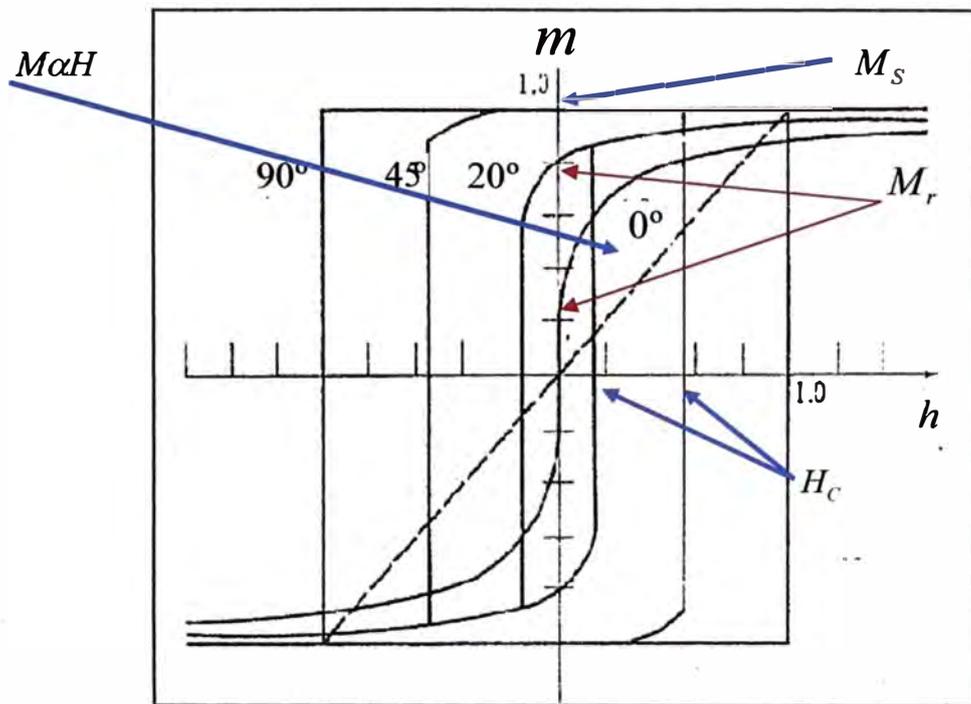


Figura 2.3 Curva de histéresis en función del ángulo θ_H para películas delgadas [18]

Se puede apreciar en la figura 2.3 la curva de histéresis para el caso (OOP), $\theta_H = 0$, la cual es proporcional al campo aplicado, mientras que las otras curvas varían según el ángulo θ_H (incidencia del campo magnético). También se puede notar que los lazos de histéresis para el caso (IP), $\theta_H = \frac{\pi}{2}$, se mantienen estables aun cambiando el sentido del campo magnético, precisamente hasta los valores de campo coercitivos encontrados (H_c).

CAPÍTULO III. DESARROLLO EXPERIMENTAL

En este capítulo, se presentan los detalles de la preparación de la muestra mediante sputtering DC, el Magnetómetro de Muestra Vibrante (VSM) por sus siglas en inglés, el montaje del magnetómetro implementado en el laboratorio, el cual se basa en el efecto Kerr magnetoóptico (MOKE). Al ser utilizado en películas delgadas se le conoce como efecto Kerr magnetoóptico de superficie (SMOKE) por sus siglas en inglés. Por otra parte se muestra cómo se analizarán los resultados haciendo aproximaciones angulares del sistema para obtener resultados cuantitativos.

III.1 Sputtering DC

El sistema de sputtering DC está constituido por un par de electrodos planos, cátodo y ánodo. En la cara superior del cátodo se sitúa el blanco que queremos depositar. En el ánodo se colocó el sustrato sobre el cual se requiere evaporar la muestra. El plasma es inducido aplicando al cátodo un voltaje negativo de aproximadamente entre 300 y 400 voltios, con respecto a las paredes de la cámara y al sustrato. La presión de trabajo es de $3,3\text{mbar}$. La presión es muy importante para la generación de plasma puesto que facilitará la ionización del argón en la cámara.

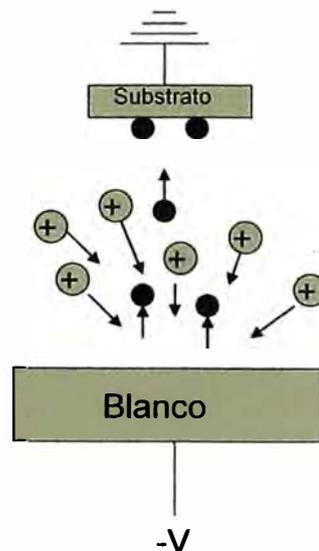


Figura 3.1 Esquema del proceso de sputtering

En el sistema de sputtering DC, las partículas arrancadas del blanco chocan con las moléculas del gas. Debido a la presión de gas en la cámara el camino libre medio (λ) de las partículas arrancadas no es muy grande y sólo una fracción W del material se deposita sobre el sustrato. La fracción W viene dada por,

$$W = \frac{kW_0}{pd}, \quad (3.1)$$

y el ritmo de deposición por $R = W/t$. Donde k es una constante, W_0 es la cantidad de partículas arrancadas del cátodo por unidad de área, p es la presión de gas en la cámara, d es la distancia entre los electrodos y t es el tiempo de sputtering. La cantidad de partículas arrancadas del cátodo por unidad de área viene dada por,

$$W_0 = \frac{j_+}{e} St \frac{A}{N_A}, \quad (3.2)$$

donde j_+ es la densidad de corriente de iones en el cátodo, e es la carga del electrón, S es la eficiencia de sputtering, A es el peso atómico del material del blanco, y N_A el número de Avogadro. Suponiendo que la corriente de iones es aproximadamente igual a la corriente de la descarga i_s , y la eficiencia de sputtering proporcional al voltaje aplicado entre los electrodos V_s , el número total de partículas arrancadas resulta $V_s i_s t / pd$. Por lo tanto la velocidad de deposición resulta proporcional a la potencia aplicada.

III.2 Preparación de las Películas Delgadas

La muestra utilizada para las mediciones del SMOKE fue Py Ni₈₁Fe₁₉, crecida por sputtering DC, sobre un blanco de vidrio. La presión de base fue de 3.3×10^{-6} bar y la presión de argón fue de $3,3 \times 10^{-3}$ bar. Se utilizó una potencia de $20W$ y el tiempo de deposición fue de $2m$ y $6s$. Con el tiempo de deposición

se obtiene un espesor nominal de $20nm$ para la película utilizada en este estudio. Al ser la película crecida sobre vidrio se espera no encontrar ninguna anisotropía cristalina orientada por el sustrato. La película delgada que se utilizó para las mediciones de anisotropía y de las curvas $M(H)$ tiene un área superficial de 0.204 cm^2 y un volumen de $4.1 \times 10^{-7}\text{ cm}^3$.

III.3 Magnetómetro de Muestra Vibrante

Las propiedades o características de los materiales magnéticos definen sus posibles aplicaciones. Estas características se exponen en las curvas o lazos de histéresis \bar{M} vs \bar{H} , generalmente medidas con un magnetómetro de muestra vibrante. El magnetómetro de muestra vibrante (VSM) es un instrumento que se utiliza para la medición de momentos magnéticos. Se basa en la detección de la fuerza electromotriz (fem) inducida en una bobina debido a la variación de flujo magnético generada por una muestra magnética. En la figura 3.2 se puede observar el esquema del equipo. La muestra magnética se coloca en el extremo de una barra no magnética la cual se hace vibrar, usando un sistema transductor, el cual genera una vibración sinusoidal. La muestra vibra dentro de un campo magnético externo estático \bar{H} y junto a ella se encuentran dos bobinas conectadas en serie, las cuales compensan los movimientos de la muestra paralelos al campo externo aplicado, de tal manera que el flujo que atraviesa las bobinas esta dado por

$$\phi = AH + BM\text{Sen}(\omega t), \quad (3.3)$$

donde las constantes A y B dependen de la geometría de las bobinas, y ω es la frecuencia de vibración de la varilla. De esta manera la fem medida esta dada por,

$$\varepsilon = CM\omega\text{Cos}(\omega t), \quad (3.4)$$

donde C es una constante. La amplitud de la fem es medida por un circuito amplificador lock-in. Para poder obtener la constante C es necesario calibrar el

instrumento. Para esto se utiliza un patrón de Níquel de momento magnético igual a 6.92 emu a 5000 Oe . El VSM utilizado para este trabajo fue un VSM Lake Shore modelo 7312, con un campo magnético externo de 0 a $10,000 \text{ Oe}$, que puede incrementarse hasta $20,000 \text{ Oe}$ si se acercan los polos a 0.9 pulgadas, en la División de Resonancias Magnéticas del Instituto Balseiro, Centro Atómico Bariloche. Tiene 1 Oe de resolución, 5 Oe de precisión y una sensibilidad de momento magnético de 10^{-5} emu . La temperatura de la muestra puede variarse de 300K a 4.2K y de 300K a 1273K con un crióstato y un horno respectivamente. También dentro de las funciones del VSM es posible rotar la muestra con respecto a un eje en la misma. De esta manera es posible hacer un barrido de campo en direcciones dentro del plano de la muestra [11].

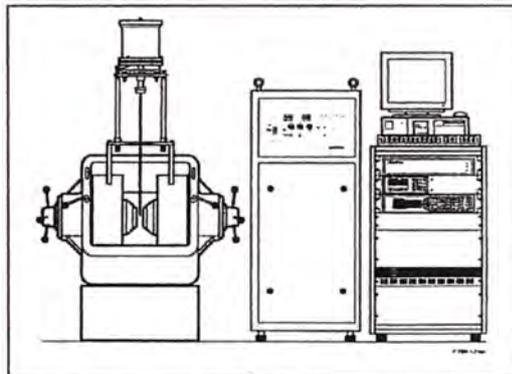


Figura 3.2 Magnetómetro de muestra vibrante (VSM).

III.4 Magnetómetro SMOKE

A continuación se detalla las características de los componentes ópticos y equipos utilizados en el montaje de un magnetómetro SMOKE, para la medición del efecto Kerr magnetoóptico de superficie, (SMOKE).

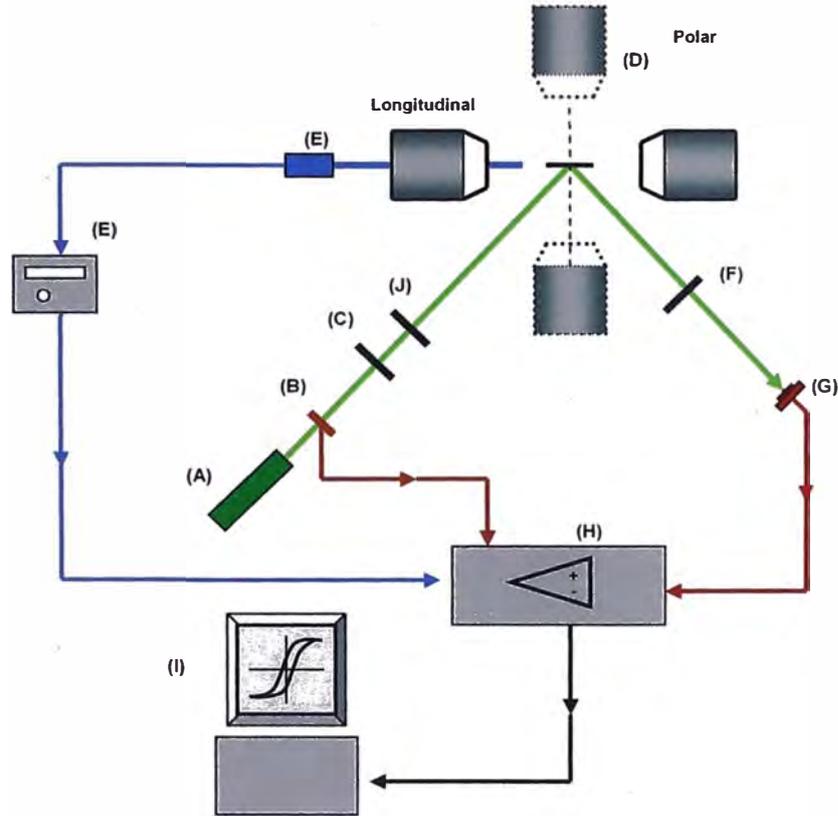


Figura 3.3 Configuración y componentes del magnetómetro SMOKE

Se puede observar en la figura 3.3 los diversos componentes ópticos y electrónicos utilizados, así como el camino óptico para medir el efecto Kerr. Cada componente se encuentra etiquetado por una letra y sus características se indican a continuación.

A. Láser

Las características del láser utilizado en las mediciones se muestran en la siguiente tabla.

Marca	CristaLaser
Modelo	GCL-025-M
Longitud de Onda	532 nm
Potencia de Salida	25 mW
Modo Transversal	TEM ₀₀
Modo Longitudinal	Multimodo
Diámetro rayo (1/e ²)	0.36mm
Divergencia del rayo	2 mrad (ángulo completo)
Estabilidad de Salida	2%
Ruido 100Hz a 10MHz	< 0.5%
Voltaje de Entrada	100-240VAC

Tabla 3.1 Características del láser utilizado.

Es necesario que el láser se encuentre encendido por unos minutos antes de las mediciones para lograr así una señal estable y con pocas variaciones. La luz producida por este es de color verde (532nm) e incidirá en la película delgada para luego reflejarse y para ser analizada posteriormente.

B. Chooper

La luz producida por el láser atraviesa un chopper marca Dual Power Supply modelo UD15- 200/A. El chopper es accionado por un motor DC y produce pulsos por interrupción de luz con una frecuencia de 250Hz, que será usado como referencia por el lock-in

C. Polarizador

El polarizador lineal se colocó inmediatamente después del chooper para conseguir que la luz láser incidente al material llegue linealmente polarizada en la dirección que sea de utilidad. Este polarizador esta montado sobre un goniómetro graduado según su eje de polarización con una incertidumbre de $\pm 1^\circ$.

D. Electro magneto

El electro magneto utilizado es de la marca Cenco, el cual produce un campo magnético estático controlado por corriente. Este campo magnético tiene un valor máximo de 1300 *Oe* cuando los conos se encuentran con una separación de 3 *cm*, con un campo magnético remanente de 10 *Oe*. Este campo máximo es variable, puesto que se puede cambiar la distancia entre estos dos conos. La respuesta del electro magneto a la corriente eléctrica a través de sus bobinas es lineal según mediciones previas. La muestra se coloca a una distancia específica entre los conos del magneto y en una dirección dependiendo de la configuración polar o longitudinal que se utilice.

E. Teslámetro

Para conocer el valor del campo magnético externo se utilizará una "Sonda Hall". La sonda Hall se encuentra conectada al teslámetro e introducida en medio de los conos del magneto muy cerca de la muestra. El teslámetro es de la marca Phywe, puede medir en rangos de 20 *Oe* con una resolución de 0.1 *Oe*, en rangos de 200 *Oe* con una resolución de 1 *Oe* y en rangos de 2000 *Oe* con una resolución de 10 *Oe*.

F. Analizador

El analizador es un polarizador que colocado antes del detector dejará pasar solo la dirección de campo eléctrico de la luz paralela al eje del mismo. La luz láser reflejada por la muestra tiene una polarización elíptica (producida por la birrefringencia de la muestra) es por ello que el analizador proporcionará el campo eléctrico \bar{E} o una componente de este campo sobre el plano de la elipse. Cualquier rotación de la misma cambiará el modulo de campo eléctrico que pase por el analizador y esto será registrado por el detector como un cambio en intensidad. Si se coloca una lámina retardadora ($\lambda/4$) antes de que la luz llegue al analizador, esta llegará linealmente polarizada.

G. Detector,

El detector utilizado es un fotodiodo sensible al rango de la luz láser (532nm, verde), el cual no se satura para la intensidad de luz que utilizamos. El detector se encuentra conectado al amplificador (lock-in). Este detector se encuentra ubicado en el foco de la lente convergente. En la figura 2.1.2 se muestra la respuesta del detector con respecto a la intensidad de luz que recibe. La curva superior corresponde a una disminución de intensidad, mientras que la inferior a un aumento de intensidad. El orden de magnitud medido por el detector es de los micro voltios.

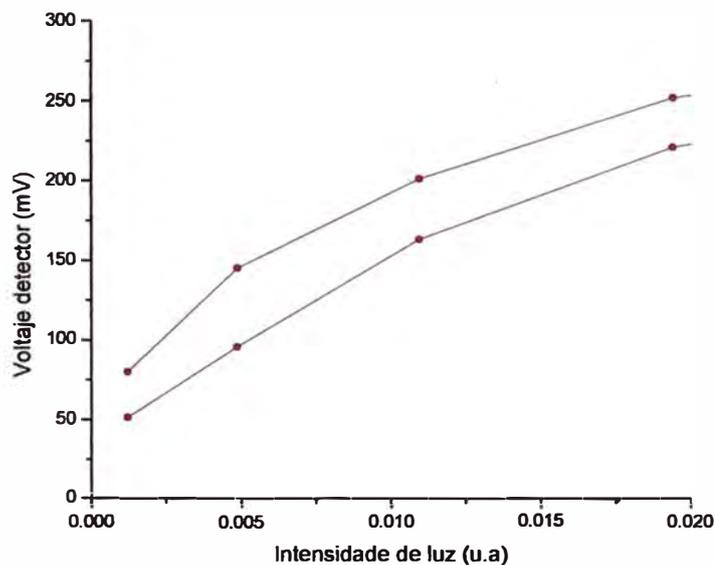


Figura 3.4 Curva de calibración del detector.

La intensidad de luz que llega al detector es modulada con dos polarizadores lineales cruzados. Para un ángulo de 90° entre ellos la intensidad de luz que los atraviesa es muy cercana a cero por lo tanto el voltaje que proporciona el detector también, mientras que cuando se encuentran paralelos la intensidad de luz que llega al detector es máxima. Los valores de intensidades fueron normalizadas. El rango de intensidades que interesa es muy cercano a cero pues las mediciones se realizan buscando el mínimo de intensidad. El cambio de intensidades es del orden de los microvoltios. Por lo tanto teniendo en cuenta la tendencia de la curva mostrada en la figura 3.4

(para el rango utilizado), se asume una respuesta lineal del detector con respecto al cambio de intensidades producidas por el efecto magneto óptico.

H. Amplificador (lock-in)

La señal producida por la luz láser que pasa a través del chopper, (luego por todo el sistema óptico, para reflejarse en la muestra y ser adquirida por el detector), tiene una frecuencia de incidencia sobre el detector, la cual es igual a la de referencia entregada por el chopper. Esta señal ingresa al lock-in por el canal A. El lock-in colocará en fase las dos señales (referencia y canal A) de tal manera que ninguna otra señal a diferente frecuencia perturbe o interfiera en las mediciones. El teslámetro también se encuentra conectado al lock-in por medio del canal ADC1. El lock-in se encuentra conectado mediante una interfaz a la PC.

I. Interfaz

En la PC se cuenta con un programa de adquisición de datos por medio del lenguaje LabView 6, el cual permite controlar el lock-in desde la PC. Se han adquirido los valores de campo magnético medidos por el teslámetro, la intensidad de luz medida por el detector y la frecuencia de referencia.

J. Pupila

La luz linealmente polarizada que pasa a través del chopper atraviesa una pupila graduable, de tal manera que el spot o punto de la luz láser sea mucho mas pequeño, y de esta manera podamos incidir en una parte muy pequeña de la muestra (micro metros).

III.5 Sistema de medición SMOKE

Como se mencionó anteriormente un sistema de medición SMOKE consta de tres configuraciones, las cuales se caracterizan por la dirección del campo

magnético aplicado a la muestra a examinar. Estas configuraciones se conocen como SMOKE polar, transversal y longitudinal (figura 3.5), los cuales se muestran a continuación. Para el trabajo de investigación se desarrolló un sistema de SMOKE polar y longitudinal. En las mediciones realizadas para la configuración transversal del SMOKE no se ha podido obtener resultados cuantitativos favorables y ha sido usada en el pasado para el estudio de materiales ferromagnéticos [10].

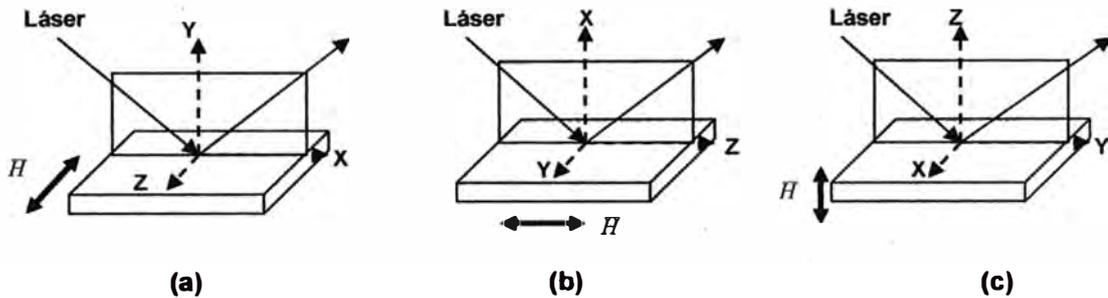


Figura 3.5 (a) SMOKE Transversal (b) SMOKE Longitudinal (c) SMOKE Polar

III.5.1 Efecto Kerr Magneto Óptico de Superficie en configuración polar

En el efecto Kerr magneto óptico de superficie polar, el campo magnético externo es aplicado en la dirección normal al plano de la película delgada. Esto causa que los momentos magnéticos se orienten en ésta dirección y por lo tanto la magnetización del sistema también. La luz láser, linealmente polarizada en el plano s , incide con un ángulo de incidencia θ_{inc} . En la figura 3.5.1 se muestran los ángulos y planos de referencia para esta configuración. El sentido del campo se puede invertir por medio de un interruptor de cuchillas cruzadas. También se puede apreciar la reflexión de la luz elípticamente polarizada. Esta polarización rotará cierto ángulo con respecto al plano de incidencia, dependiendo de la intensidad de campo magnético externo que se aplique sobre la muestra.

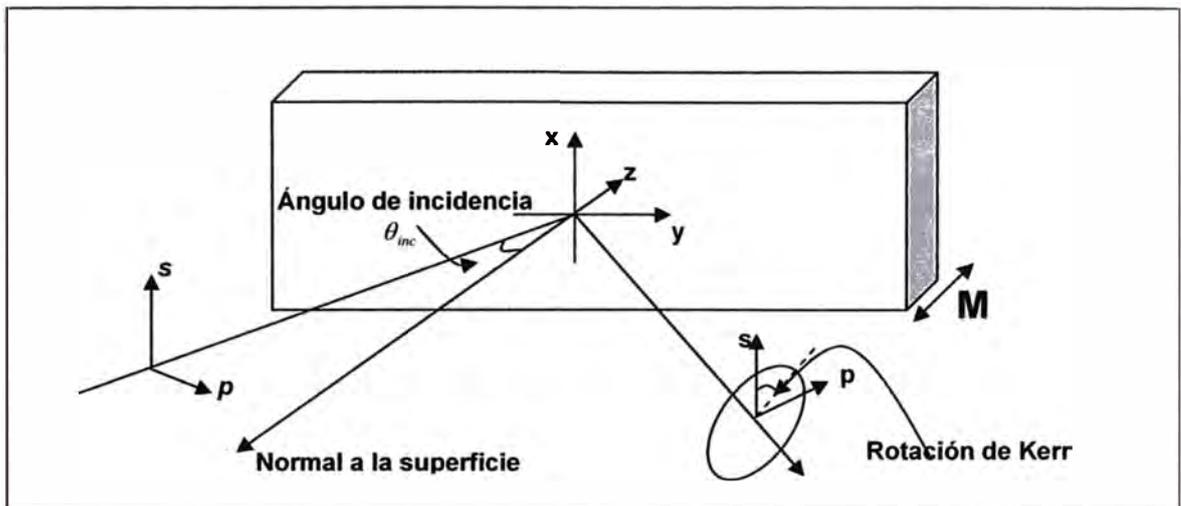


Figura 3.5.1 Luz incidente en la muestra para el SMOKE polar

III.5.2 Efecto Kerr Magneto Óptico de Superficie en configuración longitudinal

En el efecto Kerr magneto óptico en configuración longitudinal la dirección del campo magnético externo aplicado es paralela a la superficie. La luz láser linealmente polarizada en el plano s, incide en la muestra con un ángulo de incidencia θ_{inc} . La magnetización se encontrará ahora en el plano de la muestra. En la figura 3.5.2 se muestra la dirección de la magnetización en la muestra para el SMOKE longitudinal.

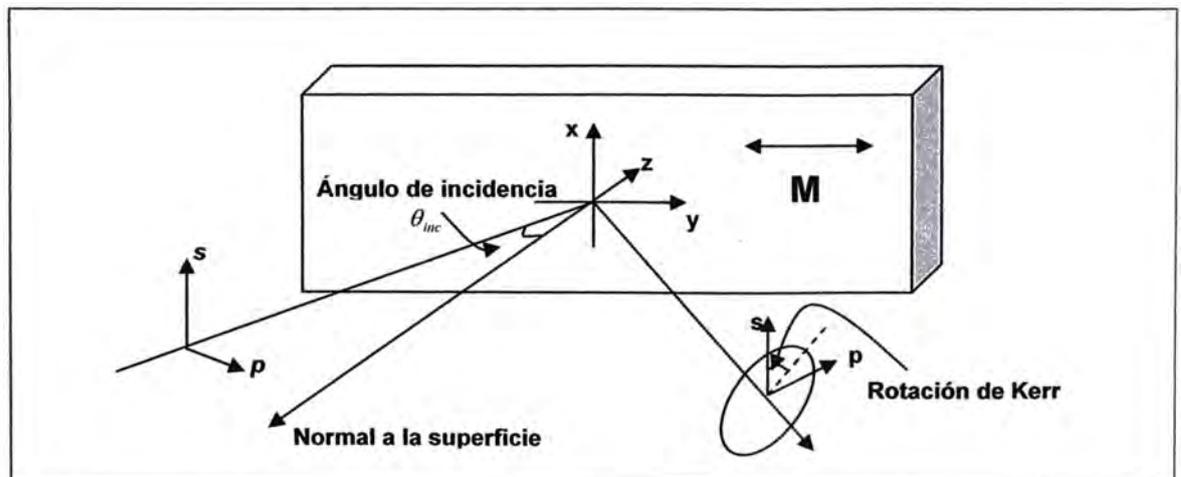


Figura 3.5.2 Luz incidente en la muestra para el SMOKE longitudinal

III.6 Método de medición

Para poder medir las consecuencias del efecto Kerr magneto óptico de superficie (SMOKE) es necesario definir variables angulares y vectoriales que permitan el análisis matemático correspondiente y de esta manera poder obtener resultados cuantitativos.

La luz láser linealmente polarizada en el plano s incide en la muestra, la luz reflejada y/o transmitida se encuentra polarizada elípticamente debido únicamente a la birrefringencia magnética del material. Para analizar el haz de luz reflejado de la elipse de intensidades, supondremos una polarización elíptica muy leve (un eje menor muy pequeño comparado con el mayor, de tal manera que la contribución por este eje sea despreciable), para de esta manera considerar una elipse alargada y aproximarla a una polarización lineal. Por lo tanto, la luz se encontrará polarizada linealmente en alguna dirección. Definimos r_+ y r_- , como los radios vectores en la dirección del eje en el cual se encuentra polarizada la luz (eje principal de la elipse), para los casos en los cuales la muestra se encuentra saturada magnéticamente positiva y negativamente. Esta saturación, se debe a la aplicación del campo magnético externo sobre la muestra.

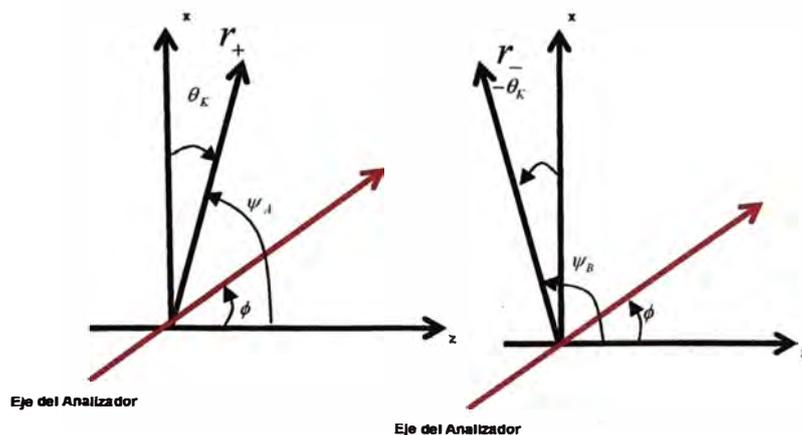


Figura 3.6 Ángulo de rotación de Kerr (θ_K) para la magnetización en el sentido positivo y negativo del eje z

El eje x en el nuevo sistema coordenado tiene la dirección perpendicular al plano de incidencia y se representa en la figura 3.6 como el vector s , y el eje z tiene una dirección en el plano p . El ángulo θ_K es el ángulo que forma el eje x con r_+ o con r_- . Siendo ϕ el ángulo constante entre el plano de incidencia y la dirección del eje del analizador. De tal manera que el eje x , el eje z y el eje del analizador se encuentren en un mismo plano. Serán ψ_+ y ψ_- los ángulos entre el eje de polarización de la luz y el eje z . En la figura 3.6 se muestran los vectores y ángulos correspondientes. La intensidad de luz que atraviesa el analizador para la configuraciones de la figura 3.6 es proporcional al cuadrado de la componente mayor del campo eléctrico en r_+ y r_- . Esta intensidad viene dada por las ecuaciones,

$$I_{S+} = I_0 \text{Cos}^2(\psi_A - \phi) \quad (3.5)$$

$$I_{S-} = I_0 \text{Cos}^2(\psi_B - \phi) \quad (3.6)$$

donde los subíndices $+$ y $-$ corresponden al sentido positivo o negativo de la saturación magnética del material debido a la aplicación del campo magnético externo respectivamente. Reemplazando los ángulos según la figura 3.6,

$$I_{S+} = I_0 \text{Cos}^2(90 - \theta_K - \phi) \quad (3.7)$$

$$I_{S-} = I_0 \text{Cos}^2(90 + \theta_K - \phi) \quad (3.8)$$

y haciendo un cambio trigonométrico obtenemos las siguientes ecuaciones:

$$I_{S+} = I_0 \text{Sen}^2(\theta_K + \phi) \quad (3.9)$$

$$I_{S-} = I_0 \text{Sen}^2(\theta_K - \phi) \quad (3.10)$$

La intensidad de luz que llega al detector es convertida a un voltaje proporcional a dicha intensidad. Los valores de la intensidad en las ecuaciones (3.9) y (3.10) son los que se medirán para valores de saturación positiva y negativa. El ángulo de rotación de Kerr es proporcional a la magnetización, según la ecuación (1.66), es por ello que la intensidad medida o voltaje

entregado por el detector depende de la magnetización la cual tiene la forma de la función seno cuadrado.

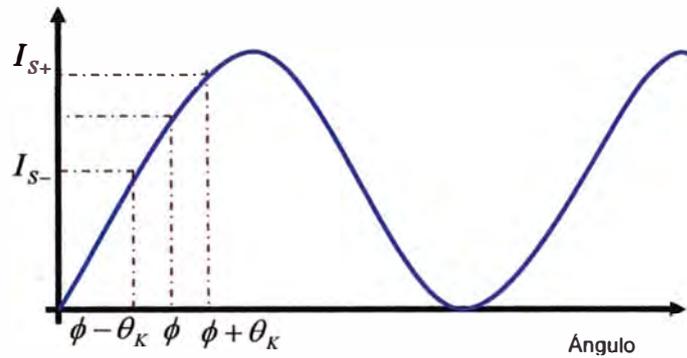


Figura 3.7 Intensidad con forma sinusoidal medida por el detector con respecto a los ángulo del analizador.

Se aprecia para un valor definido de ϕ las intensidades para los ángulos $\phi + \theta_K$ y $\phi - \theta_K$. Se puede hacer aproximaciones de tal manera que se obtenga el valor del ángulo de Kerr en función de las intensidades o voltajes medidos. La ecuación (3.11) y (3.12) muestra promedios de las intensidades obtenidas experimentalmente. El primero es un promedio aritmético de los valores de la intensidad de luz detectada cuando la muestra se encuentra saturada, es decir cuando medimos I_{S+} e I_{S-} , el segundo es la diferencia de estas intensidades.

$$\bar{I} = \frac{I_0}{2} (1 - \text{Cos}(2\phi)\text{Cos}(2\theta_K)) \approx I_0 \text{sen}^2(\phi) \quad (3.11)$$

$$\Delta I = I_0 \text{Sen}(2\phi)\text{Sen}(2\theta_K) \quad (3.12)$$

Utilizando estos dos promedios se puede encontrar una relación para el ángulo de rotación de Kerr en función de los parámetros medidos en el laboratorio.

$$\frac{\Delta I}{\bar{I}} = \frac{2\text{Sen}(2\phi)\text{Sen}(2\theta_K)}{1 - \text{Cos}(2\phi)\text{Cos}(2\theta_K)} \approx \frac{2\text{Sen}(2\phi)\text{Sen}(2\theta_K)}{1 - \text{Cos}(2\phi)} = \frac{2\text{Sen}(2\theta_K)}{\text{Tan}(\phi)} \approx \frac{4\theta_K}{\text{Tan}(\phi)} \quad (3.13)$$

CAPITULO IV. RESULTADOS

IV.1 Anisotropía

Para obtener la curva de anisotropía en el plano de la muestra se realizaron varias mediciones de la curva de histéresis. Las mediciones realizadas fueron curvas de histéresis para diferentes ángulos α con respecto a un eje en dicho plano. Se repite esta operación hasta obtener una gráfica como se muestra en la figura 4.1, en donde se muestran las magnetizaciones remanentes para cada una de las direcciones para las que se midió para cada ángulo de giro α . Para realizar estas mediciones se utilizó un magnetómetro de muestra vibrante, VSM. Las películas delgadas estudiadas fueron depositadas sobre vidrio, por lo tanto sin ningún orden estructural, motivo por el cual cualquier indicio de anisotropía cristalina se encuentra descartado totalmente.

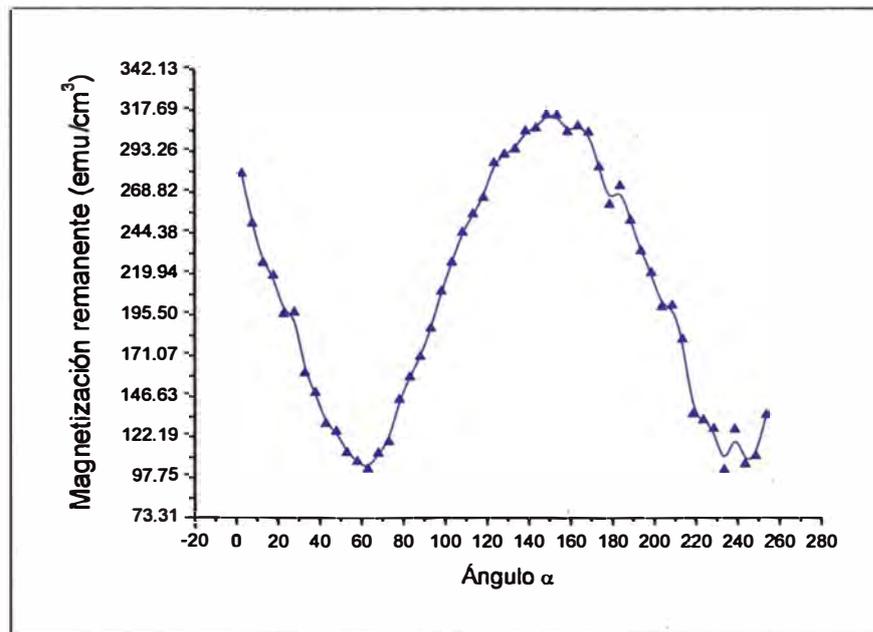


Figura 4.1 Curva de anisotropía para el Py Ni₈₁Fe₁₉

Se puede observar que para dos valores del ángulo α la magnetización remanente (M_{rem}) es mínima, mientras que para otro valor ésta es máxima. La dirección en la cual se incide campo magnético a la muestra, para la cual

M_{rem} es máxima se le conoce como el eje de fácil magnetización en el plano, mientras que para la dirección para el valor de α donde M_{rem} es mínimo se conoce como el eje de difícil magnetización. Los dos mínimos están separados por 180° , lo que indica una misma dirección, mientras que el máximo se encuentra a 90° de un mínimo o perpendicular a esta dirección (ver Figura 4.1). Al existir una sola dirección de fácil magnetización se puede afirmar que la película de Py tiene anisotropía uniaxial [3]. Es importante recordar que las películas delgadas presentan anisotropía de forma, y presentan un plano de difícil magnetización que se encuentra perpendicular al plano de la muestra. Los dos ejes de los cuales se hace el estudio mostrado se encuentran dentro del plano de la película delgada.

IV.2 Magnetización

A continuación se puede observar las curvas de histéresis de la película delgada de Py $Ni_{81}Fe_{19}$ para campos hasta ± 5000 Oe y para campos de hasta ± 20 Oe, medidos con el VSM (figura 3.2.1 y 3.2.2). En la figura 4.2 se aprecia como las curvas de histéresis no se saturan puesto que se aprecia una pendiente negativa en donde debería observarse una recta constante. Esto es debido al material diamagnético en el cual se encuentra sujeta la película magnética de Py dentro del VSM, puesto que al aumentar el campo magnético éste genera un campo magnético con sentido contrario sobre la película delgada generando que el campo de inducción magnética disminuya. Esto se aprecia a campos mucho mayores al valor del campo coercitivo del material. En la figura 4.3 se puede apreciar que la forma de las curvas de histéresis dependen del ángulo α (dirección en la cual orientemos la muestra con respecto del campo magnético externo). Algunas curvas decrecen rápidamente al cambiar el sentido de campo magnético mientras que otras lo hacen suavemente y como se observó en la curva de anisotropía del material, la magnetización remanente depende del ángulo α .

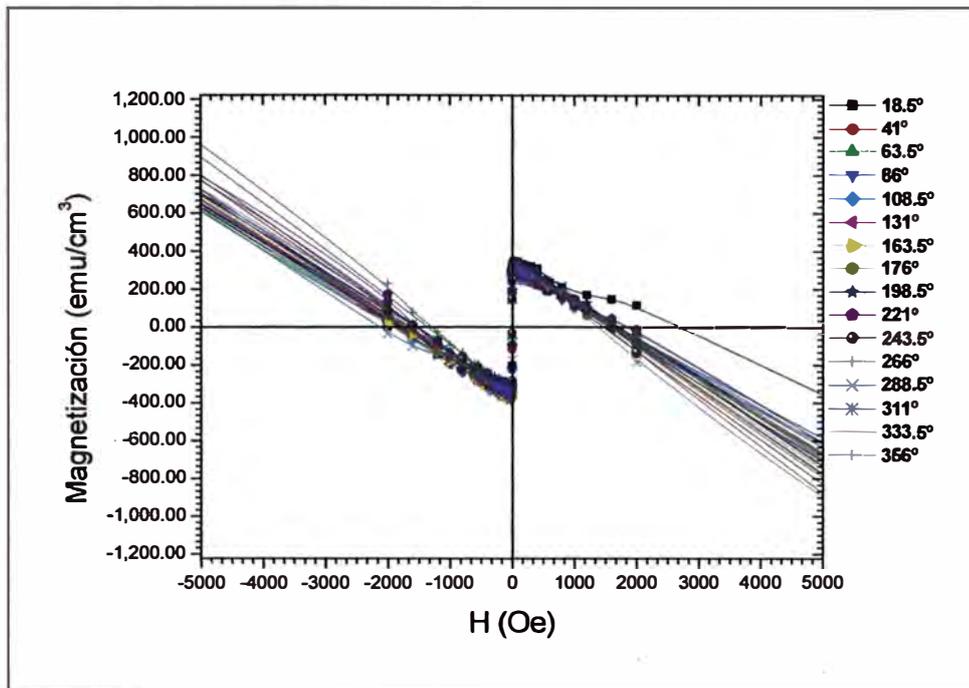


Figura 4.2 Curvas de histéresis para el Py Ni₈₁Fe₁₉ a campo de hasta 5000 Oe

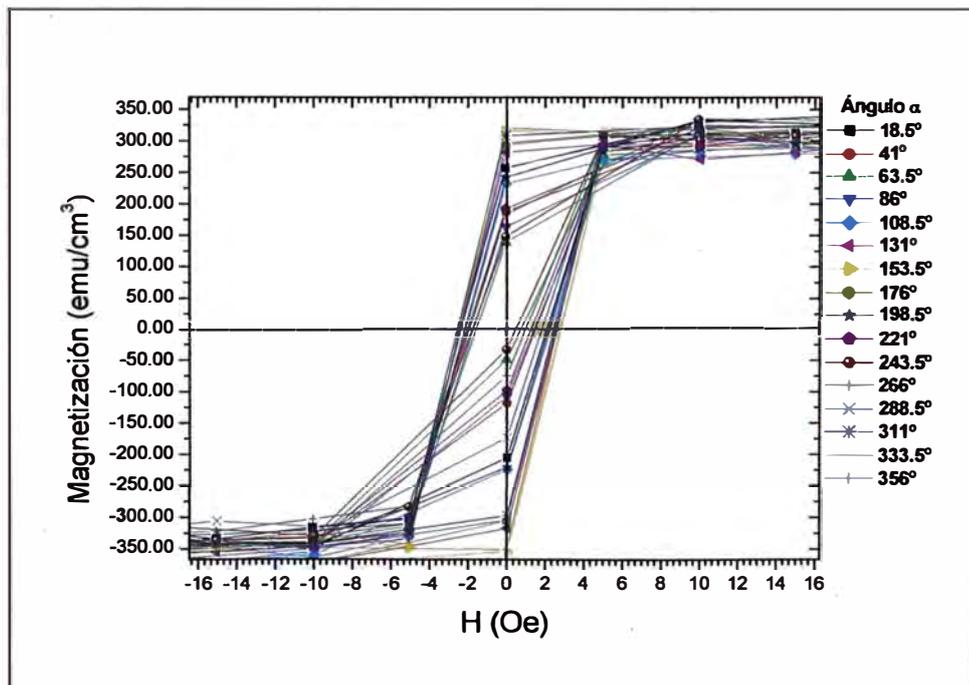


Figura 4.3 Curvas de histéresis para el Py Ni₈₁Fe₁₉ a campo de hasta 16 Oe

Existen curvas de histéresis características de la anisotropía del material, una curva para la dirección donde es muy fácil orientar los momentos magnéticos del material, es decir es posible saturar la muestra aplicando menor intensidad de campo magnético externo y otra para la cual

necesitaremos mayor intensidad de campo magnético externo para llegar a la saturación. Precisamente estas dos direcciones corresponden a los ejes de fácil y difícil magnetización. En la figura 4.4 se observarán dos curvas de histéresis medidas en el plano de la muestra para estas dos direcciones características.

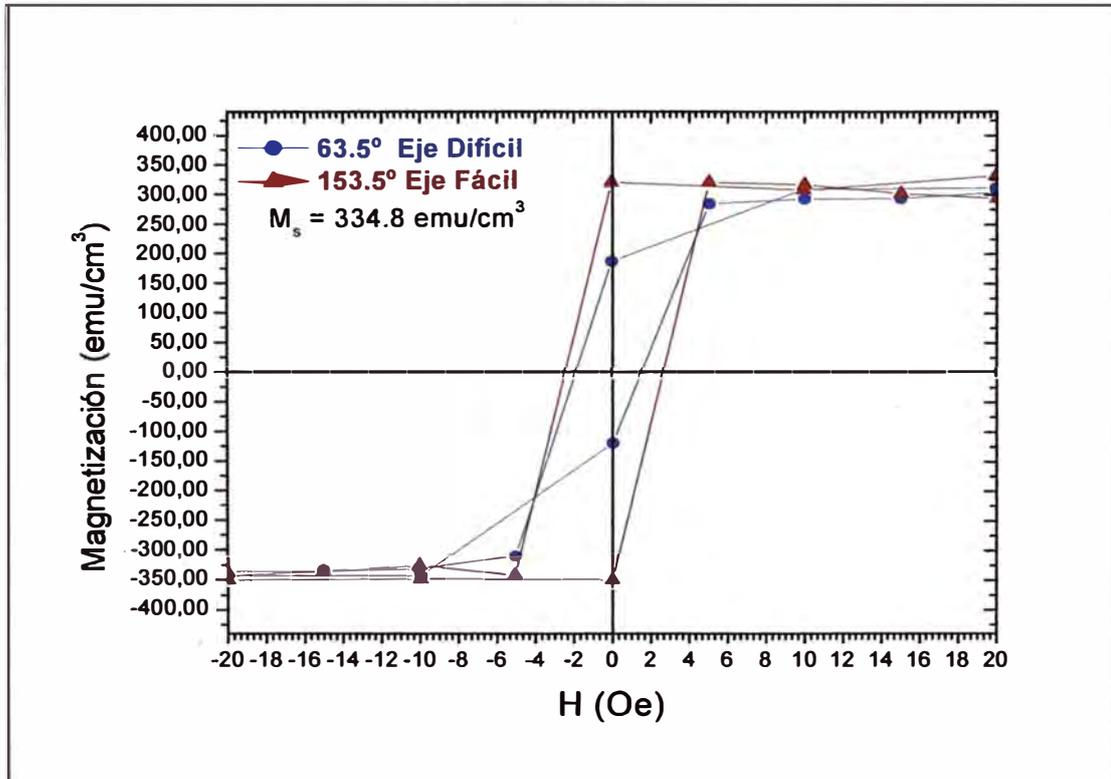


Figura 4.4 Curvas de histéresis para el eje fácil y el eje difícil en el Py Ni₈₁Fe₁₉

Se obtiene una magnetización de saturación M_s de 334.8 emu/cm^3 y que no cambia de valor para cualquier dirección en que sea medida es decir, M_s no depende del ángulo α . Se puede observar también que la muestra se satura magnéticamente para valores pequeños de campo de hasta un máximo aproximado de 4 Oe. Pareciera que el $H_C^{Difícil} < H_C^{Fácil}$, pero esto no es del todo cierto. El ajuste de curvas produce dicha impresión. Según la literatura el campo coercitivo, para películas delgadas de Py de 20nm de espesor, en la dirección del eje de fácil magnetización es de aproximadamente 4 Oe mientras que para el eje de difícil magnetización es de aproximadamente 15 Oe [3]. No se puede obtener campos coercitivos muy aproximados, pues el paso de

medición fue de 6 Oe. Lo que si podemos apreciar con claridad es el cambio en la M_{rem} .

IV.3 Efecto Kerr Magnetoóptico de Superficie (SMOKE)

Instaladas las configuraciones de la figura 3.5 con el ángulo de incidencia θ_{inc} correspondiente y siendo $\approx 1^\circ$ el ángulo entre el eje del analizador con respecto al eje z en el plano ρ , se procedió a la medición del SMOKE, para lo cual se realizaron cuatro pendientes de campo magnético, se aumentó y disminuyó la intensidad del campo magnético en sentido positivo y negativo. Hay que recordar que el campo magnético se encuentra orientado dependiendo de la configuración de SMOKE que utilicemos (ver figura 3.5). Con la primera pendiente se satura la muestra con un valor de intensidad de campo magnético positivo, la segunda de retorno hasta saturar la muestra con intensidad de campo magnético negativo. Durante este recorrido se invirtió el sentido del campo magnético al llegar a cero de intensidad. El voltaje adquirido con el detector durante este procedimiento se muestra en la siguiente figura. Cabe Recordar que el valor de la intensidad de luz láser medida por el detector esta dado por las ecuaciones (3.9) y (3.10) es proporcional al voltaje que proporciona el detector (ver curva de linealidad figura 3.4).

Cuando la muestra se encuentra saturada por el campo magnético dirigido en el sentido negativo el voltaje adquirido estará dado por la posición 1 de la figura 3.3.1. Si se disminuye la intensidad del campo magnético hasta llegar a cero se recorrerá el camino de 1 hacia 2. A continuación se invierte el sentido del campo magnético (a positivo) y se aumenta hasta que se aprecia un salto en el voltaje, esto lo representa el punto 2. El camino de 2 hacia 3 se lleva a cabo aumentando la intensidad del campo magnético (positivo) hasta un valor para el cual no aumentará más el voltaje, puede decir que para este valor de intensidad de campo magnético la muestra se ha saturado. Esto corresponde al punto 3. El camino de 3 hacia 4 se lleva a cabo disminuyendo intensidad del campo magnético (positivo) hasta llegar a cero. Se invierte nuevamente el sentido del campo magnético (negativo) y se incrementa la intensidad hasta

que en cierto valor se observa una caída drástica en el voltaje adquirido. Esto se muestra en el punto 4. Se aumenta el valor de la intensidad de campo magnético en el camino de 4 hacia 5, hasta llegar a un valor de intensidad para el cual no disminuye más el voltaje medido, como se observa en el punto 5. Estas pendientes de campo se repetirán pues son el camino a seguir para obtener los lazos de histéresis del material. En la figura 4.5 se observa también la periodicidad de estas pendientes de intensidad de campo al repetir el procedimiento de medición. Es posible etiquetar los puntos para los cuales se encuentra saturada la muestra.

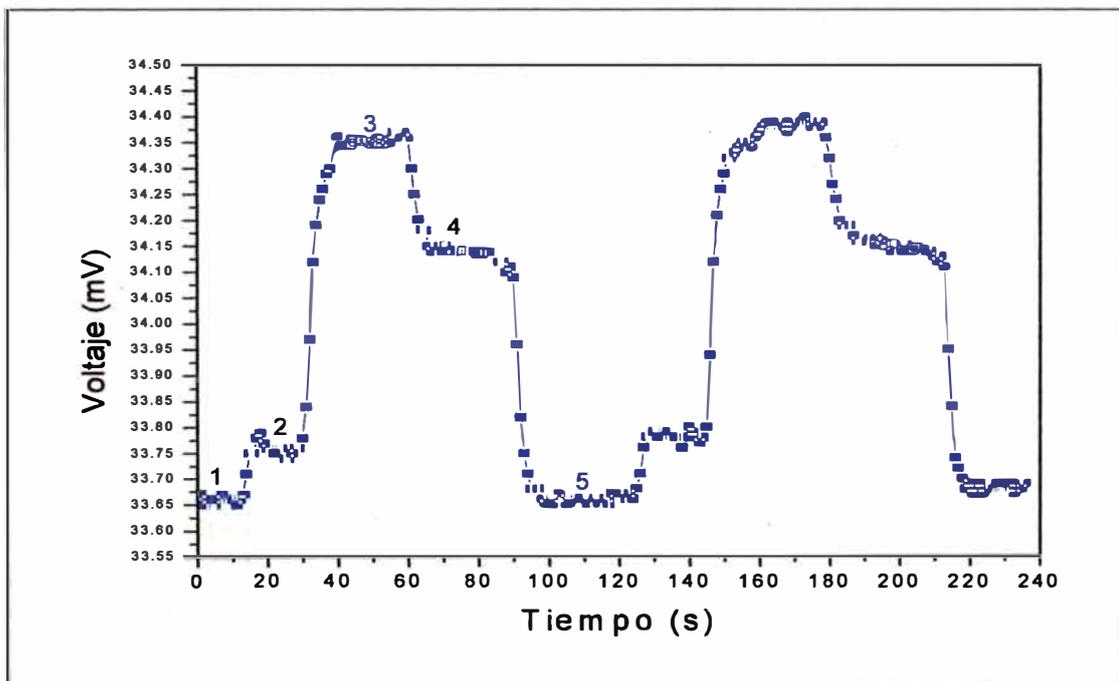
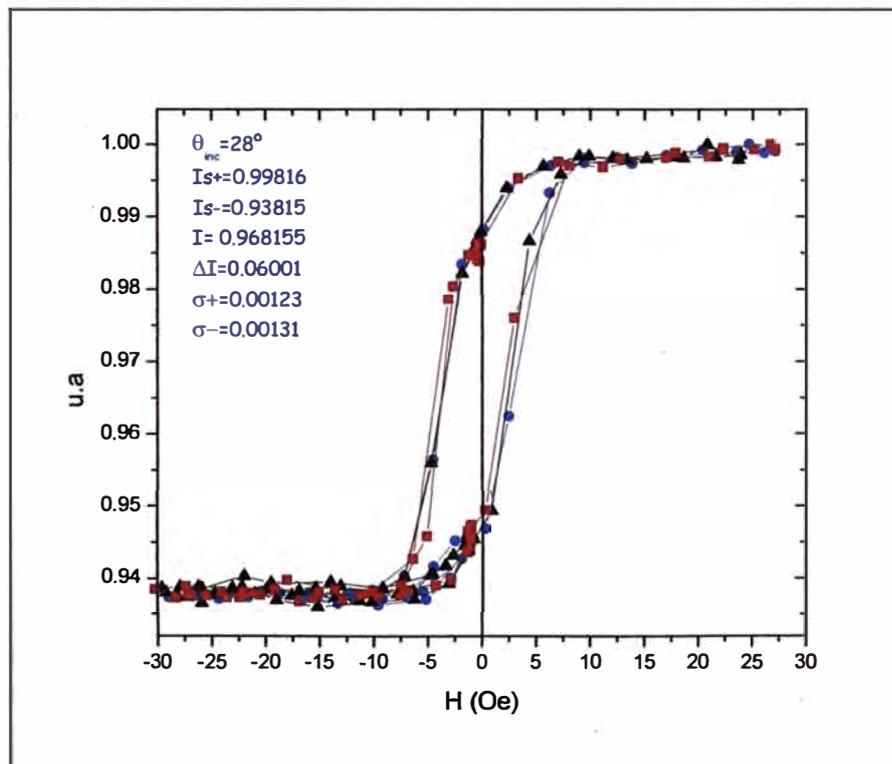


Figura 4.5 Voltaje adquirido por el detector

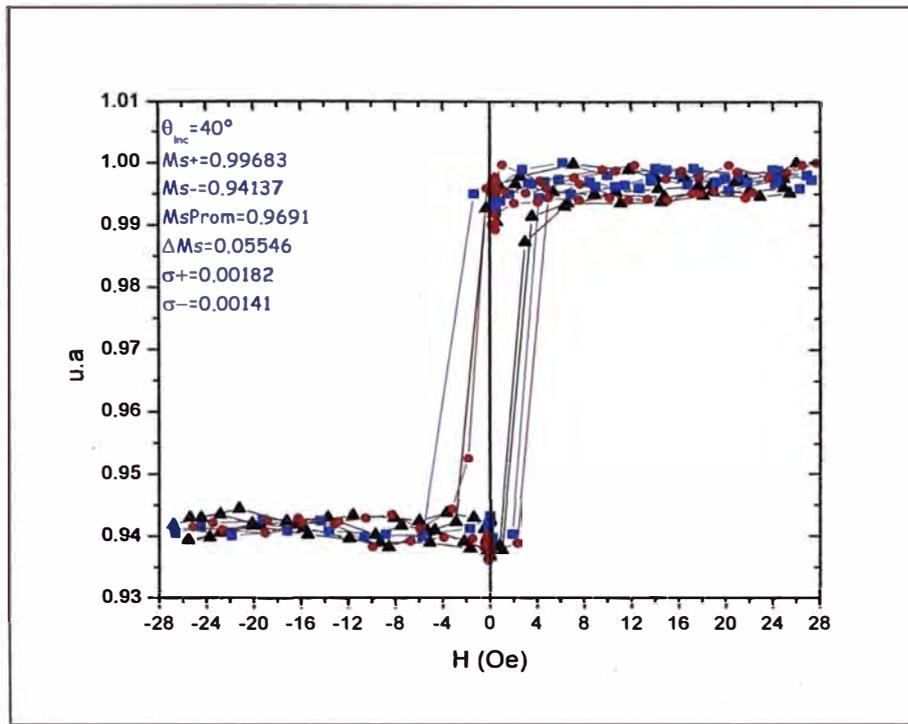
Los valores de voltaje medidos en los puntos 2 y 4 de la figura 4.5 muestran un valor diferente de voltaje al obtenido en la saturación y que se obtienen al medir el voltaje desde el momento de saturación de la muestra hasta el momento en el cual tenemos un campo magnético externo igual a cero. A continuación se mostrarán las mediciones obtenidas para las dos configuraciones montadas en el laboratorio.

IV.4 SMOKE Polar

Se instaló la configuración instrumental de la figura 3.5.1. La muestra a analizar fue Py Ni₈₁Fe₁₉ de 20nm de espesor. Se hicieron mediciones para ángulos de incidencia θ_{inc} de 28° y 40°. Los valores de voltaje obtenidos fueron del orden de los microvoltios, pues el cambio de la intensidad de luz que llega al detector es muy bajo. En los resultados que se muestran a continuación se colocaron los valores de voltaje en unidades arbitrarias puesto que fueron normalizados para lograr un mejor análisis de las curvas obtenidas, pues con el paso del tiempo la intensidad del láser utilizado varía, y esto produce que las curvas de histéresis medidas posteriormente sean desplazadas encima o por debajo de los valores esperados.



(a)



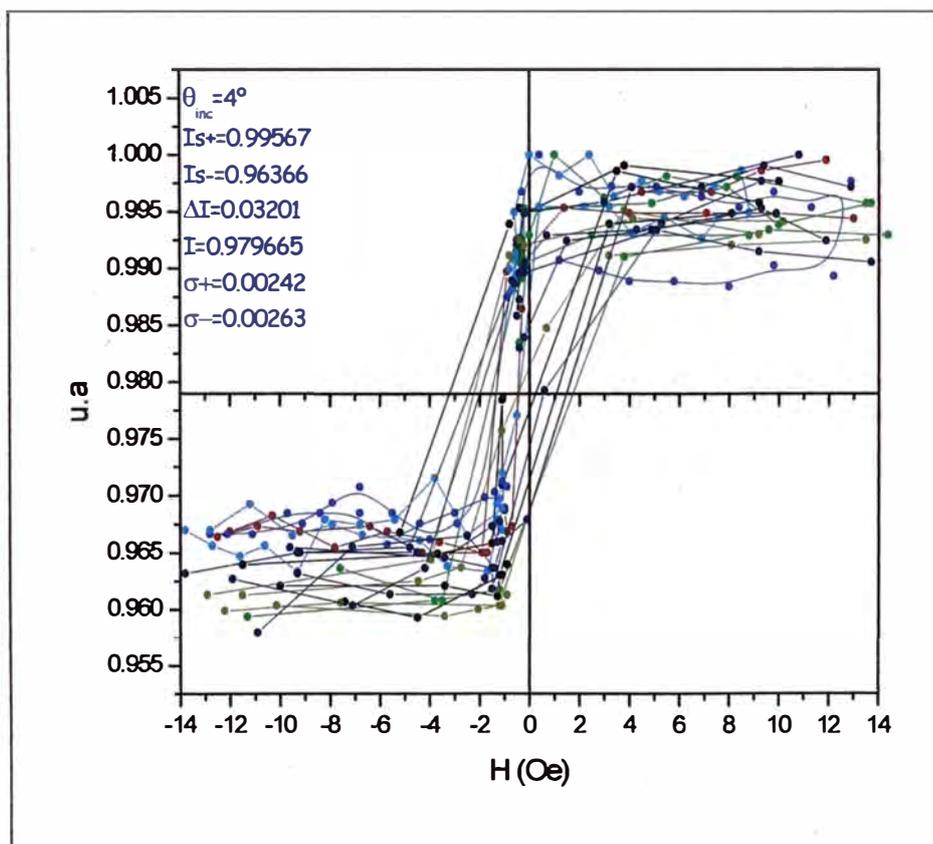
(b)

Figura 4.6 Curva de histéresis con SMOKE polar para Py Ni₈₁Fe₁₉ para ángulos de incidencia de (a) 28° y (b) 40°

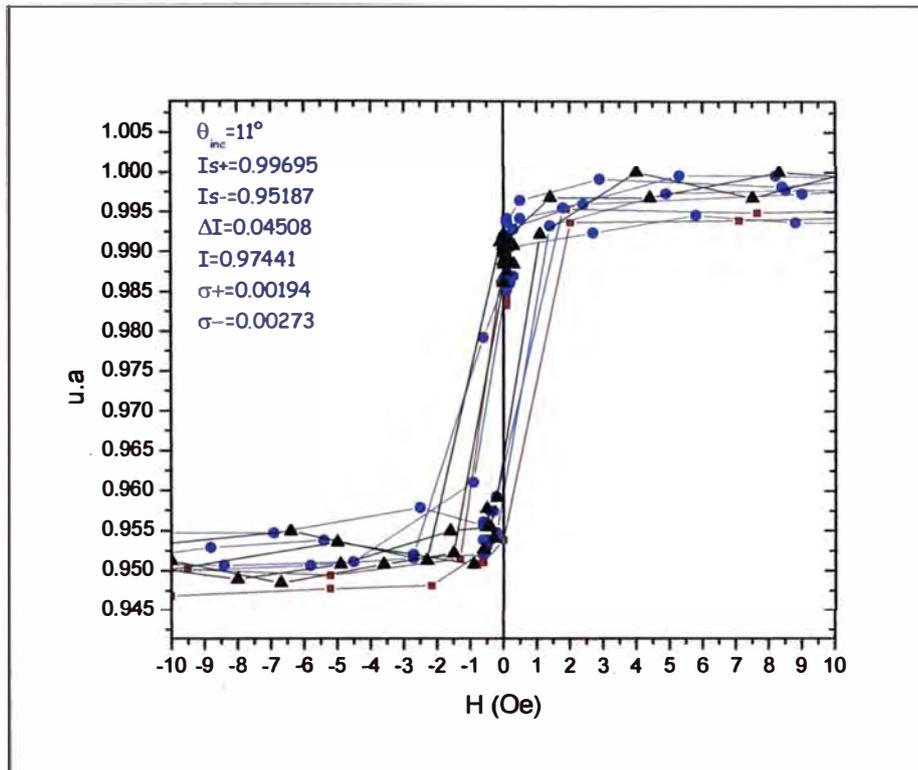
Cada figura muestra en su leyenda el ángulo de incidencia utilizado, los valores del voltaje de saturación producido por la intensidad de luz I_{S+} e I_{S-} , (para poder obtener el promedio \bar{I} y la diferencia ΔI), con el objetivo de utilizar la ecuación (3.13) y obtener el ángulo de rotación de Kerr θ_K . De las mediciones mostradas en la figura 4.6 (a) y (b) se llega a obtener el ángulo de rotación de Kerr. Los valores obtenidos para el ángulo de rotación de Kerr fueron, $\theta_K = 2.70 \times 10^{-4}$ radianes para el caso del ángulo de incidencia 28° y $\theta_K = 2.49 \times 10^{-4}$ radianes para el caso del ángulo de incidencia igual a 40°. El ángulo de Kerr Polar promedio es $\theta_K = 2.59 \times 10^{-4}$ radianes. Las incertidumbres en estas dos mediciones fueron de 5.33×10^{-5} radianes para el ángulo de incidencia de 40° y de 6.48×10^{-5} radianes para el ángulo de 28°.

IV.5 SMOKE Longitudinal

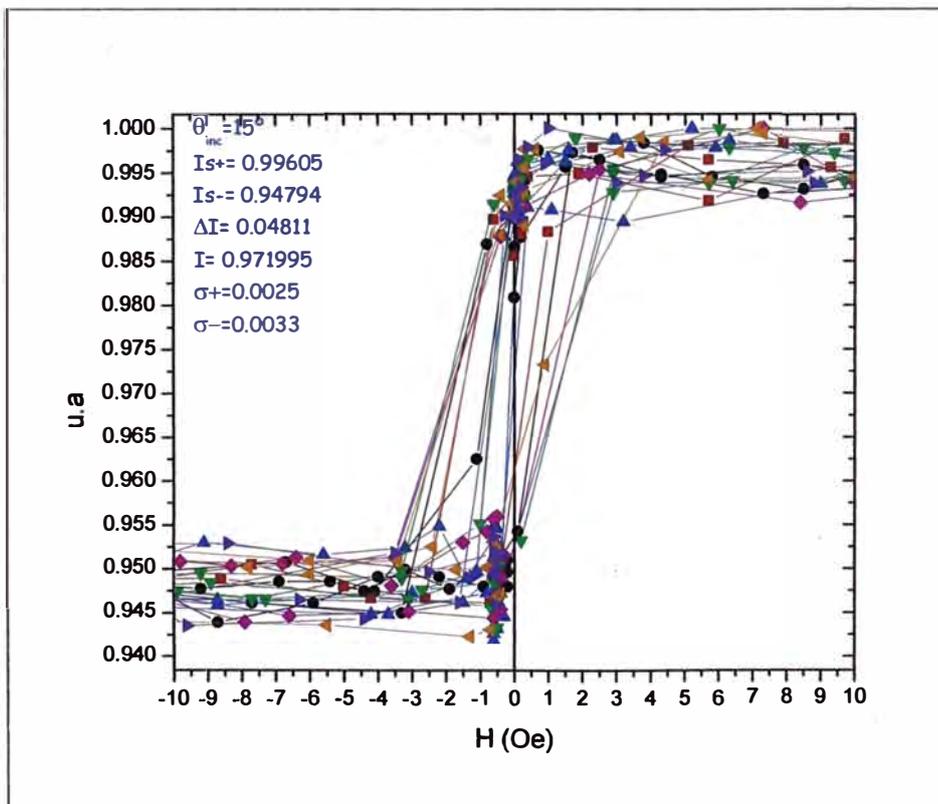
Se instaló la configuración instrumental de la figura 3.5.2 La muestra a analizar fue Py Ni₈₁Fe₁₉ de 20nm de espesor. Se hicieron mediciones para ángulos de incidencia θ_{inc} diferentes (4°, 11°, 15° y 22°). Cada figura como en el caso de las curvas de histéresis para SMOKE Polar muestra en su leyenda el ángulo de incidencia utilizado, los valores de la intensidad de saturación I_{s+} e I_{s-} , (para poder obtener el promedio I y la diferencia ΔI), con el objetivo de utilizar la ecuación (3.13) y obtener el ángulo de rotación de Kerr θ_K .



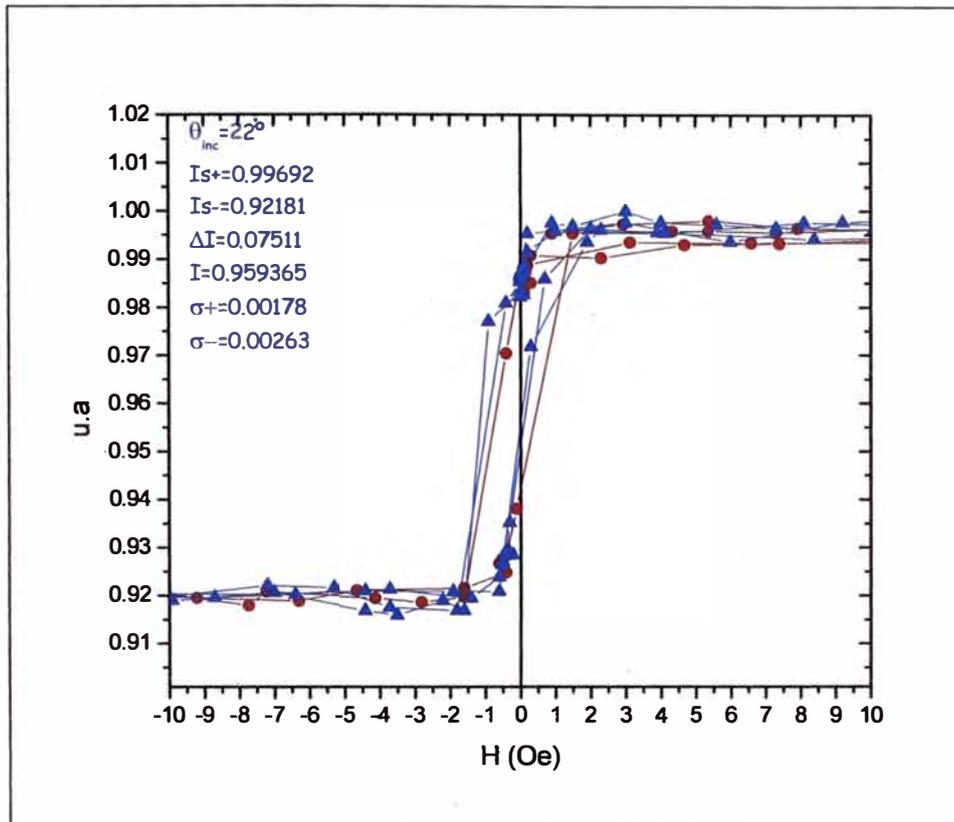
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 4.7 Curvas de histéresis con SMOKE Longitudinal para Py Ni₈₁Fe₁₉ para los ángulos de incidencia de 4°, 11°, 15° y 22°.

Utilizando la ecuación (3.13) y los resultados obtenidos de las mediciones mostradas en la figura 4.7 llegamos a obtener el ángulo de rotación de Kerr para los diferentes ángulos de incidencia. Estos se muestran en la tabla a continuación.

Ángulo de Incidencia θ_{inc} (°)	Ángulo de Kerr $\theta_K \times 10^{-4}$ (rad)
4°	1.42 ± 0.96
11°	2.01 ± 0.91
15°	2.16 ± 1.1
22°	3.41 ± 0.92

Tabla 4.1 Ángulo de rotación de Kerr para cada ángulo de incidencia

El ángulo de Kerr longitudinal promedio es $\theta_k = 2.25 \times 10^{-4}$ radianes, el cual se obtuvo de promediar los valores para cada ángulo de incidencia.

CAPITULO V. DISCUSIONES

La figura 5.1 muestra las mediciones del SMOKE polar para los dos ángulos de incidencia. Se puede observar la caída más suave de la curva correspondiente a un ángulo de incidencia de 28° , mientras que para un ángulo de 40° la curva de histéresis es mucho más cuadrada. Los valores de intensidad de saturación no son los mismos para los dos casos pero su diferencia es muy pequeña. Es comprensible que los valores no sean los mismos puesto que por las ecuaciones de Fresnel al aumentar el ángulo de incidencia se produce menos transmisión al material, reflejándose por lo tanto mas intensidad de luz.

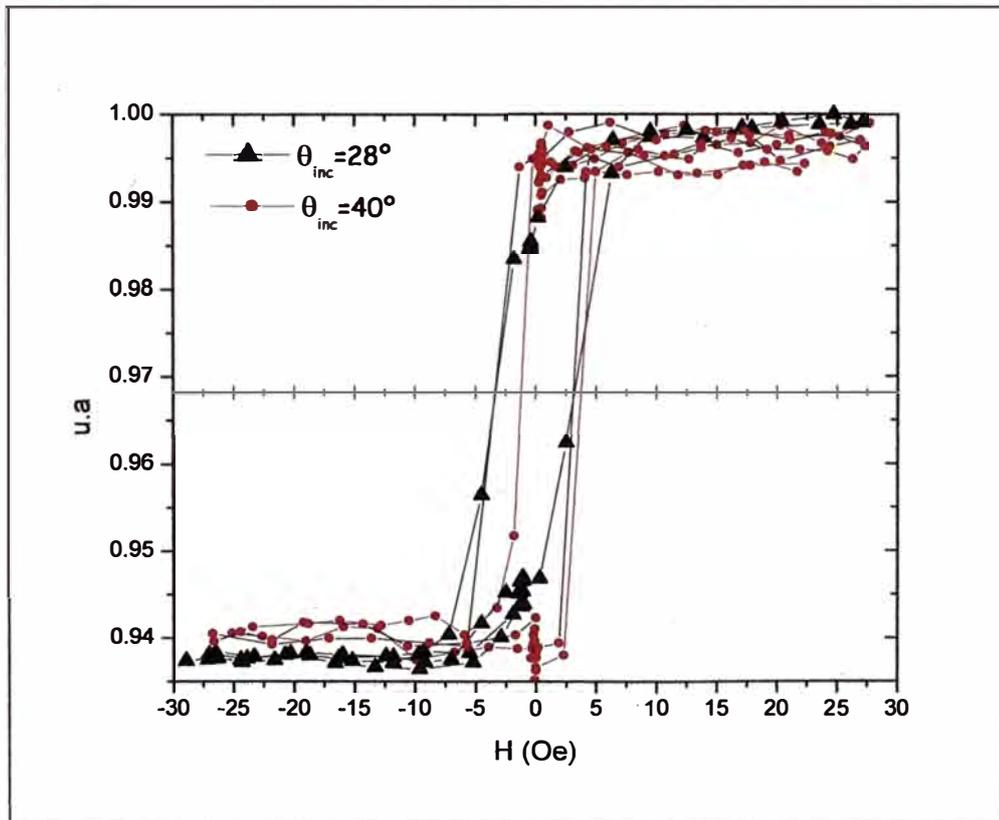


Figura 5.1 Curvas de histéresis con SMOKE Polar para $\text{Py Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ para los ángulos de incidencia de 28° y 40° .

Se puede apreciar también que $H_C^{40^\circ} \leq H_C^{28^\circ}$. En la figura 5.2 se observa las mediciones realizadas con SMOKE longitudinal para diferentes ángulos de incidencia. Se puede ver que la diferencia entre los valores de las intensidades de saturación aumenta al incrementar el ángulo de incidencia. Las gráficas para los ángulos de 11° y 15° se encuentran superpuestas debido a que el ángulo de incidencia es aproximadamente el mismo.

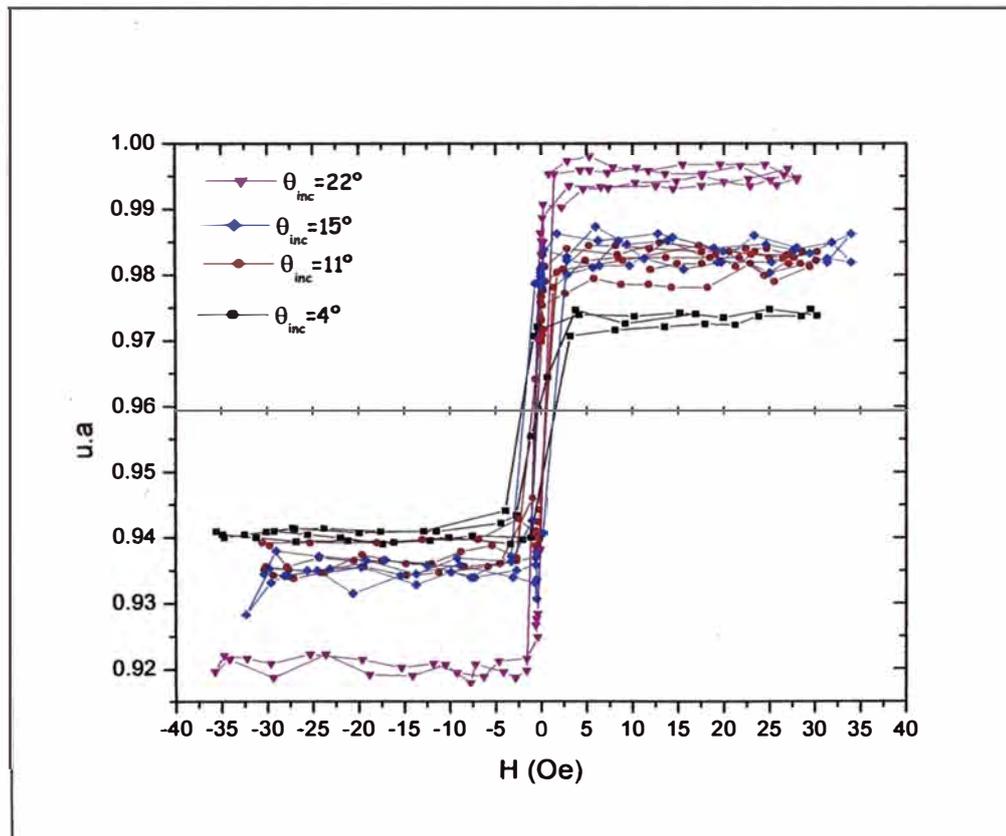


Figura 5.2 Curvas de histéresis con SMOKE Longitudinal para Py Ni₈₁ Fe₁₉ para los ángulos de incidencia de 4° , 11° , 15° y 22° .

Se puede observar un campo coercitivo menor que en las mediciones del SMOKE Polar, pero no se puede concluir todavía alguna relación entre el ángulo de incidencia y el campo coercitivo. Se puede apreciar en la figura 5.3 que el campo coercitivo del SMOKE longitudinal obtenido es mayor que el del SMOKE Polar.

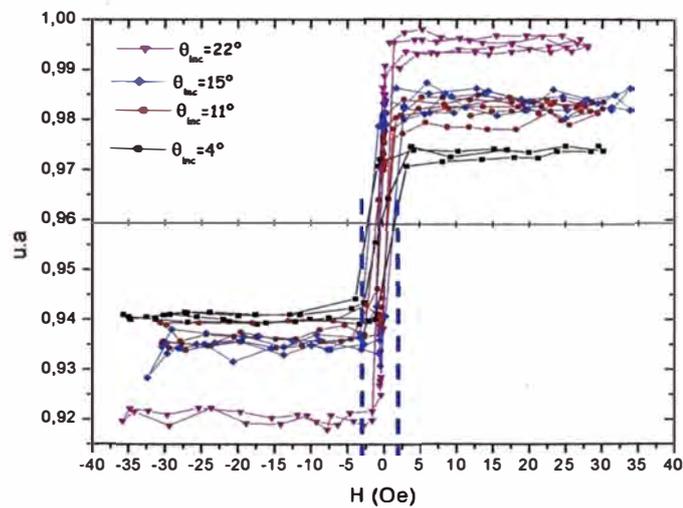
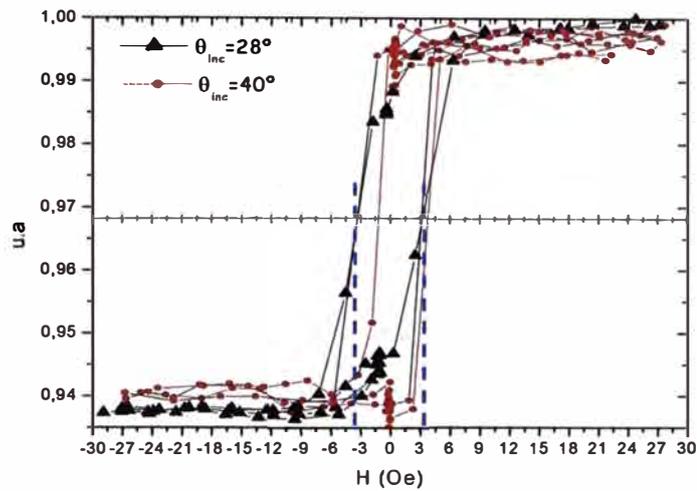


Figura 5.3 Curvas de histéresis con SMOKE Polar y Longitudinal para Py Ni₈₁ Fe₁₉

Es posible apreciar en la figura 5.4 las curvas de histéresis del Py Ni₈₁Fe₁₉, medidas por dos instrumentos diferentes. Los puntos de color azul son los correspondientes a la medición con un magnetómetro de muestra vibrante (VSM), mientras que los puntos rojos son mediciones obtenidas con el sistema magneto óptico (SMOKE longitudinal).

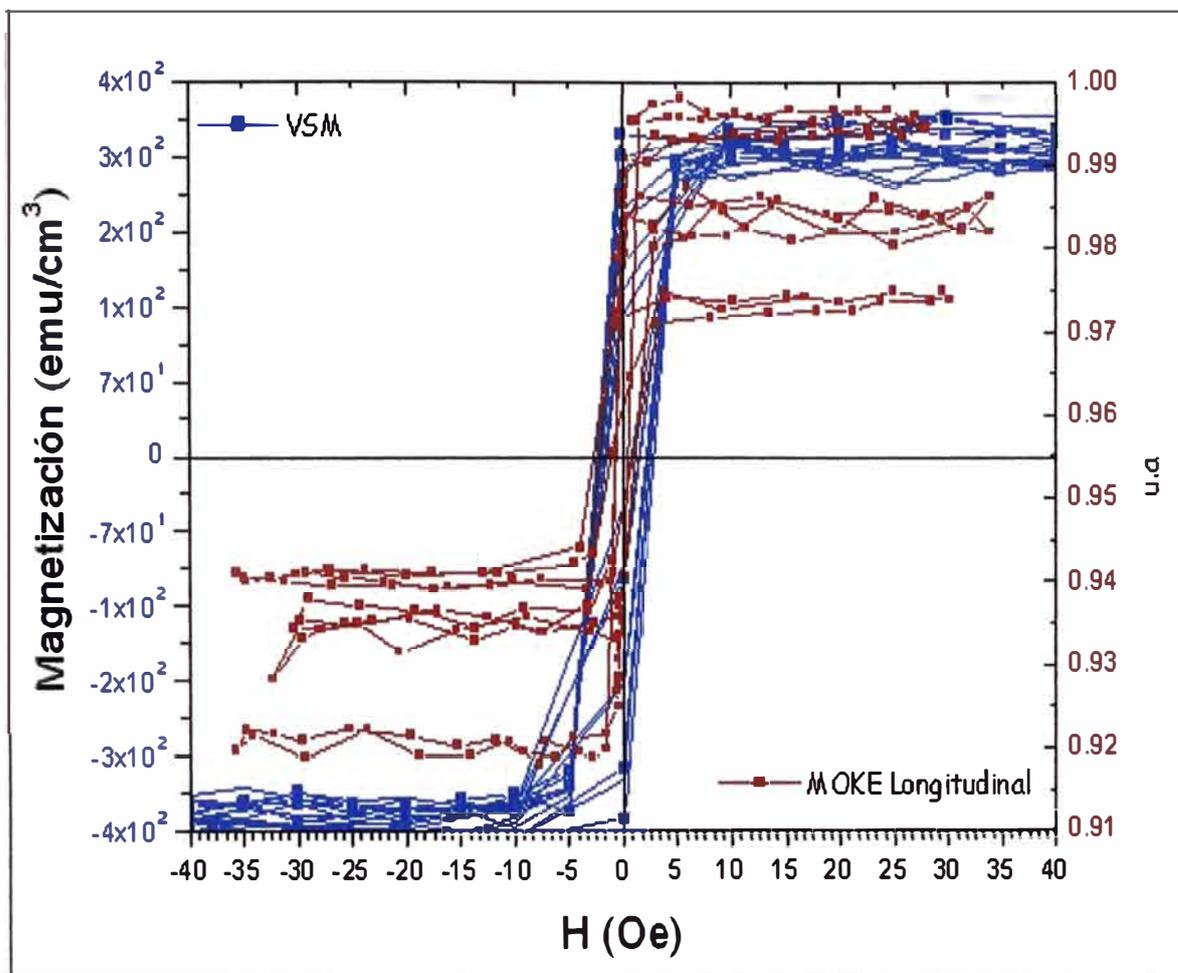


Figura 5.4 Curvas de histéresis medidas con SMOKE Longitudinal y con VSM para Py Ni₈₁Fe₁₉

Las dos mediciones tienen la misma forma cuadrada, típica de los materiales magnéticos blandos. De esta manera la caracterización óptica de películas y/o materiales magnéticos puede desarrollarse utilizando el magnetómetro SMOKE.

CAPITULO VI. CONCLUSIONES

Con el desarrollo mostrado en la sección I.3, se aprecia el fundamento de la magneto óptica, siendo esta la relación entre la magnetización y el tensor dieléctrico del material [2], [8], [9].

Se diseñó el sistema de medición para un magnetómetro SMOKE, en sus variantes polar y longitudinal. El funcionamiento del equipo esta limitado por las vibraciones producidas por efectos externos al montaje experimental [2],[8]. Se comprobó el funcionamiento y la calidad del sistema midiendo curvas de histéresis para la muestra de Py de 20nm de espesor comparándolas con las obtenidas con un magnetómetro de muestra vibrante (VSM) de la División de Resonancias Magnéticas del Instituto Balseiro, Centro Atómico Bariloche.

Las curvas de anisotropía magnéticas medidas en el VSM muestran un material magnético con anisotropía uniaxial lo cual ocurre en policristales de Py [3]. En la superficie de la muestra de Py se encontró dos ejes, el de fácil y difícil magnetización. La magnetización de saturación en el plano fue de $334.8 \text{ emu} / \text{cm}^3$ en promedio, puesto que no fueron del todo simétricas las curvas de histéresis medidas. La diferencia en la magnetización remanente para estos ejes fue de $182.7 \text{ emu} / \text{cm}^3$. Se puede concluir que la película de Py $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ presenta anisotropía uniaxial en la superficie de la muestra.

El campo coercitivo obtenido de las curvas de histéresis en el plano de la muestra no supera los 4 Oe lo que era esperado por ser un material fácilmente magnetizable y con bajo campo coercitivo. Según las referencias para muestras con diferentes espesores es de esperarse campos coercitivos diferentes. Se esperaba campos coercitivos de entre 2 a 15 Oe [3]. Las curvas de histéresis son cuadradas y con un bajo campo coercitivo el cual no se puede determinar exactamente debido a que este cambia con las direcciones de medición en el plano.

Al comparar las curvas de histéresis del SMOKE polar con el longitudinal se aprecia un mayor campo coercitivo para las curvas del SMOKE polar, esto es debido a la anisotropía en el plano de la muestra, es mucho más difícil magnetizar el material aplicando campo magnético perpendicular a este que hacerlo con campo magnético en el plano. Los ángulos de rotación de Kerr obtenidos para la película de Py Ni₈₁Fe₁₉ se encuentran en el orden de magnitud esperados y los valores promedios obtenidos fueron de 2.595×10^{-4} radianes para el SMOKE polar, y 2.25×10^{-4} radianes para el SMOKE longitudinal.

Al aumentar el ángulo de incidencia de la luz láser en las mediciones del SMOKE polar la intensidad medida disminuye, como es de esperarse por las ecuaciones de Fresnell pero no se le atribuye este efecto a algún efecto magnético como en el caso del SMOKE longitudinal. El orden de magnitud del ángulo de rotación de Kerr para los diferentes ángulos de incidencia no cambia drásticamente en el SMOKE polar. Para el SMOKE longitudinal se aprecia la dependencia entre la rotación de Kerr y el ángulo de incidencia. En el SMOKE polar por la cercanía del valor de los dos ángulos de incidencia utilizados, no es posible observar este cambio en intensidad. Las curvas de histéresis medidas en el VSM y las curvas medidas con el SMOKE longitudinal tienen correspondencia pues el campo coercitivo es bajo y la forma cuadrada la mantienen.

CAPITULO VII. APENDICE A

VII.1 Unidades y conversiones

Es importante comenzar definiendo las unidades con las que se lleva a cabo esta Tesis. El Sistema de unidades que se utiliza con mayor frecuencia es el sistema internacional o MKS, pero por la necesidad de tener referencias a todas estas publicaciones internacionales se trabajó bajo el sistema de unidades CGS.

Un polo magnético crea un campo alrededor de él, y es este campo magnético el que produce una fuerza en un segundo polo cercano. Los experimentos muestran que esta fuerza es proporcional a la intensidad del campo magnético y del polo magnético. Por lo tanto, el campo magnético H se define como '*un campo de unidad de intensidad la cual genera una fuerza de una dina en un polo magnético*' y un campo así lleva por unidad un oersted (Oe). Las líneas de fuerza magnética de una barra imantada salen del polo norte y regresan al polo sur, es por ello que se definen algunas unidades en función de estas, que pasan por un área normal a la barra. De tal manera que se define un Maxwell como una línea de fuerza, por lo tanto $1Oe = 1Maxwell / cm^2$

Cuando una barra de hierro es colocada en presencia de un campo magnético esta es magnetizada. Para poder explicar como se magnetiza un material fue necesario introducir un nuevo término. Experimentalmente se mostró que el momento magnético total por unidad de volumen no cambia en un sistema al introducir nuevos imanes en un arreglo compuesto por varios imanes, es por ello que se define la magnetización como $M = m / V$, donde V es el volumen del sistema a estudiar en cm^3 y m el momento magnético total con unidades de erg / Oe . Las unidades de la magnetización son $erg / Oe.cm^3$ (ergios son las unidades de energía en el sistema cgs), pero comúnmente se le define como emu / cm^3 , en donde emu es la unidad electromagnética del momento. En algunos materiales, los cuales pueden ser magnetizados, el flujo

de campo magnético aplicado externamente puede cambiar en su interior, debido a la magnetización del material, generando un campo, el cual se conoce como el campo de inducción magnética \bar{B} y cuya relación con el campo magnético y magnetización esta dada por :

$$\bar{B} = \bar{H} + 4\pi\bar{M} \quad (7.1)$$

en donde el término $4\pi\bar{M}$ es la cantidad de nuevas líneas de fuerza que atraviesan un centímetro cuadrado de área dentro del material. La relación (6.1) es vectorial, generalmente los vectores H, \bar{B} y \bar{M} tiene la misma dirección, es por ello que comúnmente se coloca de manera escalar. La palabra inducción magnética viene del hecho por el cual al acercar un imán a una barra de hierro, los momentos magnéticos del material se ven *inducidos* a orientarse en la dirección del campo magnético del imán, pero ahora este sentido toma un valor cuantitativo de densidad de flujo magnético en un material.

Aunque H, \bar{B} y \bar{M} deben tener necesariamente las mismas unidades se les da algunos nombres diferentes. Cuando se refieren al campo de inducción \bar{B} se utilizan los gauss (G) que es $1G = 1Maxwell/cm^2$ y cuando se refieren al campo \bar{H} se utilizan los Oe . Para el caso e la magnetización los emu/cm^3 . A continuación se muestra una tabla con las conversiones del sistema CGS y MKS.

Unidades CGS	Unidades MKS
$\bar{B} = \bar{H} + 4\pi\bar{M}$	$\bar{B} = \mu_0\bar{H} + \bar{M}$
B en (G)	B en webers/metro ² (Tesla)
H en (Oe)	H en amperios/metro
M en emu/cm^3	M en webers/metro ²
$\mu = 1$ (en el vacío)	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ weber/amperio.metro

Tabla 6.1 Unidades y conversiones.

REFERENCIAS

- [1]. J. Kerr, Philos. Mag. J. Sci.5, 321 (1877); 5,161 (1878)
- [2]. S.D. Bader, J. Magn. Magn. Mater 100, 440, (1991)
- [3]. Y. Lee y J.A.C. Bland, Journal of Korean Physical Society, Vol 39, No 4 , (October 2001), pp 661-666
- [4]. F Soohoo, Magnetic Thin Films (Harper and Row publishers, 1965), p.119
- [5]. Smith. J. Appl. Phys. 30, 264S (1959)
- [6]. J. A. C. Bland, S. Hope, M. Tselepi and B. C. Choi, J. Phys. D 31, 622 (1998)
- [7]. P.N Argyres, Phys. Rev. 97, 334, (1955)
- [8]. Z. Q. Qiu, J. Pearson, and S. D. Bader, Phys. Rev B, Vol 46, No 13, (1992)
- [9]. E. R Moog, C. Liu, S. D. Bader, Phys. Rev B. Vol 39, No10, (1989)
- [10]. M. J. Freiser, IEEE Trans Magn. MAG-a, 152 (1968)
- [11]. Tesis de Maestría, J.C.Rojas, Instituto Balseiro, Centro Atómico de Bariloche, 2004
- [12]. F. Michelini, L Ressier and J. Degauque. Journal of Applied Physics, Vol 92, No 12, (2002)
- [13]. F.J. Hompsel, J. R. Ortega, G. j. Mankev, and R. F. Willis. Adv. Phys. 47, 511 (1998)
- [14]. Phys. Today 48, 24 (1995)
- [15]. M.B Stearns, J. Magn. Mater. 5, 167 (1977);
- [16]. Phys Today 34, (1978)
- [17]. Jennifer R. Hampton, Jose-Luis Martinez-Albertos and Hector D Abruma. Review of Scientific Instruments, Vol 73, No 8, (2002)
- [18]. Introduction a Magnetic Materials, B. D, Cullity, Addison-Wesley Publishing Company, 1972.

AGRADECIMIENTOS

Bueno ya basta de SMOKE y de histéresis, esta hoja es la mas importante pues se la dedico a las personas que hicieron posible directa e indirectamente que todo lo expresado en esta tesis haya podido realizarse y más aún, para aquellas que me ayudaron a no salirme del camino.

A mi familia quisiera agradecerles por el aguante que me han tenido en estos años, porque estoy seguro que no tienen la menor idea de lo que hago y aun así me tuvieron fe. Papá discúlpame pero no soy teórico como querías, esto me gusta mucho más. Quiero agradecerle al profesor Abel Gutarra por todos los cinco minutos que le he pedido en todos estos años y que se convertían en horas de discusiones, por los consejos que me hicieron más disciplinado y por sus preguntas difícilmente contestadas. Gracias por no permitir que alumnos como yo dejen la física, motivándolos siempre a seguir estudiando. A Carlos Rojas por su apoyo a los alumnos desde Bariloche, por aguantarme allá siempre que se me ocurre viajar, a Javier Gómez por las películas de permalloy que fabrica, sin tu ayuda no tendría que medir. A los profesores Laura Steren y Carlos Ramos por su apoyo en mis viajes de estudio y por estar siempre dispuestos a enseñarme. A Mara Granada y Javier Curiale por la motivación para continuar los estudios en física. A Victor Quinde y José Farfán por entender mis dibujos y fabricar todo el montaje para poder realizar las mediciones. A Fred Aguilar, por las noches que pasamos en el laboratorio midiendo hasta cansarnos, al final se logró compadre. A todos mis profesores, por que lo que me enseñaron se plasmó en este trabajo, y me llevará a realizar muchos más, por ellos les estoy muy agradecido. Viviana, si no me hubieras mostrado lo que valgo seguiría en el primer capítulo, gracias por estar allí. A mis compañeros de facultad, no digo los nombres porque no quiero olvidarme de ninguno, gracias por su amistad. Muchas gracias a todos los trabajadores de la Facultad de Ciencias por ayudarme en todo sentido cada vez que existió la oportunidad.

Elmer Nahuel Montebianco Vincos

