

Revista de la Universidad del Zulia

Fundada en 1947
por el Dr. Jesús Enrique Lossada



Ciencias

Exactas

Naturales

y de la Salud

65
Aniversario

Año 3 N° 6
Mayo - Agosto 2012
Tercera Época
Maracaibo- Venezuela

Efectos de interfase y superficie en películas delgadas de Fe (001)

José R. Fermin¹

RESUMEN

Se emplea la Resonancia Ferromagnética (FMR) para estudiar los efectos de interfase y superficie en películas delgadas magnéticas. Para esto, se depositó una serie de películas delgadas de Fe sobre sustratos monocristalinos de MgO(001). Las anisotropías magnéticas son estudiadas en función del ángulo azimutal y espesor de las películas. Mostramos que las propiedades magnéticas son debidas al efecto combinado de las anisotropías magnéticas, y a la competencia entre los mecanismos de conducción y las dislocaciones de las anisotropías.

PALABRAS CLAVE: películas delgadas magnéticas, nanoestructuras magnéticas, resonancia ferromagnética, anisotropías magnéticas, efectos de interfase.

¹Departamento de Física, Facultad Experimental de Ciencias, Universidad del Zulia, Aptdo. Postal 526, Maracaibo 4001, Zulia, Venezuela. E-mail: jfermin70@gmail.com

Interface and surface effects in thin films of Fe

ABSTRACT

Ferromagnetic Resonance technique (FMR) has been employed to study the interface and surface effects on the magnetization of thin magnetic films. For this, a series of Fe thin films were deposited into single crystalline MgO (001) substrates. The magnetic anisotropies are studied as functions of the in-plane angle, and film thickness. As the result we showed that the magnetic properties in these materials are due to the combined effect of magnetic anisotropies, and a competition between conduction mechanisms and anisotropy dislocations.

KEYWORDS: magnetic thin films, magnetic nanostructures, ferromagnetic resonance, magnetic anisotropies, interface effects

Introducción

Los avances recientes en las técnicas de deposición de películas delgadas, han permitido la deposición epitaxial de nano-estructuras ferromagnéticas de apenas algunas monocapas. Estas películas son depositadas sobre un substrato con estructura de un monocristal, con los ejes cristalinos bien definidos. En estos sistemas, cada capa atómica está acoplada por interacción de intercambio, dando origen a un momento magnético cuya orientación es determinada por las anisotropías magnéticas. En particular, en una película monocristalina de Fe, la magnetización está restringida al plano de la película y en la dirección del eje cúbico [100], en la ausencia de campo externo. Adicionalmente, en la medida que el espesor de la película disminuye, la tendencia del material para formar dominios también disminuye. Esto justifica, en la mayoría de los casos, los modelos fenomenológicos de mono-dominios con rotación coherente (Cow-

burn, et. al, 1995; Florczak y Dan Dahlberg, 1992; Dieny, et. al, 1990; Nowak, 1992).

Las películas delgadas monocristalinas de Fe son entonces, candidatos naturales para estudiar efectos de interfaces tales como, transiciones de fase [Hu y Kawazoe, 1995; Abanov, et. al., 1995; Morozov y Sigov, 1997; Zhang y Yang, 1995], observación de dominios (Gu, et. al., 1995; Slonczewsky y Middelhoek, 1965; Politi, 1998), anisotropías magnéticas (Johnson, et. al., 1996), rugosidades (Kudrnovsky, et. al., 1996; Palasabtzas, 1997), oxidación de superficies (Kock y Geus, 1985; Salviatti, 1997), etc.

El interés en el estudio de las propiedades magnéticas de interfaces monocristalinas ferromagnéticas/semiconductoras(aislantes), es debido en gran parte, al potencial de aplicación en la fabricación de heteroestructuras microelectrónicas magnéticas (Prinz, 1994). Estas interfaces poseen propiedades más favorables para la microelectrónica que otros sistemas ya conocidos.

Los substratos más usados en la epitaxia de películas delgadas de Fe son los monocristalinos, entre ellos: GaAs (001)(Li, et. al., 1998; Tustinson, et. al., 1987), MgO (001)(Lairson, et. al., 1995; Lawler, et. al., 1997; Mühge, et. al., 1994), Si (001) y Si (111)(Heinrich y Cox, 1994; Ustinov, et. al., 1994), Ag (001) (Laidler, et. al., 1996; Goryunov, et. al., 1995), Al₂O₃ (1120) (Mühge, et. al., 1994), etc. Estos substratos son de gran interés en la fabricación de dispositivos electrónicos, y combinándolos con materiales ferromagnéticos, se pueden producir estructuras híbridas epitaxiales para aplicaciones en microelectrónica. En particular, la superficie (001) del MgO es muy estable, con estructura ideal casi similar a la del material masivo (Heinrich y Cox, 1994). Esto ofrece la posibilidad de depositar películas monocristalinas de Fe con espesores desde algunas monocapas hasta películas relativamente gruesas. El sistema Fe/MgO (001) epitaxial, es también usado como capa intermedia (o buffer layer) en la fabricación de multicapas y otros sistemas más complejos (Ustinov,

et. al., 1996). Las técnicas más usadas en la epitaxia de películas delgadas de Fe sobre MgO (001) son el magnetron sputtering (RF o DC) (Harp y Parkin, 1996) y MBE (Mühge, et. al., 1994).

En este trabajo presentamos un estudio sobre las propiedades magnéticas de películas delgadas monocristalinas de Fe, crecidas sobre sustratos de MgO (001) mediante DC magnetron sputtering. Mostramos que la relajación ferromagnética de la película es debida a la formación de dislocaciones interfaciales y que las propiedades magnéticas en películas muy delgadas son controladas por la competencia entre las anisotropías uniaxial y cúbica.

1. Metodología experimental

Para el estudio de las propiedades magnéticas de películas delgadas ferromagnéticas, fueron depositadas películas de Fe sobre sustratos de MgO (001) obtenidos comercialmente. Los sustratos fueron sometidos al tratamiento de limpieza con ultrasonido, en baño de metanol durante 10 mins. Las películas fueron depositadas utilizando un sistema de sputtering Balzers/Pfeiffer PLS500, en la configuración vertical, o sputter-up, con distancia blanco-sustrato de 9 cm. La cámara de deposición fue mantenida a una presión de base de 1.2×10^{-7} Torr antes del sputtering, y presión de Ar de 3.3×10^{-3} Torr, durante el sputtering. 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 $\sim 1 \text{ \AA/s}$, con espesores entre 70 y 250 Å. La estabilidad de la superficie cúbica de MgO (001) y el parámetro de desacomplamiento ($\sim 3.8\%$) con relación a la red cristalina del Fe, facilitan la epitaxia de películas de Fe en un amplio rango de espesores. De esta manera es posible estudiar las propiedades de las películas y los efectos de interface a medida que el espesor de la película disminuye.

Las medidas de FMR fueron obtenidas como función de ángulo azimutal, φ , y en intervalo de frecuencias de 7.2 GHz hasta 12.3 GHz, en un espectrómetro VARIAN de banda X, empleando una cavidad cilíndrica con factor de calidad del orden de 2500. Un campo magnético homogéneo es aplicado en el plano de las películas, y modulado con un campo sinusoidal de 100 Hz. Las películas son montadas en un goniómetro que permite rotar el plano de las mismas de 0 a 360 grados.

2. Modelo fenomenológico

2.1. Campo de resonancia

El campo de resonancia es determinado a partir de la ecuación (Heinrich y Cochran, 1993):

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2 \sin^2 \theta} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \varphi} \right)^2 \right]_{\theta_0, \varphi_0}, \quad (1)$$

donde θ y φ son los ángulos polar y azimutal de la magnetización y θ_0 y φ_0 indican las posiciones de equilibrio. Esta es la condición general de la resonancia, siendo la herramienta principal en la interpretación de los datos experimentales de FMR. Las posiciones de equilibrio (θ_0 , φ_0) son determinadas a partir de las derivadas de la energía libre magnética, apropiada para cada material en estudio, y mediante las condiciones de equilibrio $\partial E / \partial \theta = 0$ y $\partial E / \partial \varphi = 0$. Para el caso de una película ferromagnética con anisotropía cúbica, en el plano (001), con constante de anisotropía magnetocristalina K_1 , constante de anisotropía uniaxial en-el-plano K_u , constante de anisotropía perpendicular K_N y magnetización M y sometido a un campo magnético H . El ángulo θ es medido con respecto a la normal a la película y los ángulos φ , φ_u y φ_H con relación al eje cúbico [100]. La energía libre magnética por unidad de volumen de esta película es (Fermin, et. al., 1999):

36

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

donde M^{eff} es una magnetización efectiva definida usualmente como $M^{\text{eff}} = 4\pi M - 2K_n/M$. Las posiciones de equilibrio de M son dadas por los ceros de las primeras derivadas de la energía con respecto a θ y φ . En el caso de películas ferromagnéticas tales como Fe, la posición de equilibrio perpendicular al plano es $\theta = \theta_0 = \pi/2$, y en el plano, es dada por la ecuación:

$$H_0 \text{sen}(\varphi_0 - \varphi_H) = -\frac{H_1}{4} \text{sen}(4\varphi_0) - \frac{H_u}{2} \text{sen}(\varphi_0 - \varphi_u) \quad , \quad (3)$$

donde $H_1 = 2K_1/M$ e $H_u = 2K_u/M$. Aplicando la ecuación de la resonancia (1) en $\theta = \theta_0 = \pi/2$ y $\varphi = \varphi_0$, obtenemos

$$\begin{pmatrix} \omega \\ \gamma \end{pmatrix}^2 = \left[H_0 \cos(\varphi_0 - \varphi_H) + \frac{H_1}{4} (3 + \cos 4\varphi_0) - H_u \text{sen}^2(\varphi_0 - \varphi_u) + 4\pi M_{\text{eff}}^2 \right] \times [H_0 \cos(\varphi_0 - \varphi_H) + H_1 \cos 4\varphi_0 + H_u \cos 2(\varphi_0 - \varphi_u)] \quad . \quad (4)$$

El campo de resonancia $H_0 = H_{\text{Res}}$, como función del ángulo en el plano (φ_H), es calculado a partir de esta ecuación, para ω fijo.

2.2. Ancho de línea

El estudio del ancho de línea de FMR es uno de los procedimientos más usados en la investigación de los mecanismos de relajación de películas delgadas magnéticas. El ancho de línea de FMR en metales masivos es debido principalmente al mecanismo de conducción y a la relajación intrínseca (Frait y Fraitová, 1980; Schreiber, et. al., 1995). En películas delgadas, otras contribuciones a ΔH deben ser consideradas. En estos sistemas, efectos de tamaño, de superficie y de interface modifican las anisotropías magnéticas y pueden

producir dispersión de los ejes locales de anisotropía (Ding y Zhu, 1994). Con esto en mente, el ancho de línea de FMR puede ser escrito en la forma

$$\Delta H = \Delta H_{inom} + \Delta H_{hom} \quad , \quad (5)$$

donde el primer término representa el ensanchamiento inhomogéneo de la línea debido a la presencia de inhomogeneidades y defectos, y el segundo termino representa el ensanchamiento homogéneo debido a los mecanismos intrínsecos y de conducción. Despreciando las propiedades dinámicas de la magnetización, la contribución de estos procesos al ancho de línea puede ser calculada mediante la expresión (Heinrich y Cochran, 1993):

$$\Delta H_{hom} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{1}{\left| \frac{\partial \omega}{\partial H_0} \right|} \frac{G}{M^2} \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} + \frac{1}{\text{sen}^2 \theta} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} \right)_{\theta_0, \varphi_0} \quad , \quad (6)$$

donde $\partial \omega / \partial H_0$ es la derivada de (4) con respecto al campo aplicado, calculada en el equilibrio. Debido al hecho de que la energía libre magnética, E , presenta simetría definida, ΔH también exhibe simetría definida con relación al ángulo del campo en el plano, φH . Calculando las derivadas de E y ω para una película con anisotropía cúbica, e introduciendo los respectivos resultados en (6), obtenemos que ancho de línea homogéneo es:

$$\Delta H_{hom} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{G}{\gamma^2 M} \frac{\omega}{|\cos(\varphi_0 - \varphi_H)|} \quad , \quad (7)$$

Esta expresión tiene mínimos cuando el campo magnético está orientado en las direcciones de simetría de la película, y máximos en ciertas direcciones intermedias, donde el amortiguamiento de la magnetización es menor. El origen microscópico de esta viscosidad es la interacción spin-órbita, que acopla los spins con la red y está contenida en el parámetro de Gilbert, G . Cuando el principal meca-

38

nismo de relajación es la dispersión electrón-fonón, el parámetro G puede ser relacionado con el factor de Landé, g , mediante (Futamoto, et. al., 1994):

$$G \propto (g - 2)^2 \quad . \quad (8)$$

Si el factor- g es anisotrópico, el parámetro de Gilbert también será anisotrópico, y el ancho de línea de FMR exhibirá una simetría diferente de $1/\cos(\varphi_0 - \varphi_H)$. La parte inhomogénea del ancho de línea de FMR, ΔH_{inom} , en la ecuación (5), es debida a las imperfecciones y defectos en la muestra. Las imperfecciones más comunes en películas delgadas, son las mosaicidades o dislocaciones interfaciales (Ambrose, et. al., 1997), que inducen dispersiones en las anisotropías. Estas son introducidas para garantizar la relajación de la película.

Un intento para entender los mecanismos de relajación en películas delgadas ferromagnéticas es considerar que, debido a la presencia de las dislocaciones interfaciales, son inducidas dispersiones de los ejes locales de anisotropía. Fenomenológicamente, ΔH_{inom} puede ser expresado como:

$$\Delta H_{\text{inom}}(\omega, \varphi_H) = \left| \frac{\partial H_{\text{eff}}}{\partial \varphi_H} \right| \Delta \varphi_H + \left| \frac{\partial H_{\text{eff}}}{\partial \varphi_u} \right| \Delta \varphi_u + \Delta H(0) \quad , \quad (9)$$

donde $H_{\text{eff}} = \omega/\gamma$, es definido en la ecuación (4), el primer término es la contribución de la dispersión angular de los ejes cristalográficos, de acuerdo con Chappert (Chuang, et. al., 1994) y el segundo término es introducido para incluir los efectos de la dispersión del eje uniaxial (Baker, et. al., 1996). $\Delta \varphi_H$ y $\Delta \varphi_u$ son las dispersiones angulares de los ejes cristalino y uniaxial respectivamente. $\Delta H(0)$ es el término independiente de la frecuencia que está relacionado con la historia térmica del material y el proceso de preparación de la muestra. Considerando la energía libre (2), para una película cúbica

orientada en el plano (001) con anisotropía uniaxial, y calculando las derivadas indicadas en la expresión (9), obtenemos que el ancho de línea inhomogéneo es

$$\begin{aligned} \Delta H_{inom}(\omega, \varphi_H) = & \left\{ \frac{\omega}{2\gamma} \text{sen}2(\varphi_0 - \varphi_H) + \left[\frac{1}{2}(4\pi M_{eff}) + \frac{1}{4}H_1 \left(1 + \frac{1}{2}\cos 4\varphi_0 - \frac{1}{2}\text{sen}8\varphi_0 \right) \right] \right. \\ & \times \text{sen}(\varphi_0 - \varphi_H) + \text{sen}(\varphi_0 - \varphi_H) [\cos 2(\varphi_0 - \varphi_H) - \text{sen}4(\varphi_0 - \varphi_H)] \frac{1}{2}H_u \left. \right\} \Delta\varphi_H \\ & + \left\{ \frac{3}{4}H_u \cos(\varphi_0 - \varphi_H) + [4\pi M_{eff} H_u + H_1 H_u \left(1 + \frac{1}{2}\cos 4\varphi_0 - \frac{1}{2}\text{sen}8\varphi_0 \right) \right. \\ & \left. + (\cos 2(\varphi_0 - \varphi_u) - 2\text{sen}4(\varphi_0 - \varphi_u)) H_u^2 / 2 \right] \frac{\gamma}{2\omega} \left. \right\} \text{sen}2(\varphi_0 - \varphi_u) \Delta\varphi_u + \Delta H(0) . \quad (10) \end{aligned}$$

Las expresiones (7) y (10) incluyen las principales contribuciones al ancho de línea de FMR de una película delgada. La expresión total es complicada y debe ser resuelta numericamente para cada posición del campo externo, H_0 .

3. Resultados y análisis

La Fig.1 muestra la dependencia angular del campo de resonancia, H_R , en 11.0 GHz, para películas de Fe/MgO (001) con espesores de 70 Å y 102 Å. La película de 102 Å presenta la simetría C4 propia del plano (001) de Fe B.C.C. La muestra con espesor de 70 Å exhibe una simetría C4 distorciónada por el efecto de un campo de anisotropía uniaxial con eje fácil a lo largo de la dirección [110] del Fe. Las muestras más gruesas presentaron un comportamiento similar a la película de 102 Å. Las líneas continuas en la Fig. 1 representan ajustes numéricos de los datos experimentales con el modelo fenomenológico descrito en la sección 2. Los parámetros de cada película obtenidos de los ajustes, son listados en la Tabla 1. En las Figs. 2(a) y 2(b) mostramos la dependencia del campo de anisotropía magnetocristalina cúbica, $H_1 = 2K_1/M$, y del campo de anisotropía uniaxial,

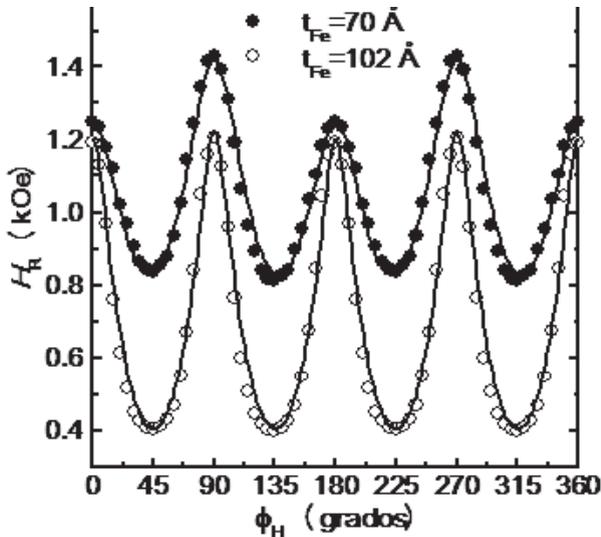


FIGURA 1. Dependencia angular del campo de resonancia para películas finas de Fe/MgO (001) con espesores de 70 Å y 102 Å. Fermin, J. R.

TABLA 1. Parámetros de FMR obtenidos de los ajustes numéricos para Fe (t_{Fe})/MgO (001) Fermin, J. R.

t_{Fe} (Å)	$4\pi M_{eff}$ (kOe)	$2K_I/M$ (kOe)	$2K_u/M$ (kOe)	$\Delta\phi_H$ (deg)	$\Delta\phi_u$ (deg)	G (GHz)
70	11.7	0.27	0.07	2.0	0.2	0.11
89	15.7	0.36	0.015	0.95	0.14	0.03
102	16.5	0.42	0.01	0.9	0.0	0.03
114	17.2	0.44	0.01	0.7	0.13	0.03
127	17.4	0.46	0.01	0.72	0.0	0.043
177	18.0	0.50	0.01	0.7	0.0	0.03
202	18.9	0.52	0.01	0.68	0.0	0.03
252	19.5	0.55	0.01	0.68	0.0	0.03

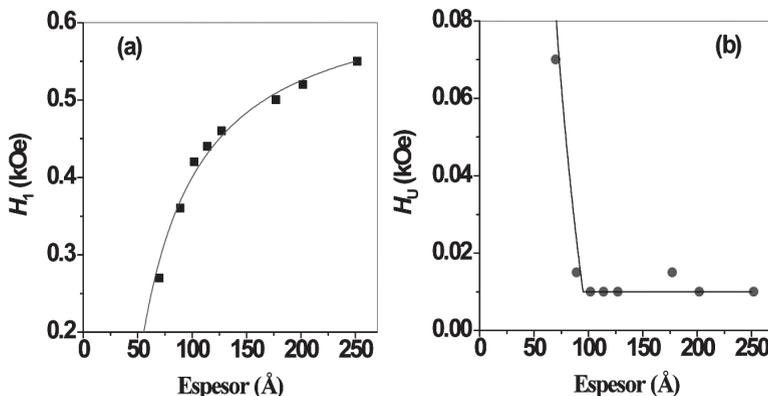


FIGURA 2. Dependencia con espesor de la película de Fe de (a) campo de anisotropía magnetocristalina y (b) campo de anisotropía uniaxial, en películas delgadas de Fe (tFe)/MgO (001). Fermin, J. R.

$H_U = 2K_U/M$, con el espesor de la película. El campo de anisotropía magnetocristalina aumenta con el espesor de la película hasta llegar a cierto valor de ~ 0.55 kOe, próximo del valor para Fe cúbico masivo. La línea continua en 5(a) representa un ajuste de acuerdo con la expresión $2K_1/M = (0.60 - 25.0/t_{Fe})$ kOe, donde el primer término es la contribución de la anisotropía cúbica del volumen y el término proporcional a $1/t_{Fe}$ es la contribución de la interface. Este tipo de dependencia es observada en películas monocristalinas ferromagnéticas (Heinrich y Cochran, 1993) e indica como la presencia de la interface afecta la anisotropía cúbica de la película. Las películas presentaron una anisotropía uniaxial, probablemente inducida por compresión debida al desacoplamiento entre los parámetros de red de la película y del sustrato. Se observa la dependencia no lineal con el espesor de la película, con una transición abrupta en torno de 100 \AA . La línea continua en la Fig. 2(b) es un ajuste mediante una función escalón del tipo

$$H_U = \frac{2K_U}{M} = \begin{cases} \left(\frac{2K_U}{M}\right)_V + \left(\frac{t_b - t_F}{t_F}\right)\left(\frac{2K_U}{M}\right)_S; & t_F < t_b \\ \left(\frac{2K_U}{M}\right)_V & ; \quad t_F \geq t_b \end{cases} \quad (11)$$

donde t_b y t_{Fe} son un espesor crítico y espesor de la película, respectivamente, el primer término de la parte superior corresponde a la contribución del volumen de la película, y el segundo término proporcional al inverso del espesor representa a la anisotropía inducida en la interface. El mejor ajuste fue obtenido usando los valores $(2K_U/M)_V = 0.010$ kOe, $(2K_U/M)_S = 0.20$ kOe y $t_b \cong 95$ Å. Este tipo de dependencias con el espesor son también observadas en estructuras epitaxiales con anisotropía inducida por relajación elástica (Gester, et. al., 1996). En este caso la anisotropía uniaxial es proporcional al estrés, ε , diferenciando la película en dos regiones: $t_{Fe} < t_C$, donde la película es sometida a fuerzas elásticas y de compresión, y el crecimiento es pseudomórfico; $t_C < t_{Fe}$, donde aparecen las dislocaciones interfaciales y el estrés no es más importante. Para películas de Fe/MgO (001), $t_C \sim 10$ Å (Frait y MacFaden, 1965). En la Fig. 2(b) podemos diferenciar más claramente la segunda región ($t_C < t_{Fe}$). Esta región es dividida en $t_C < t_{Fe} < t_b$, donde se forman las dislocaciones interfaciales y el estrés decae rápidamente, y la región de saturación, $t_{Fe} > t_b$, donde no se introducen más dislocaciones y el estrés llega al valor de saturación. Este mecanismo está relacionado con los procesos de relajación de la película y será discutido con más detalles en la discusión sobre ancho de línea de FMR.

La magnetización efectiva, $4\pi M_{eff} = 4\pi M - 2K_n/M$, en función del espesor de la película, es mostrada en la Fig.3. Se observa un incremento gradual de la magnetización efectiva con el espesor de la película, hasta ~ 19.5 kOe, próximo del valor esperado en Fe masivo (~ 22.0 kOe). Este comportamiento puede ser representado mediante la expresión $4\pi M_{eff} = 22.0 - 650/t_{Fe}$ (línea continua). Los símbolos abiertos en la Fig. 3 representan los valores del campo de anisotropía perpendicular, $2K_n/M$, extraídos de la definición de $4\pi M_{eff}$ cuyos valores son representados por los símbolos cerrados. Este resultado muestra que la magnetización de la película, es diferente de la magnetización del material masivo debido a la presencia de una anisotropía perpendicular, que decae como el inverso del espesor de la película.

El ancho de la línea, ΔH , con respecto al ángulo azimutal se muestra en la Fig. 4, para las mismas películas de la Fig. 1. La película con 102 Å exhibe la misma simetría C4 de Fe/GaAs(001), con mínimos iguales a lo largo de los ejes [100] y [110] del Fe. Esta dependencia es explicada fenomenológicamente mediante la expresión (7) del ancho de línea homogénea y el primer término en (10) que representa la contribución inhomogénea debida a la mosaicidad de la interface. La curva continua corresponde al ancho de línea calculada numericamente con estos dos términos. Obtenemos excelente concordancia entre los datos experimentales y la teoría asumiendo una dispersión angular de los ejes cúbicos, $\Delta\phi H=0.9^\circ$, del mismo orden que el valor de la mosaicidad medida por rayos x, en películas de Fe/MgO (001) crecidos por *sputtering* RF (Mühge, et. al., 1994; Goryunov, et. al., 1995). De los ajustes numéricos extraímos el valor del parámetro de Gilbert, $G=0.03$ GHz, es el valor reportado para Fe masivo.

Las películas con espesores $t_{Fe} > 102$ Å, presentaron dependencia similar con relación al ángulo azimutal. Para $t_{Fe} < 102$ Å, el ancho de línea presenta un comportamiento diferente. La anisotropía uniaxial inducida, quiebra la simetría de ΔH , introduciendo una diferencia entre los valores medidos a lo largo de los ejes [100] y [110] del Fe. Este comportamiento no puede ser más explicado asumiendo apenas relajación intrínseca (7) y dispersión angular de los ejes cúbicos, como en películas más gruesas. En este caso, es necesario asumir que el eje de anisotropía uniaxial, también presenta dispersión angular, $\Delta\phi_u$. Usando (7) y (10), calculamos numericamente el ancho de línea para cada posición del campo magnético en el plano de la película (línea continua). Obtenemos un ajuste razonable con los parámetros $G=0.11$ GHz, $\Delta\phi H \sim 2.0^\circ$ e $\Delta\phi_u \sim 0.2^\circ$. Los valores de $\Delta\phi H$ y $\Delta\phi_u$ para cada película está listado en la Tabla 1. En la Fig. 5, mostramos la variación de las dispersiones angulares, $\Delta\phi H$ y $\Delta\phi_u$, medidas en 11.0 GHz. Se observa un comportamiento del tipo $1/t_{Fe}$, indicando que las dispersiones de las anisotropías resultan de efectos de interface. Sin embargo siendo las películas epitaxiales,

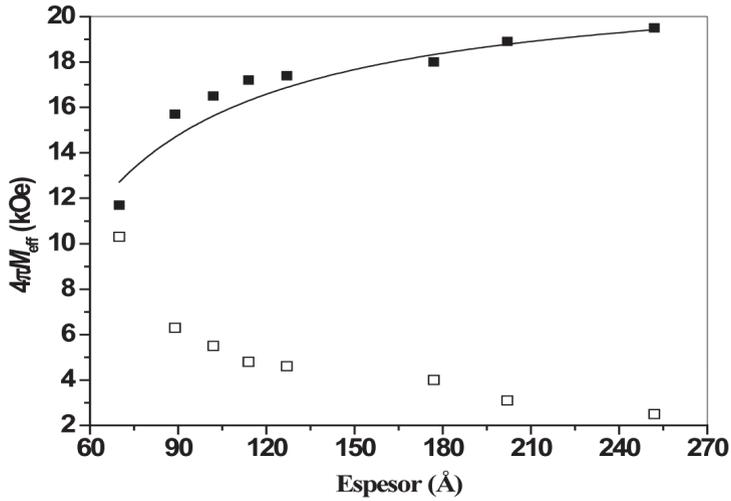


FIGURA 3. Dependencia con espesor de la magnetización efectiva de películas de Fe (tFe)/MgO (001), definida como $4\pi M_{\text{eff}} = 4\pi M - 2K_n/M$. Fermin, J. R.

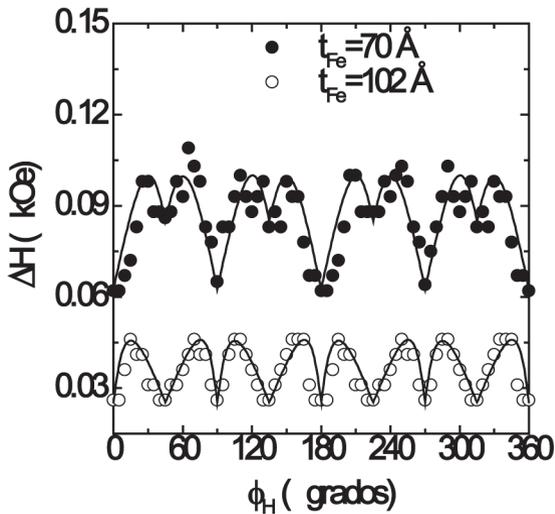


FIGURA 4. Dependencia angular del ancho de línea de FMR de películas monocristalinas de Fe (tFe)/MgO (001), para $t_{\text{Fe}} = 70 \text{ \AA}$ e 102 \AA . Fermin, J. R.

ellas exhiben una estructura de mosaicos, que consiste en rotaciones microscópicas de los planos cristalinos en torno de la normal y distribuidas a través de toda la película. Las dispersiones angulares llegan al valor de saturación cuando $t_{Fe} \sim t_b \cong 115 \text{ \AA}$. Esto muestra que en la región $70 \text{ \AA} < t < t_b$, la estructura de la interface es caracterizada por la presencia de dislocaciones interfaciales que inducen dispersiones en los ejes de anisotropía. Estas dislocaciones son esenciales para compensar el desacoplamiento entre los parámetros de red del substrato y de la película.

En la región $t_{Fe} > t_b$ ($\cong 95 \text{ \AA}$), donde la anisotropía inducida por relajación elástica llega al valor de saturación, el parámetro de red de la película es próximo del valor en Fe masivo y la película, las dislocaciones interfaciales saturan y la película se encuentra totalmente relajada. La variación del ancho de línea de FMR a 9.5 GHz, en relación al espesor de la película, está mostrada en la Fig. 6. Los símbolos sólidos corresponden a los valores medidos con el campo magnético aplicado en las direcciones [100] y [110] del Fe. Los círculos abiertos representan el ancho de línea media sobre todo el plano de la película. Se observa el comportamiento no lineal del tipo $1/t_{Fe}$ típico de los efectos de interface. Las líneas continua y punteada son calculadas a partir de una expresión del tipo (12), similar a la usada en la interpretación de la anisotropía uniaxial, donde usamos los valores $\Delta H_V = 0.025 \text{ kOe}$ y $\Delta H_S = 0.06 \text{ kOe}$ para el ancho de línea media y $\Delta H_V = 0.025 \text{ kOe}$ y $\Delta H_S = 0.02 \text{ kOe}$, cuando es medida a lo largo de los ejes [100] y [110].

$$\Delta H = \begin{cases} \Delta H_V + \left(\frac{t_b - t_{Fe}}{t_{Fe}} \right) \Delta H_S; & t_{Fe} < t_b \\ \Delta H_V & ; \quad t_{Fe} \geq t_b \end{cases} \quad (12)$$

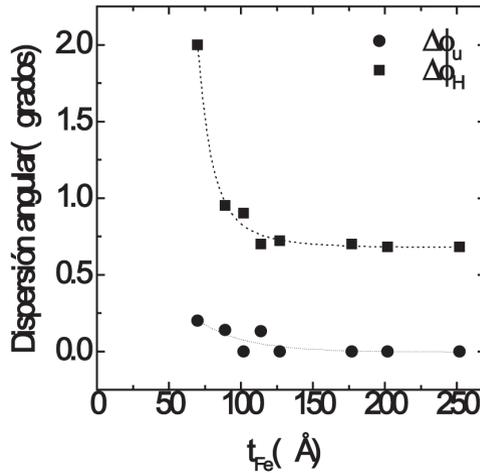


FIGURA 5. Dependencia con el espesor de las películas de Fe, de las dispersiones de los ejes de anisotropía cúbica (cuadrados) y anisotropía uniaxial (círculos), extraídos de las medidas de FMR. . Fermin, J. R.

Para ambas curvas $t_b \sim 140 \text{ \AA} > 95 \text{ \AA}$, el valor extraído de la medida de anisotropía uniaxial. Así mismo, ΔH , $\Delta\phi_H$, $\Delta\phi_u$ e $H_u = 2K_u/M$ presentan dependencia similar con el espesor de la película. Este resultado muestra que la relajación ferromagnética de las películas de Fe es debida a las dispersiones angulares de los ejes de anisotropía, inducidas a través de dislocaciones interfaciales. La dependencia de ΔH con relación a la frecuencia, medida a lo largo de los ejes [100] y [110], es mostrada en la Fig. 7, para las películas de 70 Å y 102 Å. Las líneas continuas representan ajustes numéricos de acuerdo con la expresión (12), con los parámetros en la Tabla 1 y ϕ_H fijo. El parámetro de Gilbert, G , fue ajustado hasta obtener la mejor curva teórica. De aquí, obtenemos $G \sim 0.11 \text{ GHz}$ para $t_{Fe} = 70 \text{ \AA}$ y $G \sim 0.03 \text{ GHz}$ para $t_{Fe} = 102 \text{ \AA}$. Esto indica que el parámetro de Gilbert es aproximadamente isotrópico y es afectado por las dislocaciones interfaciales. El comportamiento lineal de ΔH en $\omega > 7.0 \text{ GHz}$ es esperado en películas metálicas, donde los procesos de relajación son debidos principalmente al mecanismo de intercambio por conducción (Frait y Fraitová, 1980). Este mecanismo es válido solamente en películas

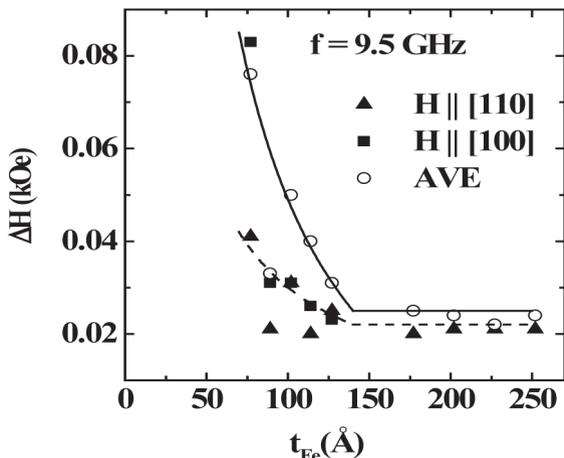


FIGURA 6. Dependencia con espesor de la película de Fe del ancho de línea de FMR, para películas delgadas de $Fe(t_{Fe})/MgO$ (001), medida a lo largo de los ejes cúbicos [100] y [110] del Fe . Fermin, J. R.

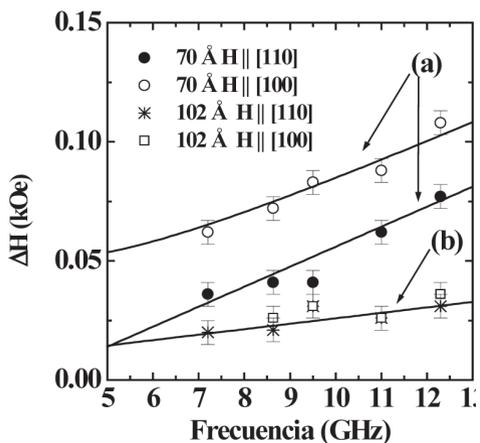


FIGURA 7. Dependencia del ancho de línea de FMR con la frecuencia, medida a lo largo de los ejes cristalinos [100] y [110] del Fe, para (a) Fe (70 Å)/ MgO (001) y (b) Fe (102 Å)/ MgO (001). Fermin, J. R.

relativamente gruesas. En películas más delgadas, la dependencia de ΔH con frecuencia, es caracterizada por una parte no lineal a frecuencias bajas, proporcional a $1/\omega$. Otro aspecto importante, es el hecho de que los valores de ΔH medidos a lo largo de los ejes cúbicos [100] y [110] del Fe, son diferentes en las películas más delgadas.

Esto también es observado en otras películas ferromagnéticas pero no existen modelos teóricos explicando el origen de este fenómeno. Fenomenológicamente, la expresión (12) produce una explicación en términos de la anisotropía uniaxial y la dispersión angular del eje uniaxial. La dispersión angular del eje uniaxial, $\Delta\varphi_u$, quiebra la degeneración del ancho de línea en los ejes cristalinos, en altas frecuencias, por un valor dado por $\delta(\Delta H) = \Delta H_{[100]} \Delta H_{[110]} \cong 3/4 H_u \Delta\varphi_u$. Con esto, explicamos también el hecho de que en películas gruesas, con anisotropía uniaxial despreciable, el ancho de línea medida a lo largo del eje [100] es igual al valor medido con el campo magnético en la dirección [110].

Concluimos entonces, que los principales procesos de relajación en películas delgadas de Fe son los mecanismos de conducción intrínsecos y las dispersiones de los ejes de anisotropía debido a la formación de dislocaciones en la interface película-substrato.

Conclusiones

En este trabajo se presentó un estudio detallado sobre las propiedades magnéticas de películas delgadas de Fe/MgO (001), fabricadas mediante la técnica de magnetron *sputtering* y caracterizadas empleando FMR tanto el campo de resonancia, H_R , y el ancho de línea, ΔH , en el plano de la película presentaron una simetría C4 con respecto al ángulo azimutal, típico de sistemas ferromagnéticos BCC. Las constantes de anisotropía magnética en las películas de Fe presentan un comportamiento 1/espesor, evidenciando fuertes efectos de interface película/substrato. La anisotropía magnetocris-

talina, K_1 , aumenta a medida que aumenta el espesor de la película hasta estabilizarse cerca del valor esperado en un cristal de Fe BCC (~ 550 - 580 Oe). Las anisotropías uniaxiales K_u y K_N , disminuyen con el espesor hasta cierto espesor crítico, encima del cual son despreciables. Las medidas de FMR nos permitieron comprobar que el espesor crítico del sistema Fe/MgO (001) es 100-120 Å.

Empleamos un modelo fenomenológico para la interpretación del ancho de línea de FMR, ΔH . Este modelo se basa en la relajación ferromagnética por conducción y por la formación de dislocaciones en la interface película/substrato. El principal efecto de estas dislocaciones interfaciales es inducir dispersiones angulares en los campos de anisotropía de la película. Son estas dispersiones las responsables del ensanchamiento de la línea ha medida que la magnetización rota de un eje fácil a un eje duro. En las películas relativamente gruesas (> 100 Å), los principales procesos de relajación son los mecanismos de conducción intrínsecos y las dispersiones angulares del campo de anisotropía cúbica. En las películas más delgadas (< 100 Å), donde la anisotropía uniaxial en el plano es importante, las dispersiones angulares del campo uniaxial también deben ser consideradas. Este nuevo efecto es el responsable por el ensanchamiento de la línea a lo largo del eje fácil del Fe a frecuencias bajas. Aunque este efecto ha sido observado anteriormente en sistemas metálicos no cristalinos, no existe una explicación teórica consistente.

Referencias

- Abanov, A., Kalatsky, A. V., Pokrovsky, V. L., and Saslow, W. M. (1995). Phase diagram of ultrathin ferromagnetic films with perpendicular anisotropy. *Phys.Rev.B*, Volumen 51 N° 2, 1023-1038.
- Ambrose, T., Summer, R., and Chien, C. (1997). Angular dependence of exchange coupling in ferromagnet/antiferromagnet bilayers. *Phys. Rev.B*, Volumen 56 N° 1, 83-86.

- Baker, A., Cerezo, A., and Petford-Long, A. (1996). Interfacial diffusion studies in Co/Pd layered films. *J. Magn. Magn. Mater.*, Volúmen 156 N° 1/3, 83-84.
- Cowburn, R., Gray, S., Ferré, J., Bland, J. A. C., and Miltat, J. (1995). Magnetic switching and in-plane uniaxial anisotropy in ultrathin Ag/Fe/Ag(100) epitaxial films. *J. Appl. Phys.*, Volumen 78 N° 12, 7210-7220.
- Chuang., D. S., Ballentine, C. A., and O'Handley, R.C. (1994). Surface and step magnetic anisotropy. *Phys. Rev.B.* Volumen 49 N° 21, 15084-15095.
- Dieny, B., Gavigan, J. P., and Rebouillat, J. P. (1990). Magnetisation processes, hysteresis and finite-size effects in model multilayer systems of cubic or uniaxial anisotropy with antiferromagnetic coupling between adjacent ferromagnetic layers. *J. Phys.: Condes. Mater.* Volumen 2 N° 1, 159.
- Ding, J., and Zhu, J. -G. (1994). Microstructure and recording properties of bicrystal disks with GaAs substrates. *IEEE Trans. Magn.* Volúmen 30 N° 6, 3978-3980.
- Fermin, J. R., Azevedo, A., de Aguiar, F. M., Li, B., and Rezende, S.(1999). Ferromagnetic Resonance linewidth and anisotropy dispersions in thin Fe films. *J. Appl. Phys.* Volumen 85 N° 10, 7316-7320.
- FlorczaK, J. M., and Dan Dahlberg, E. (1992). Magnetization reversal in Fe/GaAs (100) thin films. *J. Magn. Magn. Mater.* Volúmen 104/107 N° 1, 399-400.
- Frait, Z., and MacFaden, H. (1965). Ferromagnetic Resonance in Metals. Frequency Dependence. *Phys. Rev.* Volumen 139 N° 4A, A1173-A1181.

- Frait, Z., and Fraitová, D. (1980). Ferromagnetic resonance and surface anisotropy in iron single crystals. *J. Magn. Magn. Mater.* Volúmen 15/18 N° 2, 1081-1082.
- Futamoto, M., Suzuki, M., Inaba, N., Nakamura, A., and Honda, Y. (1994). Magnetic and recording characteristics of bicrystalline longitudinal recording medium formed on an MgO single crystal disk substrate. *IEEE Trans. Magn.* Volúmen 30 N° 6, 3975-3977.
- Gester, M., Daboo, C., Hicken, R. J., Gray, S. J., and Bland, J. A. C. (1996). Thickness-dependent in-plane magnetic anisotropy in epitaxial Fe films on GaAs substrates. *Thin Solid Films*, Volumen 275 N° 1-2, 91-94.
- Goryunov, Yu., Garif'yanov, V., Khallinlin, G. G., Garifullin, I. A., Tagirov, L. R., Schreiner, F., Mühge, Th., and Zabel H. (1995). Magnetic anisotropies of sputtered Fe films on MgO substrates. *Phys. Rev. B* Volumen 52 N° 18, 13450-13458.
- Gu, E., Bland, J. A. C., Daboo, C., Gester, M., Brown, L. M., Ploessl, R., and Chapman, J. N. (1995). Microscopic magnetization reversal processes and magnetic domain structure in epitaxial Fe/GaAs(001) films. *Phys.Rev.B* 51 N° 6, 3596-3604.
- Harp, G. R., and Parkin, S. S. P. (1996). Epitaxial growth of metals by sputter deposition. *Thin Solid Films*, Volumen 288 N° 1/2, 315-324.
- Heinrich, B., and Cochran, J. F. (1993). Ultrathin metallic magnetic films: magnetic anisotropies and exchange interactions. *Advances in Physics* Volumen 42 N° 5, 523-639.
- Heinrich, V. E. and Cox, P.A. (1994). *The Surface Science of Metal Oxides*, Primera Edición, New York: Cambrigde University Press.

- Hu, X., and Kawazoe, Y. (1995). Mean-field theory for spin-reorientation phase transitions in magnetic thin films. *Phys. Rev.B* Volumen 51 N° 1, 311-315.
- Johnson, M. T., Bloemen, P. J., den Broeder, F. J. A., and de Vries, J. J. (1996). Magnetic anisotropy in metallic multilayers. *Rep. Prog. Phys.* Volumen 59 N° 11, 1409-1430.
- Kock, A. J. H. M., and Geus, J. W. (1985). The characterization of iron surfaces. *Progress in Surface Science*, Volumen 20 N° 3, 165-272 .
- Kudrnovsky, J., Drchal, V., Turek, I., Sob, M., and Weinberg, P. (1996). Interlayer magnetic coupling: Effect of interface roughness. *Phys. Rev. B*, Volumen 53 N° 9, 5125-5128.
- Laidler, H., Hickey, B. J., Hase, T. P. A., Tanner, B. K., Schad, R., and Bruynseraede, Y. (1996). Effect of annealing on the roughness and GMR of Fe/Cr multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.*, Volumen 156 N° 1/3, 332-334.
- Lairson, B. M., Payne, A. P., Brennan, S., Rensing, N. M., Daniels, B. J., and Clemens, B. M. (1995). **In situ** x-ray measurements of the initial epitaxy of Fe(001) films on MgO(001). *J. Appl. Phys.*, Volumen 78 N° 7, 4449-4455.
- Lawler, J. F., Schad, R., Jordan, S., and van Kempen, H. (1997). Structure of epitaxial Fe films on MgO(100). *J. Magn. Magn. Mater.*, Volumen 65 N° 1/3, 224-226.
- Morozov, A. I., and Sigov, A. S. (1997). Roughness of layer interfaces and phase diagram of magnetic multilayer structures. *Phys. Solid State*, Volumen 39 N° 7, 1104-1107.
- Mühge, Th., Stierle, A., Metoki, N., Zabel, H., and Pietsch, U. (1994). Structural properties of high-quality sputtered Fe

films on $\text{Al}_2\text{O}_3(1120)$ and $\text{MgO}(001)$ substrates. *Appl. Phys. A*, Volumen 59 N° 6, 659-665.

Nowak, J. (1992). Magnetic hysteresis in thin ferromagnetic films. *J. Appl. Phys.*, Volumen 72 N° 4, 1490-1494.

Palasantzas, G. (1997). Roughness effects on the thermal stability of thin films. *J. Appl. Phys.*, Volumen 81 N° 1, 246-250.

Politi, P. (1998). Domain structures in ultrathin magnetic films. *Comments Cond. Mat. Phys.*, Volumen 18 N° 1, 191-221.

Prinz, G. A. (1994). *Ultrathin Magnetic Structures II*, Primera Edición, Berlin: Springer Eds.

Salvietti, M., Ferro, P., Moroni, R., Canepa, M., and Mattera, L. (1997). Surface magnetism of an ultrathin Fe/Ag(100) film: influence of O_2 and CO adsorption. *Surf. Sci.* Volumen 377 N° 1, 481-486.

Schreiber, F., Pflaum, J., Frait, Z., Mühge, Th., and Pelzl, J. (1995). Gilbert damping and g-factor in $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ alloy films. *Solid State Commun.*, Volumen 93 N° 1, 965-968.

Slonczewski, J. C., and Middelhoek, S. (1965). Energy of walls in thin magnetic double permalloy (NiFe) films. *Appl. Phys. Lett.*, Volumen 6 N° 7, 139-140.

Tustison, R. W., Varitimos, T., Van Hook, J., and Schloemann, E. (1987). Epitaxial Fe films on (100)GaAs substrates by ion beam sputtering. *Appl. Phys. Lett.*, Volumen 51 N° 4, 285-287.

Ustinov, V. V., Kirillova, M. M., Lobov, I. D., Maevskii, V. M., Makhnev, A. A., Minin, V. I., Romashev, L. N., Dehl, A. K., Semerikov, A. V., and Shreder, E. I. (1996). Magneto-optical

study of the non-collinear magnetic structure of Fe/Cr superlattices. *J. Magn. Magn. Mater.*, Volumen 156 N° 1, 179-180.

Zhang, G. M., and Yang, C. Z. (1995). Phase transitions in Ising ferromagnets with biquadratic exchange interactions. *Phys. Rev. B*, Volumen 51 N° 6, 3605-3609.