

# Efecto Kerr magneto-óptico en películas delgadas de Fe (100)

José R. Fermín\*

*Departamento de Física, Facultad de Ciencias, Universidad del Zulia. Apdo. Postal 526.  
Maracaibo 4001, Venezuela.*

Recibido: 30-03-11 Aceptado: 11-07-11

## Resumen

La técnica de Efecto Kerr Magnetoóptico (MOKE) es utilizada para obtener las curvas de histéresis de películas delgadas monocristalinas de Fe, fabricadas mediante evaporación catódica sobre sustratos de MgO(100). La estructura cristalina y las anisotropías magnéticas son verificadas con las técnicas de Difracción de Rayos X y Resonancia Ferromagnética, respectivamente. Las medidas fueron realizadas en muestras de espesores entre 70 Å y 250 Å, a temperatura ambiente y campo magnético,  $H$ , en el rango  $-0.2 \text{ kOe} < H < 0.2 \text{ kOe}$ . El análisis revela que debido a la presencia de un campo uniaxial fuerte, en las muestras más delgadas se observan dos transiciones irreversibles cuando el campo magnético es aplicado a lo largo del eje fácil, además de dos ejes duros no equivalentes, indicando que los mecanismos de rotación de la magnetización son no-coherentes. A medida que aumenta el espesor, la anisotropía uniaxial disminuye y la rotación de la magnetización se torna coherente por el aumento de la anisotropía magnetocristalina. La simetría angular de la remanencia confirma que en estos materiales los procesos de rotación de la magnetización son determinados por la coexistencia de campos uniaxiales y cristalinos.

**Palabras clave:** efecto Kerr magneto-óptico, remanencia, magnetización, rotación coherente, anisotropías magnéticas.

## Magneto-optic Kerr in Fe (100) thin films

### Abstract

The technique of Magneto-optic Kerr Effect (MOKE) is used to measure hysteresis curves in single crystalline Fe thin films, deposited onto MgO(100) substrates by magnetron sputtering. The crystalline structure and the magnetic anisotropies are tested employing X-ray diffraction (XRD) and Ferromagnetic Resonance (FMR) techniques, respectively. The samples thicknesses,  $t_{fe}$ , varied within the range from 70 Å to 250 Å. The measurements were performed at room temperature and magnetic fields  $0.2 \text{ kOe} < H < 0.2 \text{ kOe}$ . Due to the presence of a relatively strong uniaxial field, and when the magnetic field is applied along de easy and hard axes, two irreversible transitions are observed in films with  $t_{fe} < 100 \text{ Å}$ . As the thickness is increased, the uniaxial anisotropy is overwhelmed by the magnetocrystalline anisotropy and the rotation of the magnetization is coherent. A study of the in-plane symmetry of the re-

\* E-mail: jfermin@luz.edu.ve

manence shows that the switching of the magnetization is determined by a competition of uniaxial and crystalline fields.

**Keywords:** magneto optic Kerr effect, remanence, magnetization, coherent rotation, magnetic anisotropies.

## I. Introducción

Durante muchos años las propiedades magnetoópticas de películas delgadas y multicapas magnéticas han acaparado considerablemente la atención debido a su aplicación en una amplia variedad de aplicaciones tecnológicas tales como (1-3): sensores magneto-ópticos, cabezales de grabación magnética, memorias rápidas de acceso aleatorio, etc.

El efecto Kerr magneto-óptico (MOKE) es uno de los fenómenos que ocurre en la interacción de la radiación electromagnética con la materia. Fue descubierto por Kerr en 1876 (4), observando la rotación del plano de polarización de la luz linealmente polarizada, cuando ésta incidía en un medio reflector y en presencia de un campo magnético. El origen del fenómeno es debido a una birrefringencia circular, es decir, la onda linealmente polarizada es separada en una onda circularmente polarizada a la izquierda y otra circularmente polarizada a la derecha, con índices de refracción diferentes. Los fenómenos magneto-ópticos son generalmente descritos en el contexto de la teoría dieléctrica macroscópica (5, 6), modelos semiclásicos (7) y de la teoría microscópica cuántica (8) La aplicación del efecto Kerr al magnetismo de superficies comienza en la década de 1980-1990, siendo el primer estudio experimental realizado en películas ultradelgadas de Fe monocristalino sobre sustrato de Au (100) (9). Como resultado de este estudio se obtuvieron las curvas de histéresis de la película de Fe como función del espesor de las películas. A partir de aquí, la técnica MOKE ha sido aplicada con éxito en la caracterización de sistemas magnéticos de baja dimensión.

Experimentalmente, existen tres configuraciones básicas del efecto Kerr MO en películas delgadas magnéticas, dependiendo de la orientación del campo magnético aplicado con respecto al plano de incidencia: transversal, longitudinal y polar (figura 1). En la configuración transversal ó TMOKE, el campo magnético está orientado en el plano de la película y perpendicular al plano de incidencia. En el MOKE longitudinal (LMOKE), el campo magnético también es paralelo al plano de la película y al plano de incidencia. En la configuración polar (PMOKE), el campo magnético es aplicado paralelo al plano de incidencia y perpendicular al plano de la película. Debido a que la señal detectada es proporcional a la componente de la magnetización a lo largo del campo, estas técnicas son muy utilizadas en el estudio de dominios magnéticos (10), anisotropías magnéticas (11), aplicaciones en grabación magnética y tecnología de almacenamiento de alta densidad (12), etc. En la práctica, los métodos magneto-ópticos son simples en comparación con otras técnicas de magnetometría, tales como VSM o SQUID, y permiten medir simultáneamente y por separado todas las componentes de la magnetización.

En este trabajo, presentamos medidas de efecto Kerr magneto-óptico en películas delgadas de Fe depositadas sobre sustratos de MgO(001), mediante la técnica de deposición catódica asistida por magnetrones. En la sección II detallamos la metodología experimental. En la sección III se presentan los resultados y un análisis de los mismos. La sección IV resume los resultados más resaltantes de este trabajo.

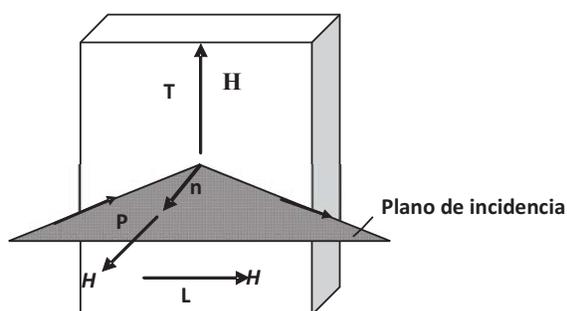


Figura 1. Geometrías básicas para el efecto Kerr magneto-óptico: (T) Transversal, (L) Longitudinal y (P) Polar. El vector  $n$  representa la dirección normal al plano de la película.

## II. Metodología experimental

Las películas delgadas de Fe, fueron depositadas sobre sustratos de MgO (001) obtenidos comercialmente. Los sustratos fueron sometidos a tratamiento de limpieza con ultrasonido, en baño de metanol durante 10 min. Las películas fueron luego depositadas utilizando un sistema de evaporación catódica *Balzers/Pfeiffer PLS500*, en la configuración vertical (*sputter-up*), con distancia blanco-sustrato de 9 cm. La deposición es asistida por magnetrones, con un campo magnetostático entre los imanes de 5 Oe. La cámara de deposición fue mantenida a una presión de base de  $1,2 \times 10^{-7}$  Torr antes de la deposición, y presión de Ar de  $3,3 \times 10^{-3}$  Torr, durante la deposición. La pureza del argón y del blanco de Fe fue de 99.999% y 99.9%, respectivamente. La temperatura del sustrato fue de 130°C, y potencia aplicada de 20 W. La tasa de deposición para las películas de Fe fue de  $\sim 1$  Å/s. El espesor de las películas es controlado mediante un cristal de cuarzo calibrado. La calidad cristalográfica de las películas fue comprobada mediante medidas de difracción de rayos X, en un difractor Siemens S5000, en la configuración Bragg-Brentano. Medidas complementarias de resonancia ferromagnética (FMR) fueron realizadas para deter-

minar la simetría en el plano y las constantes de anisotropía.

Las curvas de magnetización de las películas de Fe ( $t_{Fe}$ )/MgO(001) fueron obtenidas mediante el efecto Kerr magneto-óptico longitudinal (LMOKE). En esta configuración, la señal detectada es directamente proporcional a la componente de la magnetización paralela al campo magnético, aplicado en el plano de la película. Las medidas fueron realizadas a temperatura ambiente y en presencia de campos hasta 1 kOe. En la figura 2 mostramos un esquema del montaje experimental utilizado. La radiación de un laser de He-Ne (632,8 nm) linealmente polarizada a  $45^\circ$  con relación al plano de incidencia ( $\theta_p = 45^\circ$ ), es modulada por un modulador fotoelástico a una frecuencia,  $\omega = 50$  kHz y ángulo de modulación,  $\theta_m = 0^\circ$ . La señal es detectada en modo  $2\omega$  y es proporcional a la componente de la magnetización paralela al campo magnético. El ángulo de incidencia es de aproximadamente  $60^\circ$ , donde la absorción magneto-óptica del Fe presenta un máximo. Antes de la detección, la radiación es dirigida hasta un analizador, para de ésta forma, seleccionar la componente de la magnetización perpendicular al campo magnético. La muestra es colocada en el centro de un goniómetro en forma de disco que permite girar el plano de la película con respecto a la dirección del campo magnético. De esta manera se obtienen curvas de histéresis para cada posición del campo magnético en el plano de la película.

## III. Resultados y discusión

### III.A. Estructura cristalina y anisotropías magnéticas

Las películas fueron crecidas epitaxialmente con la simetría del sustrato de MgO (001), como se muestra en la figura 3 para una película de 100 Å. Aparte del pico del sustrato, se observa un único pico correspondiente al Fe (200). No hay evidencias de otras estructuras, por lo que la peli-

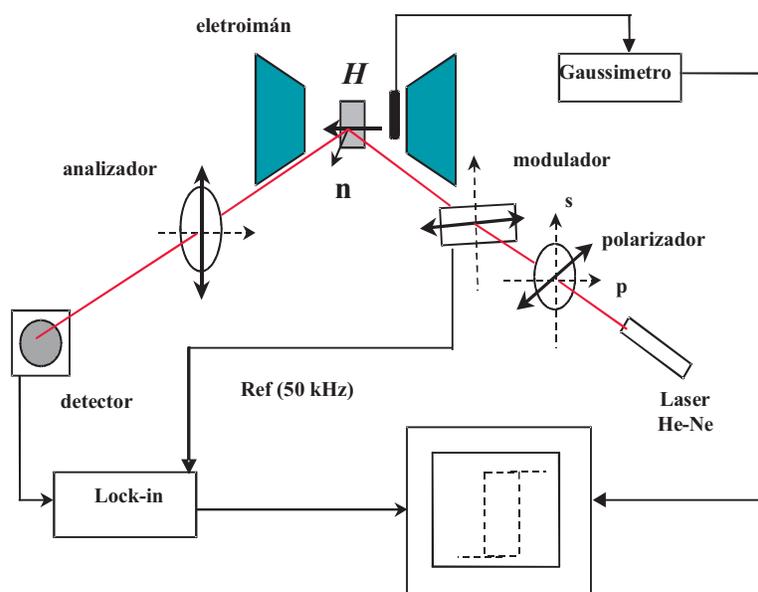


Figura 2. Montaje experimental para obtener las curvas de magnetización MOKE en la configuración longitudinal.

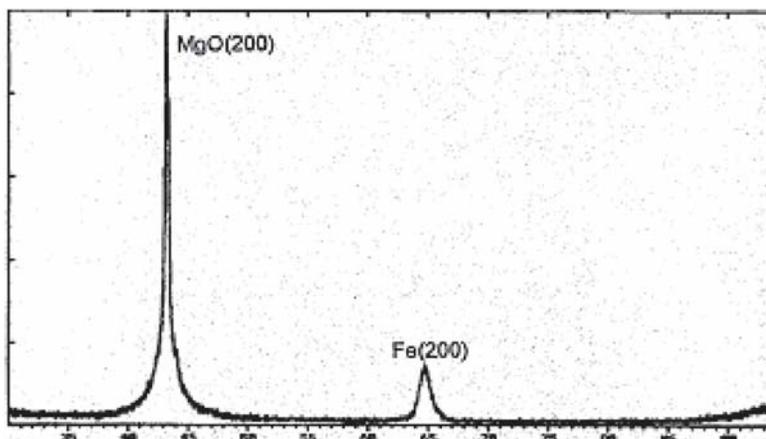


Figura 3. Espectro de difracción de RX para una película de Fe(100 Å)/MgO(001).

cula de Fe puede ser considerada monocristalina.

La simetría y los campos de anisotropía magnéticas en el plano, fueron determinados por medio de la técnica de la resonancia ferromagnética (FMR). El campo de resonancia presenta simetría C4, propia de la estructura de Fe bcc (13). La figura 4 muestra el campo de resonancia FM para una película de 70 Å y 100 Å. En las pelícu-

las más delgadas se observa una simetría C2 superpuesta, debido a una anisotropía uniaxial inducida en la interfase con el sustrato. Esto se evidencia en la variación del coeficiente anisotropía uniaxial-anisotropía magnetocristalina ( $K_U / K_1$ ) con respecto al espesor (figura 4(b)), donde se observa un incremento relativo de  $K_U / K_1$  a medida que disminuye el espesor de la película,  $t_{Fe}$ .

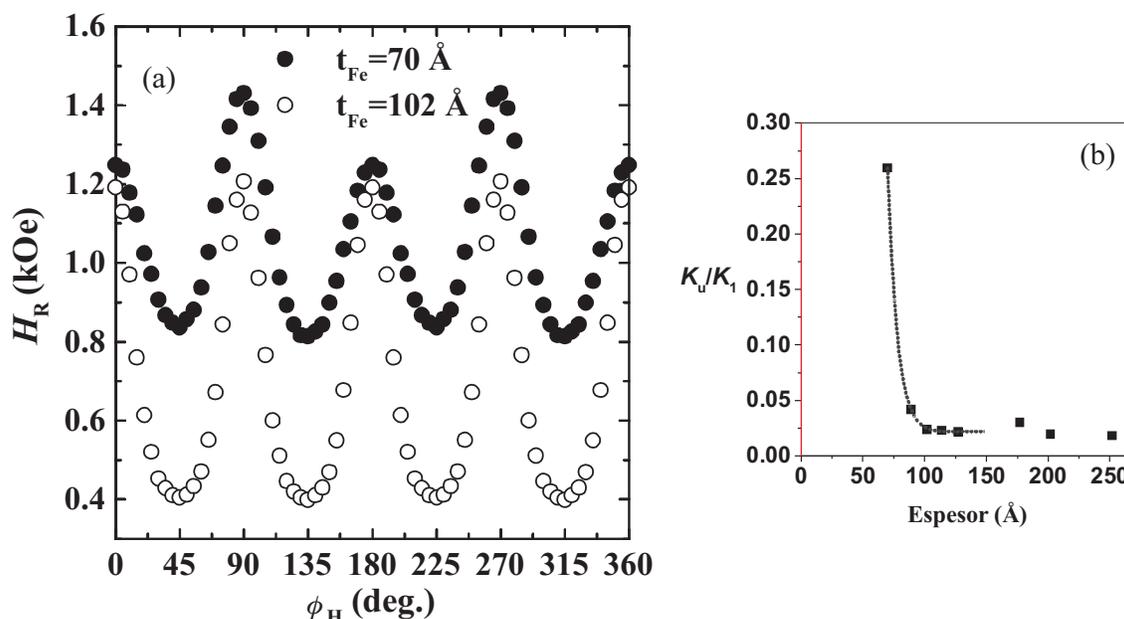


Figura 4. (a) Campo de resonancia para Fe (70 Å)/MgO (001) y Fe (102 Å)/MgO (001), (b) Variación del coeficiente  $K_u/K_1$  en función del espesor de las películas.

### III.B. Efecto Kerr magneto-óptico longitudinal (LMOKE)

En la figura 5 se muestran las curvas de magnetización para Fe (70 Å)/MgO (001) medidas con el campo magnético,  $\mathbf{H}$ , paralelo a los ejes cúbicos [110], [100],  $[\bar{1}\bar{1}0]$  y [010] del Fe bcc. Estas curvas presentan una única transición irreversible cuando  $\mathbf{H} \parallel [110]$ ,  $[\bar{1}\bar{1}0]$  y  $[010]$ , y dos transiciones cuando  $\mathbf{H} \parallel [100]$ . Debido a la presencia de una anisotropía uniaxial  $\sim 70$  Oe, inducida a lo largo de la dirección [110], los ejes duros [110] y  $[\bar{1}\bar{1}0]$  no son equivalentes. En el caso en que  $\mathbf{H} \parallel [100]$ , el proceso de rotación de la magnetización es caracterizado por dos campos coercivos,  $H_{C1}$  o coercividad propiamente dicha, y  $H_{C2}$  ó campo crítico, y una remanencia,  $M_R/M < 1.0$ . Este comportamiento es asociado a la competición entre las anisotropías uniaxial y cúbica. Esto es claramente observado en la figura 6, donde son mostradas las correspondientes curvas de magnetización para una película de Fe (87 Å)/MgO (001).

Se puede observar también que la diferencia entre  $H_{C1}$  y  $H_{C2}$  disminuye a medida que el espesor aumenta. En películas más gruesas, esta diferencia es despreciable y  $H_{C1} \approx H_{C2} = H_C$ . Las curvas continuas en las figuras 5 y 6, son calculadas utilizando la expresión para la componente de la magnetización a lo largo del campo magnético aplicado,

$$\frac{M(H)}{M_S} = \cos(\varphi_0 - \varphi_H) \quad (1)$$

donde  $\varphi_0$  es la posición de equilibrio de la magnetización en el plano de la película, en un campo magnético de amplitud  $H$  y dirección  $\varphi_H$ , con relación al eje [100] del Fe. Las posiciones de equilibrio de  $M$ , son calculadas numéricamente minimizando la energía libre magnética para una película BCC (13),

$$E(\theta, \varphi) = -\mathbf{H} \cdot \mathbf{M} + \frac{K_1}{4} (\sin^2 2\theta + \sin^4 \theta \sin^2 2\varphi) + 2\pi M_{eff}^2 \cos^2 \theta + K_u \sin^2 \theta \sin^2(\varphi - \varphi_u) \quad (2)$$

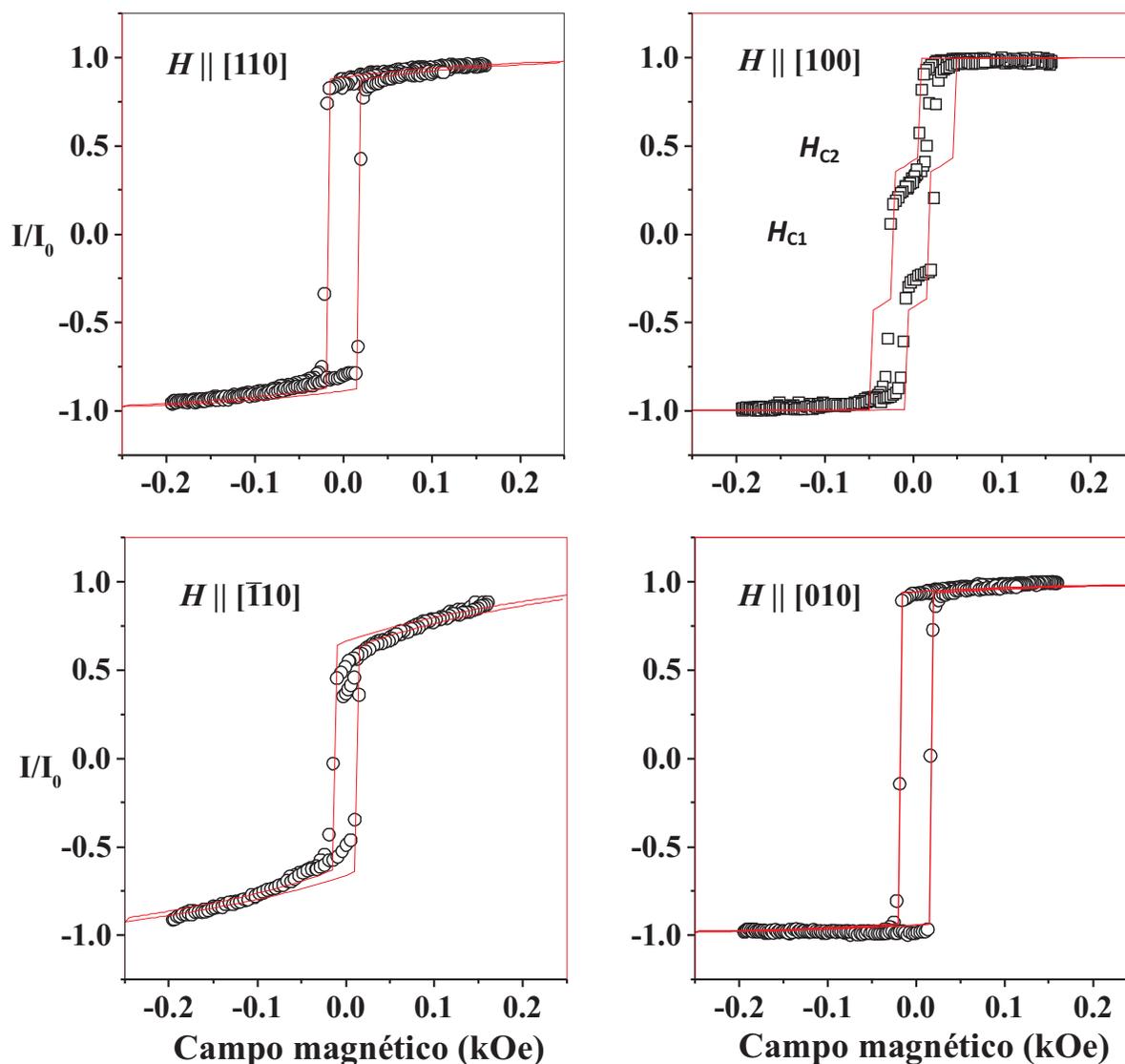


Figura 5. Curvas de magnetización para Fe (70 Å)/MgO (001), con campo magnético aplicado a lo largo de los ejes [110], [100],  $[\bar{1}10]$  y [010] del Fe. Las curvas continuas son calculadas a partir del modelo de rotación coherente.

donde es la magnetización efectiva de la película en el plano definida como  $4\pi M_{eff} = 4\pi M_S - 2K_N/M_S$ ,  $M_S$  la magnetización del Fe volumétrico (17.0 kOe),  $K_N$  es la constante de anisotropía de superficie,  $K_U$  es la constante de anisotropía uniaxial y  $K_I$  es la constante de anisotropía magnetocristalina. Este modelo describe la rotación coherente de la magnetización en el plano de la película. Los valo-

res de las constantes de anisotropía usadas en el cálculo de las curvas de magnetización, fueron los obtenidos directamente de las medidas de FMR. El valor de  $K_N/M_S$  utilizado es el reportado en la literatura del orden de 3.0 kOe (14).

La concordancia entre las curvas experimentales y teóricas es excelente en la película de 87 Å o en películas más gruesas,

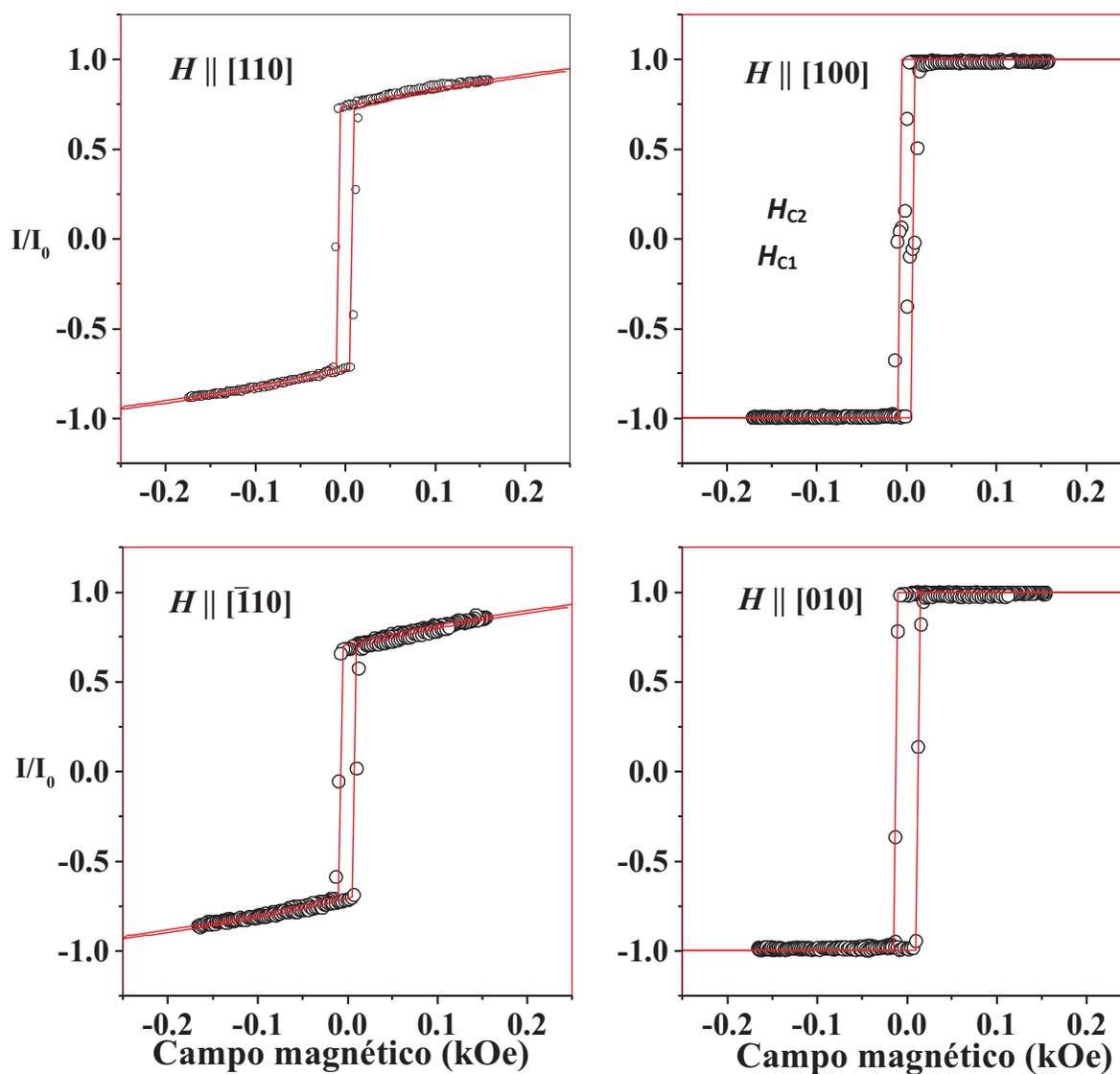


Figura 6. Curvas de magnetización para Fe (87 Å)/MgO (001), con campo magnético aplicado a lo largo de los ejes [110], [100],  $[\bar{1}10]$  y [010] del Fe. Las curvas continuas son calculadas a partir del modelo de rotación coherente.

donde no se observaron los escalones. Para la película más delgada, la concordancia es razonable solamente en algunas posiciones del campo magnético. Para  $t_{\text{Fe}} > 90 \text{ \AA}$ , donde  $K_{\text{U}}/K_1$  es despreciable, la rotación de la magnetización en el plano de la película es coherente. Para espesores  $t_{\text{Fe}} < 90 \text{ \AA}$ , donde el coeficiente  $K_{\text{U}}/K_1$  aumenta rápidamente, las curvas de histéresis presentan dos cam-

pos de transición irreversible,  $H_{C1}$  y  $H_{C2}$ , y son asimétricas. El modelo simple de rotación coherente, no explica el proceso de rotación de la magnetización, en la interfase película-substrato, donde el efecto de anisotropía uniaxial es más significativa. Estudios de magnetización en películas delgadas de Fe (100 Å)/GaAs crecidos por MBE, sugieren que el proceso de rotación de la mag-

netización es determinado principalmente, por el movimiento de paredes de dominio de  $90^\circ$  y  $180^\circ$  bajo la acción de la anisotropía uniaxial en el plano de la película y de la anisotropía magnetocristalina cúbica (15, 16).

Otro aspecto que debe ser mencionado, es el hecho de que, debido a la existencia de dos transiciones en la rotación de la magnetización en el plano de la película, la coercividad,  $H_C$ , no es más un parámetro bien definido cuando las películas son muy delgadas. Recientemente se ha reportado una tercera transición en películas de Fe/MgO fabricadas por MBE (17). En vez del campo coercitivo,  $H_C$ , un parámetro más apropiado para caracterizar los procesos de rotación de la magnetización en películas de Fe, es la remanencia,  $M_R/M$ . La figura 7 muestra la dependencia de la remanencia de Fe ( $t_{Fe}$ )/MgO (001) con relación al ángulo del campo en el plano,  $\varphi_H$ , para varios espesores. La remanencia de las películas de 185 Å y 230 Å presenta simetría cúbica, similar a la simetría del campo de resonancia de FMR, y valores

entre 0,8-1,0. Esto indica que los procesos de rotación de la magnetización en películas relativamente gruesas son determinados por el campo magnetocristalino. Sin embargo, en la película de 70 Å se observa una fuerte simetría uniaxial, con variaciones entre  $\sim 0,2$  hasta  $\sim 1,0$ . La figura insertada corresponde a la remanencia de una película de NiFe y de aproximadamente 200 Å depositado sobre vidrio. Esta película es policristalina con una anisotropía uniaxial de  $\sim 30$  Oe. La remanencia de esta película es similar a la remanencia de Fe (70 Å), confirmando que en películas de Fe muy delgadas, los procesos de rotación de la magnetización, son determinados principalmente por la anisotropía uniaxial. En el sistema estudiado, apenas un valor relativo de  $K_U/K_1 = 0,25$  es suficiente para activar los mecanismos de rotación irreversible.

#### IV. Conclusiones

En este trabajo presentamos un estudio de la rotación de la magnetización de pe-

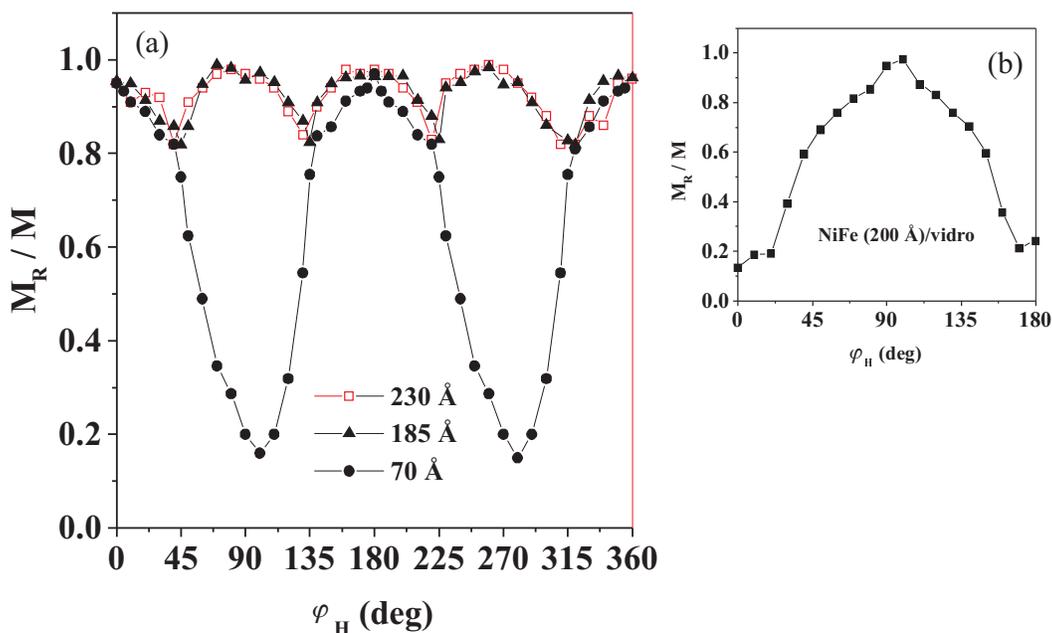


Figura 7. Dependencia angular de la remanencia de Fe ( $t_{Fe}$ )/MgO (001), para varios espesores. La figura inserta corresponde a la remanencia de una película de NiFe (200 Å)/vidrio, con anisotropía uniaxial  $\sim 30$  Oe. Se observa la simetría uniaxial de ambas películas de NiFe y Fe (70 Å).

lículas delgadas de Fe/MgO(001) monocristalinas, mediante el efecto Kerr magnetoóptico. Mediante un análisis de las curvas de histéresis mostramos que la rotación de la magnetización es coherente en las películas con espesores mayores de 100 Å, y no coherente en películas de Fe más delgadas, con la presencia de dos transiciones irreversibles. Esto es atribuido a la presencia de una simetría uniaxial inducida en la interfase con el sustrato. La remanencia de las curvas de magnetización para espesores  $t_{Fe} > 100$  Å, presenta simetría cúbica similar al campo de resonancia ferromagnética, mientras que para espesores  $t_{Fe} < 100$  Å sólo se evidencia la simetría uniaxial. Esto indica que los procesos de rotación de la magnetización en películas delgadas ferromagnéticas, están determinados por la coexistencia de las anisotropías magnéticas. La anisotropía uniaxial es responsable del régimen no-coherente, caracterizado por transiciones irreversibles, mientras que la anisotropía magnetocristalina gobierna el régimen de rotación coherente.

Estos resultados son importantes desde el punto de vista teórico y práctico, ya que el uso de películas delgadas magnéticas en dispositivos de grabación magnética, memorias de acceso aleatorio y sensores magnetoópticos está determinado por la rotación de la magnetización. En particular, la presencia de dos estados magnéticos intermedios antes de la saturación, ofrece la posibilidad de aplicar películas ultra-delgadas en dispositivos ultrarrápidos. Por lo tanto, es necesario comprender los mecanismos que gobiernan el proceso de reversión magnética y su relación con las anisotropías magnéticas, a fin de controlar las propiedades de los dispositivos.

### Reconocimientos

La fabricación y las medidas experimentales fueron realizadas en su totalidad en el Núcleo de Magnetismo de la Universidad Federal de Pernambuco, Recife, Bra-

sil, Coordinado por el Dr. Antonio Azevedo Costa.

### Referencias bibliográficas

1. MACLEOD H.A. *Thin Film Optical Filters*. Adam Hilger Eds. Bristol, 1986.
2. HOWSON M.A. *Contemp Phys* 35 (5): 347-359. 1994.
3. FALICOV L.M., PIERCE D.T., BADER S.D., GRONSKY R., HATHAWAY K.B., HOPSTER H.J., LAMBETH D.N., PARKIN S.S.P., PRINZ G., SALMON M., SCHULLER I., VICTORA R.H. *J Mater Res* 5 (6): 1299-1340. 1990.
4. KERR J. *Philos Mag* 3(1): 32-45. 1877.
5. ZAK J., MOOG E. R., LIU C., BADER S.D. *J Appl Phys* 68 (8): 4203-4207. 1990.
6. EBERT H. *Rep Prog Phys* 59 (12): 1665-1735. 1996
7. ETZ C., VERNES A., SZUNYOGH L., WEINBERG P. *Phys Rev B* 77(6): 064420-064433. 2008.
8. ZHANG F., XU Y., YANG J. H., GUILLOT M. *Eur Phys J B* 20 (2): 165-175. 2001; ZHANG F., XU Y., GUILLOT M., YANG J.H. *J Appl Phys* 103 (7): 07D3070-07D3073. 2008.
9. MOOG E.R., BADER S.D. *Superlattices Microstruct* 1 (6): 543-552. 1985; BADER S.D., MOOG E.R., GRUNBERG P. *J Magn Mater* 53 (4): L295-L298. 1986.
10. HUBERT A., SHAFER R. *Magnetic Domains: The analysis of magnetic microstructures*. Springer. Berlin. 2000.
11. JEN S.U., SHIEH C.H., CHIANG H.P. *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 65 (6): 1035-1038. 2004.
12. HELSETH L.E., IL'YASHENKO E.I., BAZILJEVICH M., JOHANSEN T.H. *J Appl Phys* 92 (1): 543-548. 2002.
13. FERMIN J.R., AZEVEDO A., DE AGUIAR F.M., BIAO L., REZENDE S.M. *J. Appl Phys* 85 (10): 7316-7320. 1999.

14. GORYUNOV Y., GARIFYANOV V., KHAL-LINLIN G.G., GARIFULLIN I.A., TAGIROV L.R., SCHREINER, F., MÜHGE, T., ZABEL H. *Phys Rev B* 52 (18): 13450-13458. 1995.
15. COWBURN R.P., GRAY S.J., FERRÉ J., BLAND J.A.C., MILTAT J. *J Appl Phys* 78 (3): 7210-7215. 1995.
16. GU E., AHMAD E., BLAND J. A. C., BROWN L.M., RÜHRIG M., MCGIBBON A.J., CHAP-MAN J.N. *Phys Rev B* 57 (13): 7814-7822. 1998.
17. GU E., BLAND J.A.C., DABOO C., GESTER M., BROWN L.M., PLOESSL R., CHAPMAN J.N. *Phys Rev B* 51 (6): 3596-3604. 1995.