

Desarrollo de set-up experimental para mediciones de magnetoimpedancia

J.M. Silveyra*, J.M. Conde Garrido

Lab. de Sólidos Amorfos, INTECIN, Fac. de Ingeniería, Universidad de Buenos Aires-CONICET, Buenos Aires, Argentina
e-mail: jsilveyra@fi.uba.ar

Recibido 12/12/2011; aprobado 30/05/2012

En este trabajo se explica el efecto de magnetoimpedancia y se presenta un sistema completamente automatizado desarrollado para medir dicha propiedad en cintas e hilos ferromagnéticos. La celda de medición diseñada es robusta, versátil, simple y económica. Los equipos utilizados –fuente de corriente y amplificador *lock-in*– están disponibles comerciales y totalmente controlados por una computadora mediante una placa GPIB. El software fue desarrollado en la plataforma LabVIEW. Las mediciones se presentan en el panel de control en tiempo real y se almacenan en un archivo.

Palabras Claves: magnetoimpedancia, materiales magnéticos blandos, LabVIEW, propiedades magnéticas.

In this work, the magnetoimpedance effect is described and a fully automated system is developed to measure it in ferromagnetic films and wires. The designed measuring cell is robust, versatile, neat and cheap. The equipments used –power supply and lock-in amplifier– are commercially available and completely controlled by a computer through a GPIB board. The software was developed in LabVIEW platform. The measurements results appear in the control panel in real time and are stored in a file.

Key Words: magnetoimpedance, soft magnetic materials, LabVIEW, magnetic properties.

I. INTRODUCCIÓN

El fenómeno llamado efecto de magnetoimpedancia (MI) consiste en el cambio de la impedancia compleja, $Z = R + jX$ (R y X son la resistencia y la inductancia, respectivamente), de un material conductor ferromagnético cuando se le hace circular una corriente alterna, $i_{ac}(t) = \sqrt{2} i_{ac\ rms} \cos(2\pi f t)$, y al mismo tiempo se le aplica un campo magnético cuasiestático, H_{dc} , coaxial. Se denomina MI al cambio relativo,

$$\frac{\Delta|Z|}{|Z|} = \frac{|Z(H_{dc}) - |Z(H_{dc\ máx})|}{|Z(H_{dc\ máx})|} \times 100\% \quad (1)$$

donde $H_{dc\ máx}$ es generalmente el campo externo aplicado suficiente como para saturar la impedancia. En la práctica, el campo máximo que se aplica está determinado por el equipamiento experimental utilizado. Algunos investigadores utilizan en su lugar $H=0$ en la ecuación (1), aunque está definición no es muy apropiada ya que el valor de $Z(0)$ depende del estado de remanencia magnética del material.

La corriente i_{ac} genera un campo alterno, $H_{ac}(t) = \sqrt{2} H_{ac\ rms} \cos(2\pi f t)$, transversal a su dirección de circulación, que magnetiza a la muestra en dicha dirección. Si además se aplica un campo externo, H_{dc} , coaxial a la cinta (o hilo), se tienen dos campos superpuestos que modifican el estado magnético de la muestra: un campo H_{dc} cuasiestático, longitudinal y uniforme en el volumen de la muestra y otro H_{ac} alterno, perpendicular y no uniforme en la sección de la muestra debido al efecto *skin* (Fig. 1).

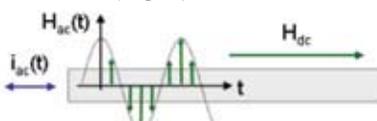


Figura 1. Esquema de cinta o hilo en presencia de un campo magnético H_{dc} coaxial, por la que circula una corriente $i_{ac}(t)$, que a su vez genera un campo $H_{ac}(t)$.

II. ANTECEDENTES

El efecto MI fue descubierto y explicado en 1935 por Harrison *et al.* [1-2] mas fue luego fue olvidado por muchos años porque aún no se habían desarrollado tecnologías de fabricación de materiales con MI que garantizaran una respuesta reproducible.

En 1975, Landau y Lifshitz describieron teóricamente la dependencia de la impedancia de una muestra cilíndrica homogénea sometida a un campo magnético externo aplicado a lo largo de su eje [3].

En 1991, Makhotkin *et al.* lograron desarrollar un sensor de campos magnéticos débiles con una cinta amorfa FeCoSiB como transductor, cuya operación se basó en el principio de MI [4]. Sin embargo, los autores de este trabajo, avocados al desarrollo de un prototipo específico, no usaron el término de “magnetoimpedancia”. Tampoco se introdujo el término en los primeros trabajos del grupo de Mohri [5], sino que se lo describió como magnetoinductancia. Este grupo fue el precursor del redescubrimiento del fenómeno en 1994 [6-7], cuando fue finalmente acuñado como “efecto de magnetoimpedancia”. Este efecto es inherente a todos los conductores magnéticos, pero es notorio solo bajo ciertas condiciones [8-9].

La introducción del término magnetoimpedancia gigante (GMI, *giant magnetoimpedance*) se deba probablemente a la intención de enfatizar los altos valores alcanzados de MI y a una analogía con el efecto de magnetorresistencia gigante (GMR, *giant magnetoresistance*) –aunque el origen de ambos fenómenos es distinto.

La creciente cantidad de publicaciones basadas en el efecto MI está relacionada con las numerosas aplicaciones potenciales. Los materiales que presentan MI pueden emplearse como transductores de cualquier magnitud que pueda afectar la permeabilidad

transversal, tales como campos magnéticos, corrientes, tensiones de tracción-compresión o torsión, etc.

Asimismo, este fenómeno es una herramienta poderosa para la investigación de las propiedades magnéticas intrínsecas y extrínsecas de los materiales magnéticos blandos. El análisis de las curvas $\Delta Z/Z$ vs H_{dc} y $\Delta Z/Z$ vs f puede brindar información acerca de anisotropías e histéresis y aportar indicios sobre la estructura de dominios y la dinámica de magnetización. En condiciones de efecto *skin* intenso permite, además, evaluar propiedades superficiales generalmente ocultas por las propiedades de volumen.

Para el caso de una cinta ferromagnética de espesor $2t$, ancho b y longitud L bajo las condiciones $b \gg 2t$ y $t \gg \delta$, la impedancia se puede definir como $Z = R_{dc} jkt \cot(jkt)$, donde R_{dc} es la resistencia dc y $k = (1+j)/\delta$ [10]. La profundidad de penetración (*skin penetration depth*) $\delta = \sqrt{\rho/(\pi f \mu_1)}$, es la profundidad a la cual la densidad de corriente ac se reduce al 37% de la de la superficie [11] y ρ es la resistividad del material. Operando, se puede llegar a la siguiente expresión de la impedancia: $Z = L(1+j)\sqrt{\pi \rho f \mu_1}/b \cot(kt)$.

III. MODELOS TEÓRICOS

A continuación se describen dos modelos teóricos para la explicación del fenómeno; en el primero se considera que el mecanismo de magnetización es únicamente por rotación de dominios, mientras que el segundo, propuesto por Chen *et al.* [13], tiene en consideración los desplazamientos de paredes de dominios a H_{dc} bajos.

Modelo clásico

El modelo clásico supone que la magnetización debida a la circulación de i_{ac} se produce por rotación de la magnetización. Es aplicable cuando la muestra presenta una anisotropía longitudinal bien definida o cuando la densidad de paredes de dominio es muy elevada. En estos casos, el campo H_{dc} creado por i_{ac} hace que la magnetización rote alrededor del eje fácil.

El efecto se puede interpretar en términos de la variación de la permeabilidad magnética transversal, μ_t , en cintas o de la permeabilidad circular, μ_ϕ , en hilos con H_{dc} . En principio, al aplicar un H_{dc} coaxial a la cinta (perpendicular a i_{ac}), μ_t disminuye provocando que aumente δ . Como resultado, disminuye la componente resistiva de la impedancia. Por otro lado, el decrecimiento de μ_t disminuye también la componente imaginaria de la impedancia, ya que la inductancia del material es proporcional a la permeabilidad [10]. La curva de Z vs H es de tipo pico.

Modelo de desplazamiento de paredes

Cuando la muestra presenta una anisotropía transversal, el material no es uniforme. La curva de histéresis cuasiestática transversal muestra un codo o *kink* a un campo H_k y el máximo de MI ya no se halla a $H=0$ sino a $H \sim H_k$. Por lo tanto, al medir $\Delta Z/Z$ desde un

campo máximo negativo hasta un campo máximo positivo, se obtiene una curva de doble pico.

Para $H_{dc}=0$, la permeabilidad transversal se debe únicamente al desplazamiento de paredes de dominio y tiene un valor bajo (Fig. 2a). Al aumentar H_{dc} , la magnetización de los dominios se acerca a la orientación de H_{dc} (longitudinal), por lo que la permeabilidad transversal debida al desplazamiento de paredes va disminuyendo y la asociada a la rotación de la magnetización va aumentando hasta que $H_{ac}=H_k$, donde la permeabilidad total alcanza un máximo y la muestra se encuentra con una anisotropía neta mínima (Fig. 2b). A partir de allí, la magnetización está alineada con el eje de la cinta, la permeabilidad se debe a la rotación de la magnetización y Z decrece en función de $\sqrt{H_{dc} - H_k}$ de acuerdo con el modelo clásico (Fig. 2c).

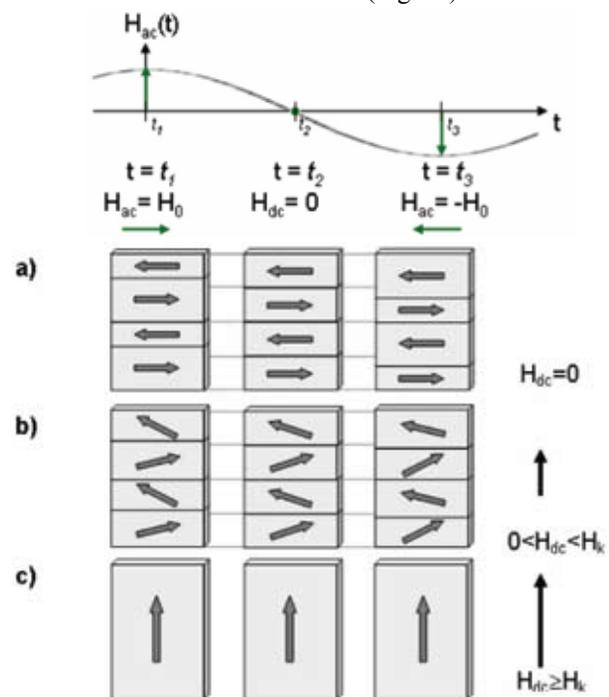


Figura 2. Esquema del modelo de desplazamiento de paredes. En la parte superior de la figura se grafica la variación de H_{ac} en el tiempo. En la parte inferior se representan los dominios magnéticos de la cinta de acuerdo con el campo $H_{ac}(t)$ en t_1 , t_2 y t_3 para tres casos de campo dc aplicado: a) $H_{dc}=0$: desplazamiento de paredes, b) $0 < H_{dc} < H_k$: disminuye el desplazamiento de paredes y aumenta la rotación de la magnetización, c) $H_{dc} \geq H_k$: rotación de la magnetización (figura modificada de [14]).

IV. DESARROLLO

Se ha desarrollado un set-up de medición automatizado por un software programado en plataforma LabVIEW y conexiones GPIB entre los equipos utilizados y una computadora.

El set-up emplea la configuración convencional de medición de MI longitudinal (ver esquema en la Fig. 3). Permite medir la magnitud de la impedancia y las componentes óhmica y reactiva de una muestra por la que circula una corriente alterna i_{ac} controlada y en presencia de un campo magnético orientado

coaxialmente. El rango de posibles frecuencias de i_{ac} es 100 Hz – 2 MHz.

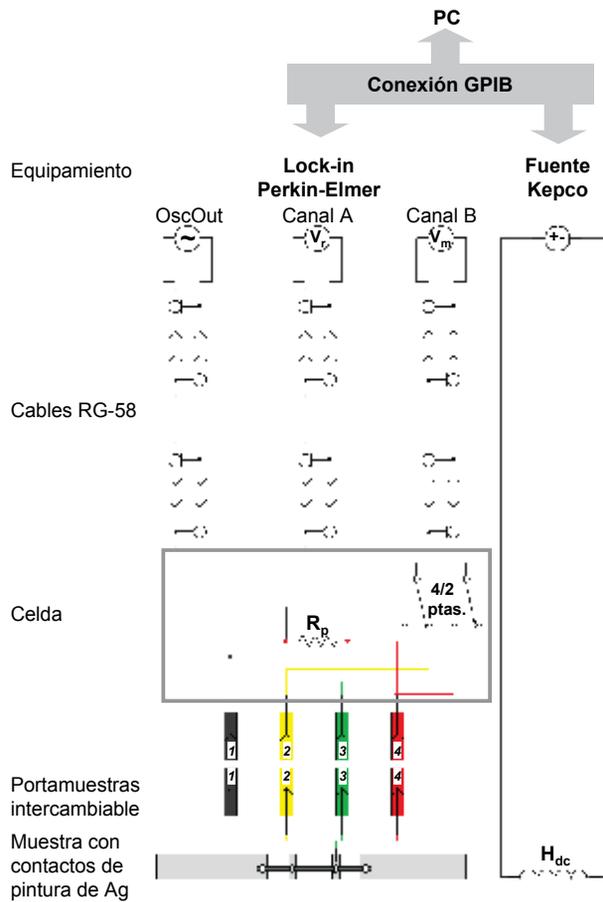


Figura 3. Esquema del sistema de medición de MI.

Las cintas son colocadas sobre soportes portamuestras intercambiables (ver Fig. 3 y 4). Los contactos eléctricos son realizados con pintura de plata. El portamuestras se conecta a una celda mediante cables multifilares de cobre. Dicha celda, que contiene y protege el circuito, permite optar entre realizar la medición a 2 ó 4 puntas. Los cables conectores de alimentación y medición entre la celda y el lock-in son cables RG-58 de una longitud suficientemente corta como para medir en el rango de lo que se conoce como “bajas frecuencias” y poder utilizar la “teoría de circuitos” en lugar de la “teoría de transmisión de línea” [8] [10] [12].

El campo magnético externo H_{dc} es generado por un solenoide coaxial a la muestra –refrigerado por coolers para evitar su excesivo calentamiento– conectado a una fuente de corriente KEPSCO. El sistema puede aplicar un paso mínimo de campo $K_I \times 12$ mA (donde K_I es la constante del solenoide). Para lograr una distribución óptima de puntos de la curva $\Delta Z/Z$ vs H_{dc} , se aumenta el paso siguiendo una ley de potencia a medida que incrementa el valor absoluto de H_{dc} . Para observar posibles procesos histeréticos, las mediciones se realizan primero para un campo magnético decreciente desde el máximo campo positivo hasta el máximo negativo y luego para un campo magnético creciente.



Figura 4. Sistema de medición de MI.

Como se trabaja con materiales magnéticos muy blandos, para evitar la influencia del campo magnético terrestre, la muestra se coloca en dirección perpendicular a éste. Aún así, es posible que persista alguna componente no compensada del campo terrestre y/o del laboratorio (*bias field*) que solo se podría corregir por completo utilizando bobinas de Helmholtz en tres ejes.

Entre los contactos 1 y 4 se aplica una corriente alterna sinusoidal i_{ac} con el oscilador de tensión de un amplificador lock-in marca Perkin-Elmer. El valor eficaz de la corriente es determinado mediante la caída de tensión eficaz $V_{r_{rms}}$ que el mismo equipo mide a través de una resistencia patrón R_p conectada en serie con la muestra. Para cada punto de medición, se varía la amplitud de la señal del oscilador para ajustar $i_{ac_{rms}}$ al valor constante fijado siguiendo un procedimiento de convergencia optimizado por aproximaciones sucesivas. La magnitud elegida proviene de la solución de compromiso de tener una buena sensibilidad de medición y de prevenir un calentamiento de la muestra por efecto Joule. Entre los contactos 2 y 3 (en el caso de trabajar a 4 puntas, caso contrario, entre los contactos 1 y 4) el lock-in mide la caída de tensión eficaz compleja $V_{m_{rms}}$ y el programa calcula Z a través de la ley de Ohm generalizada:

$$Z = Rm + j X_m = R_p \frac{(V_{m'_{rms}} V_{r'_{rms}} + V_{m''_{rms}} V_{r''_{rms}})}{(V_{r'_{rms}})^2 + (V_{r''_{rms}})^2} + j R_p \frac{(V_{m''_{rms}} V_{r'_{rms}} - V_{m'_{rms}} V_{r''_{rms}})}{(V_{r'_{rms}})^2 + (V_{r''_{rms}})^2} \quad (2)$$

(nota: como la caída de tensión sobre una resistencia no tiene componente imaginaria, $V_{r''_{rms}} = 0$).

Todos los datos de entrada necesarios se ingresan en el panel de control del software y los datos de salida se observan en el mismo en tiempo real y se obtienen en formato txt. También se obtienen gráficos en tiempo real y se guarda automáticamente una imagen en formato

bmp de la ventana del programa, donde se pueden ver los datos de entrada ingresados y los gráficos obtenidos. Se pueden realizar mediciones en función tanto del campo aplicado H_{dc} como de la frecuencia f de la corriente ac que pasa por la muestra (para este último caso, el paso de frecuencia para las mediciones es en escala logarítmica, por ser esta la que se utiliza generalmente para la representación de los resultados). Además, es posible programar una secuencia de varios ciclos de mediciones bajo diferentes condiciones (barridos en frecuencia a campo constante, barridos en campo a frecuencia constante, cantidad de puntos, etc.).

V. APLICACIÓN

En la Fig. 5 se muestra el panel de control que se obtuvo al medir a temperatura ambiente una cinta nanocristalina de composición $Fe_{73.5}Si_{13.5}B_9Nb_3Cu_1$ de $\sim 20 \mu m$ de espesor, $\sim 1 mm$ de ancho y $\sim 5 cm$ de longitud. Para ello se aplicó una corriente de $4,000 \pm 0,006 mA$ de valor eficaz y una frecuencia de $500.000 Hz$ constante. El campo magnético dc fue variable, alcanzando un máximo de $\pm 15.026 A/m$. La curva $\Delta Z/Z$ vs H_{dc} obtenida en tales condiciones fue de doble pico, revelando la presencia de una anisotropía transversal. La MI máxima fue de $\sim 6\%$ a un $H \sim 1000 A/m$, mientras que a $H_{dc} = 0 A/m$ se midió un MI de $4,25\%$. A $15.026 A/m$, la cinta pareciera todavía no haber saturado completamente.

VI. CONCLUSIONES

Se ha presentado el efecto de magnetoimpedancia describiendo sus antecedentes históricos, los orígenes del fenómeno y las aplicaciones, tanto para transductores de sensores, como para herramienta de investigación de conductores ferromagnéticos. Luego se ha reportado el desarrollo de una celda de medición de

magnetoimpedancia automatizada exponiendo, a modo de ejemplo, los resultados de una cinta base Fe.

Agradecimientos

Los autores agradecen a Victoria Cremaschi, Galina Kurlyandskaya y Javier Moya por sus aportes. El trabajo fue financiado por subsidios CONICET y UBA.

Referencias

- 1 - E.P. Harrison, G.L. Turney, H. Rowe, Nature, **135**, 961 (1935).
- 2 - E.P. Harrison, G.L. Turney, H. Rowe, H. Gollop, Proc. Roy. Soc., **157**, 451-479 (1936).
- 3 - L.D. Landau, E.M. Lifshitz, in "Electrodynamics of Continuous Media", Ed. Pergamon, New York (1975).
- 4 - V.E. Makhotkin, B.P. Shurukhin, V.A. Lopatin, P.Yu. Marchukov, Yu.K. Levin, Sensors and Actuators A, **17**, 759-762 (1991).
- 5 - K. Mohri, T. Kohzawa, K. Kawashima, T. Uchiyama, IEEE Trans. Magn., **28**, 3150-3152 (1992).
- 6 - L.V. Panina, K. Mohri, Appl. Phys. Lett., **65**, 1189-1191 (1994).
- 7 - R.S. Beach, A.E. Berkowitz, Appl. Phys. Lett., **64**, 3652-3654 (1994).
- 8 - G.V. Kurlyandskaya, D. de Cos, S.O. Volchkov, Russian Journal of Nondestructive Testing **45**, 377-398 (2009).
- 9 - A. García-Arribas, A. Saad, I. Orue, G.V. Kurlyandskaya, J.M. Barandiarán, J.A. García, Sens. & Actuators, **129**, 275-278 (2004).
- 10 - M.-H. Phan, H.-X. Peng, Progress in Mater. Sci., **53**, 323-420 (2008).
- 11 - P. Jantaratana, C. Sirisathitkul, IEEE Trans. Magn., **42**, 358-362 (2006).
- 12 - L. Brunetti, M. Coisson, P. Tiberto, F. Vinai, J. Magn. Mater., **249**, 310-314 (2002).
- 13 - D.X. Chen, J.L. Muñoz, A. Hernando, M. Vázquez, Phys. Rev. B **57**, 10699-10704 (1998).
- 14 - A. Saad, Tesis de doctorado (2004).

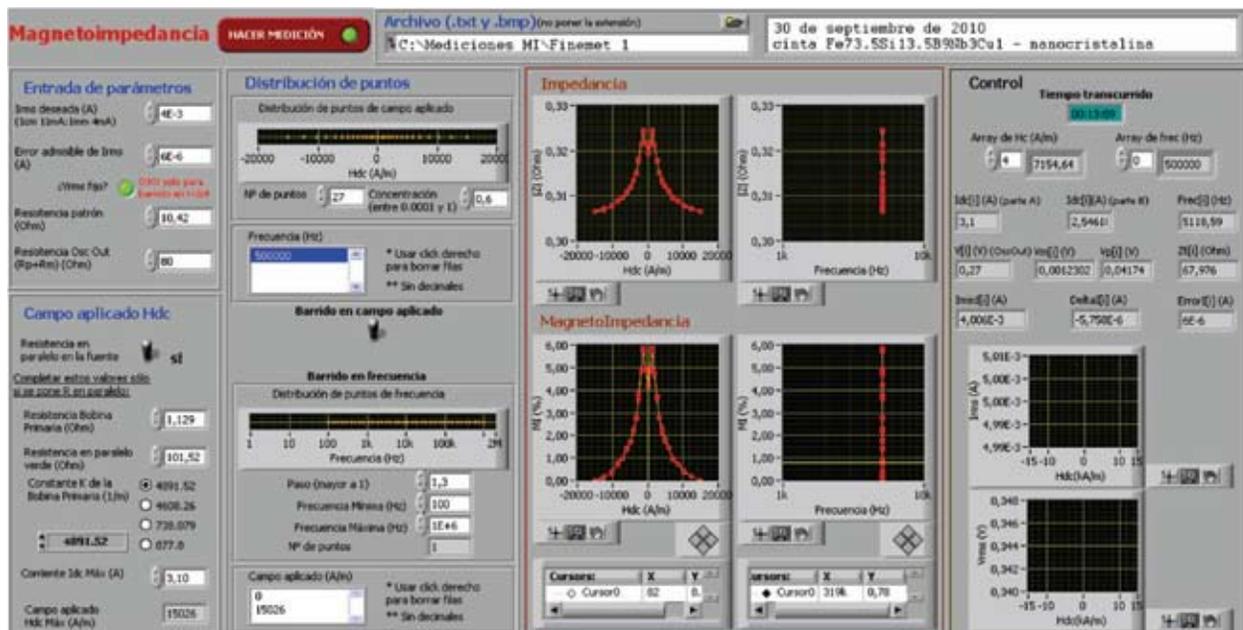


Figura 5. Panel de control del programa desarrollado en LabVIEW.