

2 ejm



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

EFFECTO DE LA TENSION SOBRE HILOS FERROMAGNETICOS AMORFOS DE MAGNETOSTRICCION NEGATIVA.

T E S I S QUE PARA OBTENER EL TITULO DE F I S I C A P R E S E N T A : MARIA TERESA / GONZALEZ SANCHEZ



DIRECTOR DE TESIS DR. RAFAEL VALENUELA MONJARAS.



TESIS CON FALLA DE ORIGEN

265884



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

M. en C. Virginia Abrín Batule
Jefe de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo de Tesis: Efecto de la Tensión Sobre Hilos Amorfos Ferromagnéticos de Magnetostricción Negativa.

realizado por MARIA TERESA GONZALEZ SANCHEZ

con número de cuenta 8006192-2 , pasante de la carrera de FISICA

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis	
Propietario	DR. RAUL ALEJANDRO VALENZUELA MONJARAS
Propietario	DR. JOSE MANUEL SANIGER BLESA
Propietario	DR. ALIPIO GUSTAVO CALLES MARTINEZ
Suplente	M. EN C. VIVIANNE MARQUINA FABREGA
Suplente	DR. ALFONSO HUANOSTA TERA

Consejo Departamental de Física
DR. ROBERTO ALEJANDRO RUELAS MAYORGA



FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FISICA

AGRADECIMIENTOS

Al Dr. Raúl Alejandro Valenzuela Monjaras, por permitirme trabajar dentro de su grupo de investigación y brindarme su tiempo en la dirección de este trabajo.

Al Físico Esteban Amano Toyomoto, por sus valiosos consejos para llevar a cabo la parte experimental de esta tesis.

A Karín García, por su amistad, su ayuda para realizar la parte experimental y sus importantes opiniones durante el desarrollo de este trabajo

A la M. en C. Ma. del Pilar Gutiérrez Amador por su amistad y sus valiosas sugerencias para la mejor presentación de este material.

Al Instituto de Investigación en Materiales, donde me proporcionaron todo lo necesario para realizar y concluir este proyecto.

Mi especial agradecimiento a la D. G. A. P. A., por el apoyo brindado para la realización de este trabajo de tesis a través del proyecto INI00996.

A la Facultad de Ciencias (UNAM) por la formación recibida.

DEDICATORIA

A mis padres:

Pedro González y Catalina Sánchez
Por darme la vida, el mejor de los ejemplos y un apoyo incondicional en todo momento.

A mis hermanas y hermanos:

Ma. de Lourdes, Catalina, Pedro, Raúl, Alejandro y José Luis
Por ser como son.

A mi esposo:

Pedro González Vega
Por su amor, su respeto y comprensión.

A mis sobrinos:

Arturo, Lilibian, José Luis, Lesli, Viridiana y Pedro Antonio

A mis amigos:

Eva, Araceli, Angeles, Hugo, Simón Gabriel y Felipe
Quienes me dieron su consejo y su ayuda siempre.

A todas aquellas personas, familiares, profesores, investigadores y compañeros de trabajo que de alguna manera han intervenido en mi desarrollo profesional.

ÍNDICE

	<i>PÁGINA</i>
INTRODUCCIÓN	1
CAPÍTULO 1	2
Propiedades magnéticas de la materia	2
Materiales sin orden magnético	3
Materiales con orden magnético	4
Propiedades de materiales ferromagnéticos	9
Curva de magnetización e histéresis	17
Bibliografía	20
CAPÍTULO 2	21
Hilos ferromagnéticos amorfos	21
Obtención de hilos ferromagnéticos amorfos	21
Propiedades magnéticas de hilos ferromagnéticos amorfos	23
Magnetoimpedancia en hilos	25
Referencias	27
CAPÍTULO 3	28
Espectroscopia de impedancias	28
Espectroscopia de inductancias	32
Referencias	39
CAPÍTULO 4	40
Técnica experimental	40

CAPÍTULO 5 43

Resultados	43
Referencias	54

CAPÍTULO 6 55

Discusión	55
Referencias	62

CAPÍTULO 7 63

Conclusiones	63
--------------	----

INTRODUCCIÓN

Los hilos ferromagnéticos suaves poseen propiedades físicas impresionantes, principalmente causadas por su peculiar sistema de fabricación.

Como resultado de la técnica de templado por rotación en agua, los hilos amorfos poseen una distribución de tensiones internas bien definidas, mismas que determinan la estructura de dominios y su respuesta magnética ante un pequeño campo aplicado. Se observa además, que en materiales ricos en Fe, se presenta una biestabilidad magnética espontánea y en materiales a base de cobalto, una baja magnetostricción.

Un aspecto que se está considerando de gran importancia para las aplicaciones de los hilos amorfos, es su respuesta en impedancia cuando se somete a corrientes alternas de altas frecuencias. Este efecto, conocido como **magnetoimpedancia (MI)**, ha despertado gran interés tanto en el ámbito teórico como en las aplicaciones tecnológicas.

Si bien, el efecto de la magnetoimpedancia tiene un origen electromagnético¹, es difícil explicar la compleja respuesta magnética de la configuración de dominios ante la excitación externa. Por lo tanto, el estudio de la influencia de agentes externos sobre la MI, es fundamental para aclarar los mecanismos básicos de este fenómeno, así como también para diseñar mejor las aplicaciones que se le pueden dar al material.

En este trabajo de tesis se hace un estudio de la forma en que es afectada la MI en hilos ferromagnéticos amorfos ricos en cobalto, cuando se les aplica una tensión en la dirección axial. Para su análisis se utiliza la técnica de espectroscopia de inductancias. Los resultados muestran como los procesos de magnetización reversible se amortiguan con la tensión y por el contrario, los procesos de magnetización irreversible se incrementan con un esfuerzo de tensión

¹ Beach R. S. and Berkowitz A. E., *Appl. Phys. Lett.* 64, 3642, 1994.

Capítulo 1

Propiedades magnéticas

Las características magnéticas de la materia por muchos años han mantenido el interés de físicos, químicos e ingenieros y en la actualidad el uso de sistemas magnéticos para grabación, ha hecho posible un gran avance en el campo de la investigación en nuevos materiales magnéticos.

Propiedades magnéticas de la materia.

Los diferentes vectores que representan las propiedades magnéticas de la materia son: la inducción o excitación magnética **B**, el campo magnético **H** y la magnetización **M**.

La relación que se establecen entre la inducción magnética **B** y el campo magnético **H** en el vacío es:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \dots\dots\dots(1.1)$$

μ_0 es la permeabilidad del vacío; $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$.

Al aplicar un campo externo **H** en un medio material, por ejemplo un sólido, se produce una magnetización **M**, definida como el número de momentos magnéticos por unidad de volumen presentes en el material. Entonces la inducción magnética quedará descrita por:

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \dots\dots\dots(1.2)$$

Como la magnetización **M** es inducida por el campo externo **H**, se puede considerar que en una primera aproximación que **M** y **H** son cantidades proporcionales:

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H} \dots\dots\dots(1.3)$$

Donde χ esta definido como la susceptibilidad magnética

Sustituyendo esta ecuación en (1) se tiene para **B**

$$\mathbf{B} = \mu_0 (1 + \chi) \mathbf{H} \dots\dots\dots(1.4)$$

Nuevamente se tiene que **B** y **H** son proporcionales entre sí:

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \dots\dots\dots(1.5)$$

Definiendo a $\mu_r = \mu_0 (1 + \chi)$ cómo la permeabilidad relativa, se puede re-escribir a la susceptibilidad en términos de la permeabilidad relativa como:

$$\chi = (\mu_r - 1) \dots \dots \dots (1.6)$$

La forma más natural de clasificar los materiales magnéticos es a través de la respuesta del material ante la intensidad y la dirección de un campo magnético **H** aplicado externamente. Esta respuesta está caracterizada por la relación de susceptibilidad, ecuación (1.3).

En general la susceptibilidad es una función de **H** y la temperatura **T**. Para materiales isotropicos **M** y **H** son vectores paralelos y χ es un escalar. Para materiales anisotrópicos **M** y **H** no son necesariamente paralelos y χ es entonces un tensor de segundo orden.

Dependiendo del valor y del signo de la susceptibilidad magnética los materiales se clasifican generalmente en cinco categorías: diamagnéticos paramagnéticos; ferromagnéticos; antiferromagnéticos; ferrimagnéticos y actualmente se considera una sexta categoría, la cual reúne a los materiales de ordenamientos magnéticos complicados con estructuras semejantes a hélices espirales o sombrillas entre otras.

Materiales sin orden magnético

Diamagnéticos

Los materiales diamagnéticos no poseen dipolos magnéticos permanentes y debido a ello sus efectos magnéticos son muy débiles.

Cuando se coloca un material diamagnético, en presencia de un campo magnético **H**, la velocidad angular de los electrones se altera y el estado orbital cuántico de los electrones es modificado por la fuerza magnética.

La variación del movimiento orbital de los electrones produce un momento magnético local que es opuesto al campo aplicado **H**, de acuerdo con la ley de Lenz.

La magnetización **M** resulta por lo tanto negativa y en consecuencia la susceptibilidad magnética de los materiales diamagnéticos será negativa $\chi = -M/H$.

El cambio en los momentos magnéticos es pequeño y del orden de -1×10^{-7} a -2×10^{-6} . Los superconductores son diamagnéticos perfectos con $\chi = -1$.

Paramagnéticos

Las sustancias paramagnéticas poseen espines electrónicos desapareados.

En ausencia de un campo externo H , sus espines se orientan aleatoriamente por lo cual su magnetización resultante es cero. A una temperatura finita T , cada átomo tiene una energía térmica aproximadamente igual a kT .

Para alinear a los espines en una dirección preferente, se necesita aplicar un campo externo H el cual debe ser fuerte para vencer la agitación térmica.

Por tal razón, la magnetización total M en un material paramagnético se debe a la alineación de los espines con respecto a la dirección del campo H , siendo por lo tanto positiva y en consecuencia χ también; más aún χ es altamente dependiente de H y T . (Figura 1.1)

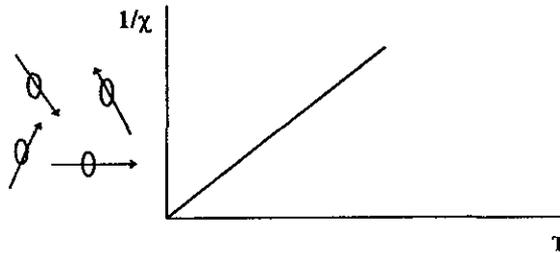


Figura 1.1. Dependencia característica del inverso de la susceptibilidad (χ) en función de la temperatura en un material paramagnético. (Cullity, 1972).

Los valores que normalmente alcanza χ en los materiales paramagnéticos son del orden de 10^5 .

Materiales con orden magnético

La existencia de momentos magnéticos espontáneos en algunos materiales sugiere que los espines electrónicos y los momentos magnéticos están arreglados de una forma regular.

Campo Molecular

En 1907 Pierre Weiss fue el primero, en postular que el ordenamiento de los espines en una sustancia, se debe a un campo interno muy grande comúnmente referido como el campo molecular de Weiss. Este campo molecular tiene su origen en el comportamiento mecánico cuántico de la materia y envuelve varios tipos de interacciones, entre las fronteras de los iones magnéticos.

Heisenberg veinte años más tarde, demostró que sólo los momentos magnéticos del espín, son los que contribuyen al campo molecular. Tomando como base la mecánica cuántica demostró, que cuando los espines de los átomos vecinos cambian de una alineación paralela a otra antiparalela, tiene que haber un cambio simultáneo en la distribución de carga, que altera la energía electrostática del sistema y en algunos casos favorece la alineación paralela; es decir, genera el ferromagnetismo.

Integral de intercambio.

La presencia de un campo molecular indica que los momentos magnéticos vecinos interactúan unos con otros y esa interacción depende del espín.

La energía de interacción entre dos átomos, A y B, con momentos de espín s_1 y s_2 se puede escribir como:

$$E_{ex} = -J s_1 \cdot s_2 = -2J_{ex} s_1 s_2 \cos\theta \dots\dots\dots(1.7)$$

donde s_1 y s_2 son los dos espines y J_{ex} es llamada la constante de intercambio. La energía E_{ex} es llamada la energía de intercambio.

La energía de intercambio o *integral de intercambio* surge de la posibilidad de intercambiar a los electrones entre sí: el electrón 1 orbitando alrededor del átomo B, y el electrón 2 alrededor del átomo A. La forma de distinguir los electrones es a través de la orientación de sus espines lo que a su vez determina el signo de J_{ex} . Si $J_{ex} > 0$ se tienen espines paralelos y cuando $J_{ex} < 0$ los espines son antiparalelos.

En 1933, Bethe calculó las integrales de intercambio para los elementos Fe, Co, Ni, Cr y Mn como función de las distancias interatómicas (D) y del radio de los orbitales 3d (d). En esta forma Bethe mostró que la integral de intercambio es positiva si la distancia interatómica es grande comparada con el radio de la órbita del electrón responsable del momento magnético del átomo.

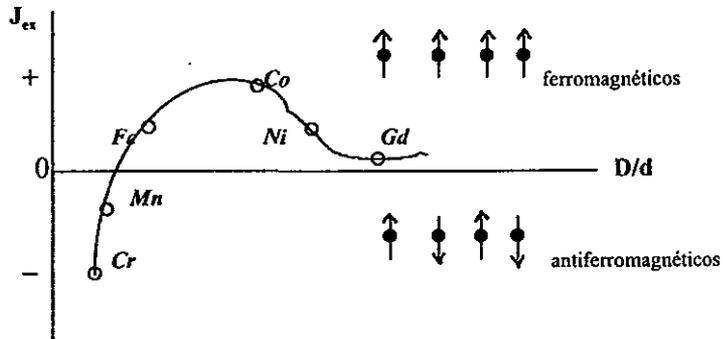


Figura (1.2). Curva de Bhete-Slater para $J_{\alpha\alpha}$ como una función de la razón de las distancias interatómicas, D , y el radio de los orbitales $3d$, d , para materiales de transición. Se observa que Fe, Ni y Co son ferromagnéticos ya que su $J_{\alpha\alpha} > 0$; Mn y Cr por su parte son antiferromagnéticos ($J_{\alpha\alpha} < 0$).

Ferromagnéticos.

Los sistemas en donde la energía es dependiente del espín la alineación paralela se ve favorecida y se produce un efecto llamado ferromagnetismo:

Los sólidos ferromagnéticos son muy diferentes a los paramagnéticos y diamagnéticos por tres características importantes:

- (1) Exhiben magnetización espontánea por debajo de una cierta temperatura crítica, T_c (Figura 5)
- (2) La permeabilidad toma valores muy elevados, del orden de 10^6 en algunos sólidos;
- (3) Presentan una magnetización permanente después de que el campo es removido y se obtienen ciclos de histéresis en la relación entre H y M .

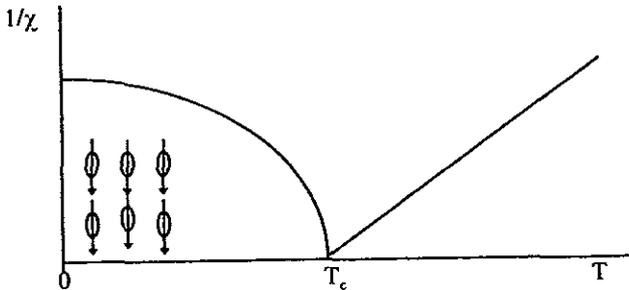


Figura 1.5. Ordenamiento de dipolos vecinos a baja temperatura y el consecuente comportamiento de magnetización espontánea y susceptibilidad en materiales ferromagnéticos.

En esos sólidos la naturaleza del campo interno es tal que, bajo un cierto valor de temperatura, llamada temperatura crítica o temperatura de Curie T_c , los espines se alinean paralelamente entre ellos, resultando en una gran magnetización.

En el cero absoluto todos los espines se encontrarán perfectamente alineados y la magnetización espontánea M_s tendrá un valor máximo. Cuando se incrementa la temperatura, los espines comienzan a desviarse de su alineación perfecta como un resultado de la agitación térmica, y en consecuencia, la magnetización espontánea decrece. Al alcanzar la temperatura el valor T_c , la magnetización de volumen se hará cero.

Arriba de la T_c , la energía térmica será más fuerte que la energía del campo molecular interno y los espines se encontrarán orientados aleatoriamente. Después de sobrepasar la temperatura crítica, el comportamiento del ferromagnético con la temperatura será el de una sustancia paramagnética

Antiferromagnéticos

En un cristal antiferromagnético, a bajas temperaturas existe un orden magnético y arriba de una cierta temperatura crítica, llamada la temperatura de Néel, T_N , desaparece el orden y se manifiesta como un mínimo en el inverso de la susceptibilidad magnética (figura 1.3).

En el caso más simple el cristal puede estar formado por dos subredes principales tales que por debajo de la temperatura T_N los espines de una subred estén paralelos unos con otros y apuntando en una dirección, al mismo tiempo los espines de otra subred están también paralelos unos con otros y apuntan en direcciones opuestas.

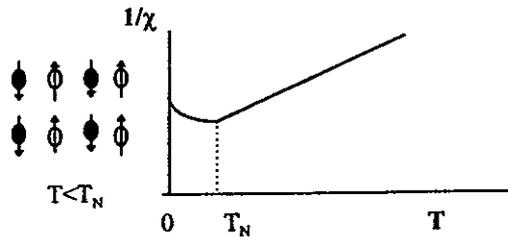


Figura 1.3 Inverso de la susceptibilidad (χ) en un material antiferromagnético en función de la temperatura.(Adaptado de Cullity, 1972).

En ausencia de un campo externo H el cristal no posee una magnetización neta. Sin embargo cada subred tiene una magnetización espontánea y su dependencia con la temperatura es similar a un ferromagnético.

Ferrimagnéticos.

A temperaturas menores a la temperatura de Neél ($T < T_N$), en un cristal ferrimagnético, existen al menos dos tipos distintos de átomos con momentos magnéticos antiparalelos como en los antiferromagnéticos, pero no se compensan y aparece una imanación espontánea como en los ferromagnéticos. La zona paramagnética, sin embargo, es más complicada que en los ferromagnéticos (Fig.1.4)

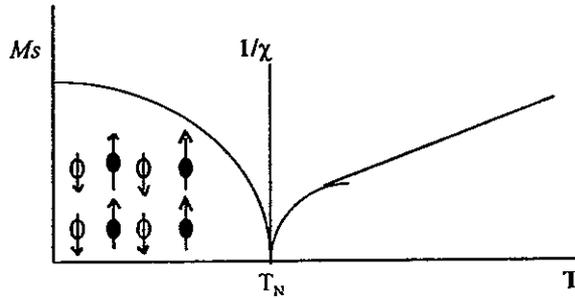


Figura 1.4. Ordenamiento de dipolos vecinos a baja temperatura y el consecuente comportamiento de magnetización espontánea M_s , y el inverso de la susceptibilidad $1/\chi$ en materiales ferrimagnéticos. (Adaptado de Cullity 1972)

Propiedades de materiales ferromagnéticos

Anisotropía.

El vector de magnetización de un cristal no es isotrópico, es decir la energía total del cristal depende de la orientación de la magnetización. La dirección en la cual la energía es mínima se conoce como dirección fácil.

En cristales cúbicos estas direcciones son de la forma $[100]$ ó $[110]$ y en cristales hexagonales se tiene frecuentemente la $[0001]$ (figura 1.6)

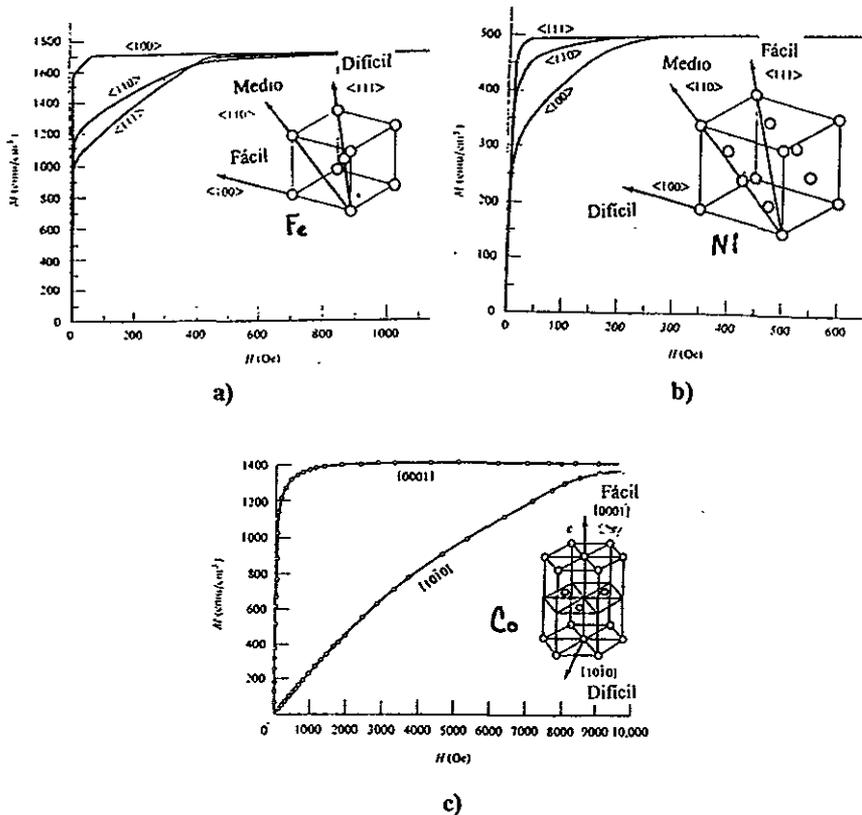


Figura 1.6. Curvas magnetización obtenidas en diferentes ejes cristalográficos para cristales de (a) hierro, (b) níquel y (c) cobalto. (Adaptado de Chi-Wen Chen)

Este fenómeno también es conocido como *anisotropía magnetocristalina* y depende de las fuerzas de interacción dipolo – dipolo, así como también, de las interacciones de los momentos magnéticos de espín, con las corrientes electrónicas.

Las corrientes electrónicas generadas dentro del material, que se deben al movimiento orbital, se hallan orientadas de un modo determinado en el espacio. Los orbitales d y f son responsables de que exista en los átomos un momento magnético resultante.

La anisotropía magnetocristalina es de gran importancia ya que de ella dependen los procesos de magnetización que se presentan en los materiales ferromagnéticos.

Identificando a E_k como la energía necesaria para desviar el vector de magnetización de la dirección preferencial, para materiales con simetría uniaxial se puede determinar por:

$$E_k = K_1 \sin^2 \theta \text{ por unidad de volumen} \dots\dots\dots(1.8)$$

Para materiales de simetría cúbica, E_k puede escribirse en términos de una expansión de los cosenos directores α_i del vector de magnetización:

$$E_k = K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) + K_2(\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2) + \dots\dots\dots(1.9)$$

las constantes K_1 , K_2 son llamadas "constantes de anisotropía magnetocristalina". En la mayoría de los casos, $K_1 \gg K_2$ y es suficiente considerar K_1 como valor representativo de la anisotropía.

Magnetostricción.

Se conoce con este nombre al cambio en volumen o longitud, que sufre un cuerpo ferromagnético al variar su imanación.

El fenómeno de la magnetostricción tiene varios orígenes, de entre los más importantes se consideran las interacciones de intercambio y a las interacciones responsables de la anisotropía. Básicamente, se puede ver como el acoplamiento del vector de magnetización con la red, o más aún, es el acoplamiento del vector de magnetización con la tensión interna, por lo cual al modificarse las tensiones internas, también se afecta a los mecanismos de magnetización.

Típicamente, el cambio en las dimensiones del cuerpo es del orden de 10^5 . El mayor efecto es en la forma, permaneciendo casi constante el volumen.

(Figura 1.9)

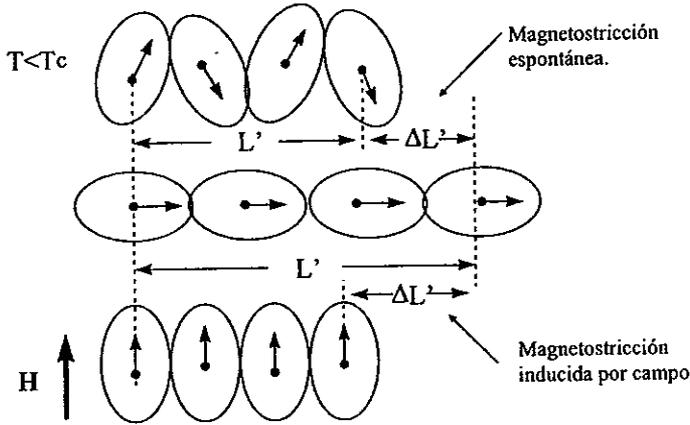


Figura 1.9. Representación esquemática del fenómeno magnetostrictivo como consecuencia de un campo aplicado (H) en materiales ordenados magnéticamente ($T < T_c$). (Adaptado de R. Valenzuela)

La aleatoriedad de los esfuerzos internos o tensiones en un material causa un deterioro en las propiedades magnéticas, por lo que se deben reducir esas tensiones o elegir materiales con un acoplamiento pequeño, es decir con baja magnetostricción.

En materiales policristalinos o sinterizados la tensión interna se elimina calentándolos después de la fabricación.

Si un material con simetría cúbica es tensado, magnéticamente podrá mostrar una simetría uniaxial superpuesta sobre su simetría cúbica, de la forma (1.8), es de esperarse que K_1 , en primera aproximación sea proporcional al esfuerzo aplicado (σ_0).

Considerando al cuerpo ferromagnético como un sólido rígido; que tiene un comportamiento elástico, al mismo tiempo que se ve influenciado por su estado magnético; la energía total E del sistema, consiste entonces una energía puramente elástica, proporcional al coeficiente de endurecimiento elástico c y una energía potencial debida a la posible presencia de una tensión σ_0 .

$$E = B\varepsilon(\sin^2\theta - 2/3) + 1/2c\varepsilon^2 - \sigma_0\varepsilon \dots \dots \dots (1.10)$$

El valor de equilibrio de ε_0 y de la energía E_0 pueden ser encontrados minimizando (1.10). Lo cual da:

$$\varepsilon_0 = \sigma_0/c + \lambda(1-3/2\text{sen}^2\theta)$$

$$E_0 = \frac{1}{2} \sigma_0/c - \frac{1}{2} c\lambda^2(1 - 3/2\text{sen}^2\theta)^2 - \sigma_0\lambda(1-3/2\text{sen}^2\theta); \text{ donde } \lambda = 2B/3c.$$

El esfuerzo total, (ε_0), depende de la deformación elástica debida a σ_0 , y a una tensión debida a la magnetización, la cual es llamada la "constante de magnetostricción λ ".

Similarmente la energía E_0 consta de un término elástico y una parte magnética que corresponde a dos términos magnéticos, ambos relacionados con la anisotropía magnetocristalina.

La constante de magnetostricción λ_s , está definida como la deformación producida en el material, por un campo magnético de saturación y es una cantidad adimensional:

$$\lambda_s = \Delta L / L_0, \dots\dots\dots(1.11)$$

Donde L_0 es la longitud inicial y ΔL el cambio en la longitud. Una $\lambda_s > 0$ indica un incremento de longitud en la dirección del campo, y por el contrario $\lambda_s < 0$ se refleja en una disminución del tamaño de la muestra. El cambio en longitud en un cristal simple es diferente para diferentes orientaciones del campo.

La figura 1.9, ilustra el origen de la anisotropía y la magnetostricción, en términos del acoplamiento espín - órbita. Cuando el espín es desviado de una dirección fácil por un campo aplicado, el acoplamiento espín - órbita tiende a desviar la órbita también.

Sin embargo las órbitas, que no son esféricas sino esferoidales, se encuentran fuertemente asociadas con la red y su rotación necesita más energía que la rotación de espín.

Desde un punto de vista práctico el último término en la ecuación 1.10 es el más importante, porque presenta una anisotropía magnética uniaxial inducida por la aplicación tensión σ_0 . Esta tensión puede afectar la permeabilidad, la cuadratura de los ciclos de histéresis, y muchas otras propiedades técnicas de materiales ferromagnéticos, usualmente en forma adversa.

Magnetoelasticidad.

Los procesos de magnetización también son afectados por la tensión. Dicho fenómeno se puede considerar como lo opuesto a la magnetostricción y visualizarse sobre la base del acoplamiento espín – órbita. La aplicación de una tensión afecta la habilidad de las órbitas a sufrir una rotación bajo la influencia de un campo magnético.

El efecto de la tensión se expresa en términos de la anisotropía de tensión, o anisotropía magnetoelástica, que debe sumarse a los términos de energía de intercambio, magnetostática y de anisotropía en la expresión general de la energía libre.

Dominios magnéticos.

L. D. Landau y E. M. Lifshitz mostraron que la estructura de dominios es una consecuencia natural de las diferentes contribuciones de las energías de intercambio, anisotrópica, y magnética de una sustancia ferromagnética.

En una configuración de saturación (todos los espines paralelos y orientados a lo largo de la dirección de fácil magnetización), se tiene el mínimo de la energía de intercambio y de anisotropía, pero el flujo magnético externo contribuye a la energía total en forma de energía magnetostática.

Para reducir al mínimo esta energía magnetostática se forman dominios magnéticos de cierre que encauzan el flujo magnético dentro de la muestra, como se ilustra en la figura 1.10.

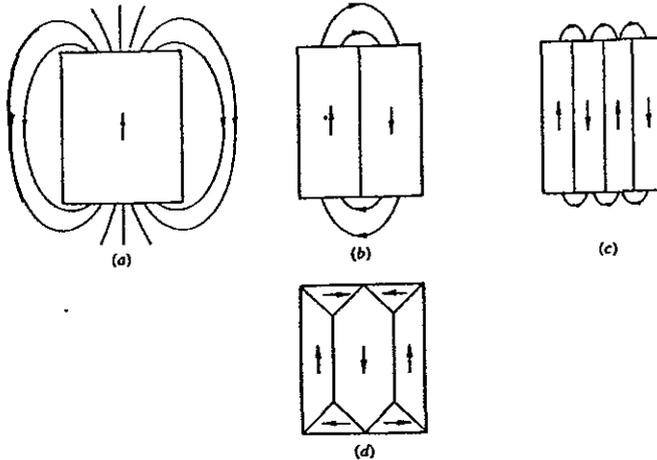


Figura 1.10. (a)-(c) Reducción de la energía magnetostática, E_m , por subdivisión en dominios magnéticos. (d) Eliminación de la E_m por formación de dominios cerrados.

Al pasar de un dominio a otro adyacente, el vector del momento atómico, gira 180° gradualmente, desde su dirección original a otra nueva en el curso de aproximadamente 100 átomos. Esta región entre los dos dominios se llama *pared de dominio* o *pared de Bloch*. Este modelo de pared se representa en la figura 1.11

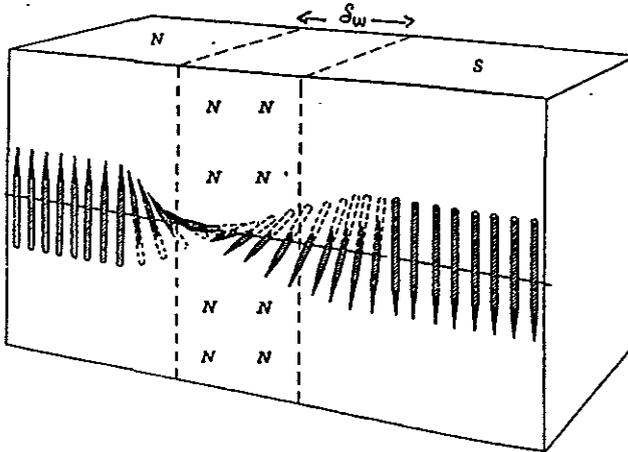


Figura 1.11 Modelo de la pared de Bloch con un grosor δ_w (Kittel, 1986).

Las dimensiones del dominio dependen del tamaño del material ferromagnético; dichas dimensiones crecen en forma proporcional a la raíz cuadrada del tamaño de la muestra

El ancho de pared esta determinado por dos factores:

- 1) La interacción de intercambio. El aumento en la energía de pared se debe a que en ella los espines no se encuentran paralelos entre sí. Esta contribución a la energía total depende del ángulo entre espines contiguos y tiende a disminuir al aumentar el espesor de la pared (ecuación 1.9).
- 2) La anisotropía. Para que la energía de anisotropía sea mínima, se debe tener el menor número de espines fuera de la dirección de fácil magnetización. Por lo tanto se tiende a disminuir el ancho de la pared magnética.

El orden paralelo de los espines sobre toda la muestra es promovido por el intercambio y la anisotropía señalando una dirección de fácil magnetización. Suponiendo que el cristal esté en un estado de mínima energía, las contribuciones de intercambio y anisotropía se verán compensadas.

Curva de magnetización e histéresis.

Para la evaluación práctica de un material ferromagnético es de primordial importancia observar el comportamiento de la magnetización M o la inducción B en presencia de un campo magnético H .

La representación de este comportamiento se observa en la curva llamada de magnetización. Esta gráfica es muy útil tanto para propósitos técnicos como para elucidar los procesos de magnetización bajo diferentes condiciones. El análisis de este comportamiento se puede dividir en tres partes. (figura 1.12)

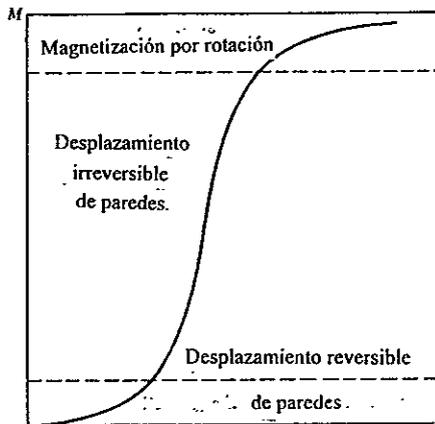


Figura 1.12 Representación de una curva característica de magnetización, mostrando los procesos de magnetización dominante en las diferentes regiones de la curva. (Kittel, 1986).

La primera parte de esta curva corresponde a un proceso reversible en el sentido de que, al reducir el campo $B=(H)$ también se reduce el valor de la magnetización. En esta situación, la orientación de los espines en la dirección del campo, es el resultado de una deformación ó abombamiento de la pared magnética, pero sin desplazarla. Es decir, se interpreta a la pared de dominio como una membrana elástica, que se encuentra anclada y tiene una deformación lo que se traduce en una magnetización reversible.

La segunda parte representa un proceso irreversible, ya que al disminuir el valor del campo B sobre la muestra, se conserva una magnetización remanente. El

valor del campo H , a partir de donde se presenta dicho evento se conoce como *campo de propagación* H_p . Al sobrepasarse este valor, la pared magnética comienza a desplazarse y este movimiento es el responsable del cambio abrupto de la pendiente de la curva $B = B(H)$. El campo de propagación depende de los defectos en el material: defectos puntuales, dislocaciones, fronteras de grano porosidades e incluso la superficie misma del material, ya que ellos actúan como sitios de anclaje que impiden el movimiento de la pared, lo que incrementa el valor de H_p .

En la última parte de la curva, se alcanza el valor de la magnetización de saturación; si el proceso de magnetización es detenido al llegar a esta región y, se disminuye el valor del campo aplicado hasta cero, permanecerá en el material un cierto valor de magnetización mayor al inicial. Esto sucede así debido a que, las paredes que se estaban desplazando, se fijan nuevamente pero en posiciones diferentes a las iniciales, lo que hace que aumente el volumen de espines orientados en la dirección original del campo externo.

La reorientación de los espines dentro de cada dominio magnético necesita una cantidad de energía mayor a la que se utilizó para desplazar las paredes.

Si se cambia ahora la dirección del campo externo en dirección opuesta a la inicial, aparecerá de nuevo la deformación reversible de la pared para campos pequeños. Un desplazamiento de la pared en las actuales condiciones, necesita un valor de campo crítico en general más grande que el valor de H_p necesario al partir del estado de magnetización cero.

Al valor del campo aplicado H_c , para remover la magnetización remanente se le conoce como campo coercitivo. Al ser superado este campo, la pared se desancla y comienza su desplazamiento, orientando los espines hacia la saturación en la nueva dirección. Si se quita de nuevo cuenta el campo externo queda un nuevo valor de inducción remanente, pero en sentido opuesto al primero. Con estos cambios se inicia un ciclo de magnetizaciones y desmagnetizaciones conocido como ciclo de Histéresis.

Un material magnético que se magnetiza fácilmente se conoce como material suave, un material duro sería por ejemplo, un imán permanente en el que

no es fácil cambiar su estado de magnetización. Dependiendo del valor del campo coercitivo se pueden clasificar a los materiales ferromagnéticos: si $H_c < 1\text{kA/m}$ será un material suave; con $H_c > 10\text{kA/m}$ se tendrá un material duro

BIBLIOGRAFÍA

Cullity, B. D. (1972). "Introducción to magnetic materials". Ed. Adison- Wesley
E. U. A.

Chih-Wen Chen (1977), "Magnetism and Metalurgy of Soft Magnetic Materials".
North-Holland publishisng Co., Netherlands.

Omar, M. A. (1975) "Elementary Solid State Physics". 1a. ed. Adison-Wesley.
E. U. A.

Valenzuela, Raúl. (1994) "Magnetic Ceramics". Ed. Cambridge University Press.
Gran Bretaña.

Charles Kittel. (1996). "Introducción to Solid State Physics". De. John Wiley & Sons.
E. U. A.

Capítulo 2

Hilos ferromagnéticos amorfos

Un material amorfo es aquel que no tiene orden traslacional de largo alcance en su arreglo atómico.

La estructura atómica de los sólidos no cristalinos no es completamente azarosa; semejante a la de un gas, debido a que los enlaces químicos entre los átomos los constriñen a mantenerse en ciertas posiciones, por lo cual se impone una regularidad entre los vecinos más cercanos.

Obtención de hilos ferromagnéticos amorfos

En general las aleaciones metálicas amorfas se forman por el enfriamiento rápido de la aleación en estado líquido.

Comúnmente, se *moldea por la inyección lenta de la aleación*; que se encuentra a temperatura de fundición; sobre un cilindro con alta conductividad térmica, que gira rápidamente extrayendo calor del líquido, por lo cual solidifica.

El sólido es lanzado sobre el cilindro como una cinta continua, cuya estructura interna queda determinada por su estado líquido, manteniéndose después en forma sólida por lo cual, puede desarrollar esfuerzos internos y eliminar las tensiones externas sobre la superficie. El sistema de obtención anteriormente descrito recibe el nombre de *"templando en agua por rotación"*.

En las aplicaciones tecnológicas actuales se requiere que el material amorfo posea una alta resistencia a la deformación, buena ductilidad, así como una buena conductividad eléctrica, tales características se han conseguido en materiales con forma de hilos.

La figura 2.1 muestra el aparato utilizado por UNITIKA LTD Co. (Kyoto, Japón), para producir hilos y fibras metálicas amorfas en gran escala.

Los materiales a temperatura de fundente, se encuentran dentro de un tubo de cuarzo donde se ejerce una presión por un gas de Argón. A su vez, el tubo de cuarzo esta dentro de un horno eléctrico. Operando un pistón de aire, la aleación fundida sale del tubo y es inyectada dentro de agua fría, la cual se encuentra

rotando a alta velocidad. La aleación inyectada solidifica rápidamente en el agua fría en forma de hilo mismo que se recolecta por medio de la fuerza centrífuga en el interior del tonel.

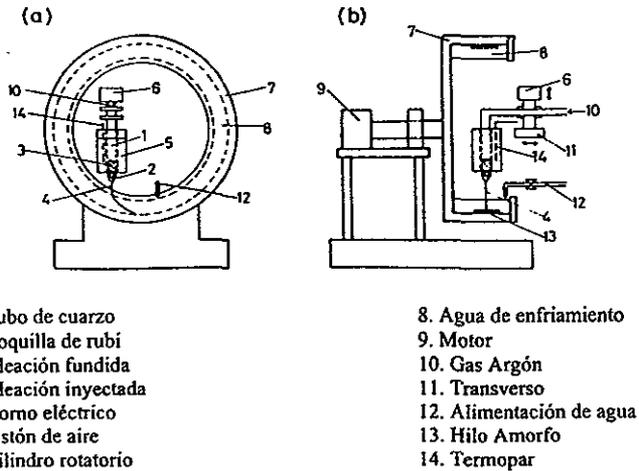


Fig. 2.1 Sistema de "templado en agua por rotación" para producción de hilos amorfos.
(a). Vista frontal. (b) vista lateral¹

Los hilos ferromagnéticos amorfos creados por este método presentan espectaculares propiedades físicas, causadas por su proceso de fabricación. Las tensiones internas se distribuyen de tal manera que determinan la estructura de dominios y la respuesta del material ante un campo aplicado.

En la tabla 3.1 se enlistan algunas propiedades físicas de estos materiales.

Composición	ρ (Mg/m ³)	E(GN/m ²)	$\mu_0 M_s$ (T)	λ_s (10 ⁶)
Fe _{77.5} Si ₁₀ B _{12.5}	7.21	164	1.6	35
Co _{72.5} Si _{12.5} B ₁₅	7.74	174	0.64	-5.6
(Fe _{80.84} Co _{8.34}) _{77.5} Si _{12.5} B ₁₅	7.70	173	0.8	-0.08

Tabla 3.1 Propiedades físicas básicas de hilos amorfos² λ_s es la constante de magnetostricción a saturación, $\mu_0 M_s$ es la magnetización de saturación es el valor del modulo de Young y ρ es la densidad del material

Propiedades magnéticas de hilos ferromagnéticos amorfos.

En la actualidad los hilos ferromagnéticos se encuentran dentro de los materiales más estudiados. Debido a sus buenas propiedades eléctricas, magnéticas y mecánicas, se presentan como centros de sistemas innovadores en el campo de los sensores magnéticos³.

La importancia de las propiedades de los hilos amorfos ferromagnéticos se centra en cuatro características:

- 1) Geometría favorable; se le pueden aplicar altas tensiones debido a su muy pequeña sección transversal.
- 2) Una muy alta resistencia a la deformación bajo tensión moderada.
- 3) Magnetostricción isotrópica, pues se maneja un sólo coeficiente (λ_s)
- 4) Una anisotropía extremadamente baja causada por su estructura bidimensional.

Los hilos amorfos son atractivos como núcleos magnéticos porque, al ser pequeños; con diámetros que van de 10 hasta 135 micrómetros; pueden tener permeabilidad alta y buena respuesta a las variaciones en frecuencia.

La anisotropía interna de los hilos, generada durante el proceso de fabricación, define varias regiones en el volumen del mismo. Dependiendo de la geometría de las regiones formadas⁴ y de la composición de la aleación será el signo de la constante de magnetostricción λ .

M.Takajo y colaboradores [4] mostraron que la estructura de dominios de los hilos a base de Fe y magnetostricción positiva ($\lambda > 0$), consisten de una región

exterior y una interior, conectados por una región con magnetización alterna. (Ver figura 2.2)

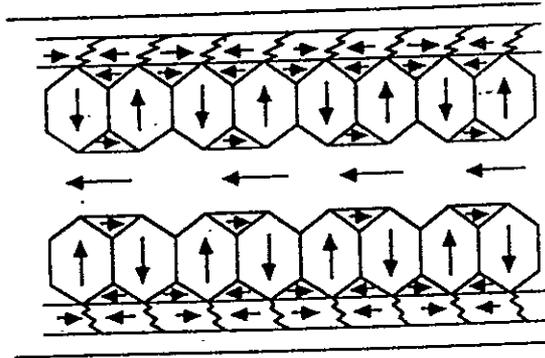


Figura 2.1 Esquema del patrón de dominios de un hilo con una pequeña constante de magnetostricción positiva $\lambda > 0$. (Vista transversal)

En los hilos de magnetostricción negativa; $\lambda_s < 0$ y ricos en cobalto, (material de estudio de esta tesis), los dominios que se observan en muestras sin tratamiento, dividen al material en dos regiones. Una región interna, formada por dominios con magnetización axial, y una región externa con dominios circunferenciales como se presenta en la figura 2.3

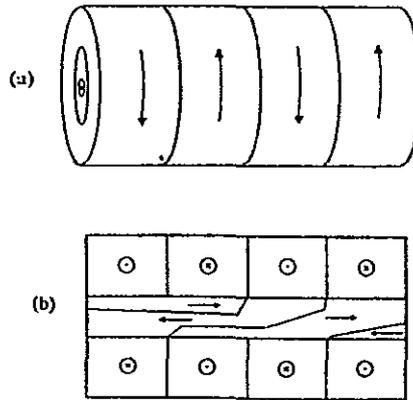


Figura 2.3 Representación esquemática de la estructura de dominios en hilos con una pequeña constante de magnetostricción negativa $\lambda < 0$ sin tratamiento (a) dominios circunferenciales de la envoltura (b) Sección transversal del hilo, en el interior del hilo los dominios se orientan axialmente

Magnetoimpedancia en hilos.

Magnetoimpedancia en hilos ferromagnéticos.

En materiales amorfos a base de Fe se ha observado biestabilidad magnética espontánea⁵ y el fenómeno de **magnetoimpedancia gigante (MIG)** ha sido reportado en hilos y cintas con magnetostricción negativa.

La **MIG**, se presenta como un gran aumento en la impedancia del material al hacerle pasar una pequeña corriente alterna de alta frecuencia, cuando se encuentra en un campo magnético.

Los modelos teóricos, que se han propuesto para explicar el fenómeno de la magnetoimpedancia, se basan principalmente en el efecto de piel. Este, es un modelo que considera a, la profundidad de penetración magnética, como la responsable de los cambios en la impedancia del material^{6,7}. Lo sería posible si solo se tiene campos de gran amplitud, en corriente directa.

Sin embargo, cuando se tiene campos magnéticos externos de corriente alterna; con pequeñas amplitudes de campo y altas frecuencias; se pueden

observar grandes cambios en la impedancia. Además, en el caso de muestras con sección transversal pequeña; como los hilos amorfos; la combinación de alta frecuencia y pequeña resistividad, resultan en una limitante para la penetración del campo magnético, por lo cual, la contribución adicional que aparece en la impedancia, se asocia con las corrientes de eddy, desapareciendo el efecto de piel.

K. L. García y R. Valenzuela⁸, han propuesto un modelo de circuito equivalente, para describir el fenómeno de la magnetoimpedancia en hilos ferromagnéticos con este modelo, se trata de relacionar el comportamiento de MIG del material, con parámetros magnéticos.

La gran sensibilidad de los hilos, al efecto de un campo magnético externo es muy prometedora para aplicaciones de nuevos sensores magnéticos y como transductores de *energía magnética a energía mecánica*.

REFERENCIAS

- ¹ T Masumoto, I. Ohnaka, A. Inoue and M. Hagiwara. *Scripta Metallurgica*, **15** (1998). 293 -296.
- ² Cresenciano Echavarrieta Albitar, "Propiedades y aplicaciones de hilos amorfos ferromangéticos". Tesis, UNAM, (1996).
- ³ H. Oduncu, T. Meydan. *J. of Magnetism and Magnetic Materials*, **160**, (1996). 3484-3486.
- ⁴ M. Takajo, J Yamasaki and F.B. Humphrey. *IEEE Transactions on Magnetics*, **29**(6), (1993)
- ⁵ K. Mohri, F.B. Humprey, K. Kawashima, K. Kimura and M. Mizutani. *IEEE Transactions on Magnetics*. **26**(5), (1990). 484-3486
- ⁶ M. Knobel, M. L. Sanchez, J. Velázquez, and M. Vázquez, *J. Phys. Condes. Matter*. **7**, (1995). L115-L120.
- ⁷ L. V. Panina, K. Mohri, K. Bushida and M. Noda, *J, Appl. Phys.*, **76** (10), (1994). 6198-6203.
- ⁸ K. L. García, R. Valenzuela, *Materials Letters*, **34** (1998). 10- 13.

Capítulo 3

Espectroscopia

3.1 Espectroscopia de impedancias

La llamada espectroscopia de impedancias o metodología del circuito equivalente, se ha utilizado para investigar fenómenos de polarización eléctrica en materiales dieléctricos¹. Su aplicación se resume en tres pasos:

- (i) Medida de la respuesta del material como una función de la frecuencia del campo de excitación en un amplio intervalo de frecuencias.
- (ii) Modelado de la respuesta del material por medio de un circuito equivalente.
- (iii) Asociación de los elementos del circuito equivalente con parámetros físicos de la muestra.

(i) Si sobre un material conductor, se aplica una señal que varíe con el tiempo, por ejemplo una corriente, $i(t) = I_m \sin(\omega t)$, con $\omega = 2\pi\nu$ la frecuencia angular, se obtendrá como respuesta un voltaje $v(t) = V_m \sin(\omega t + \theta)$, donde θ es la diferencia de fase entre la corriente aplicada y el voltaje de salida. La razón de cambio entre la corriente de entrada y el voltaje de salida se define como **impedancia Z**

$$Z(\omega) = v(t) / i(t)$$

La magnitud o modulo de Z es $|Z(\omega)| = V_m / I_m(\omega)$ y el ángulo de fase esta dado como $\theta(\omega)$. Si θ es igual a cero, la impedancia tomará un valor real indicando que el material se comporta como una resistencia pura.

Para θ diferente de cero, el material está presentando un comportamiento que varía con la frecuencia y la impedancia toma en cuenta la diferencia de fases, que es un concepto fundamental en la ingeniería eléctrica.

La espectroscopia de impedancias se encargará entonces, de interpretar el comportamiento de las tres cantidades, magnitud, dirección y diferencia de fases de la impedancia

La representación de Z será como un vector en un sistema de ejes ortonormales XY , o también, como la suma de las componentes a y b a lo largo de los ejes, tal como un número complejo: $z = a + jb$, con $j^2 = -1$ raíz de los números complejos.

Por lo anterior las componentes real e imaginaria de la impedancia:

$$Z(\omega) = Z' + jZ''$$

se pueden evaluar como

$$\text{Re}(Z) \equiv Z' = |Z| \cos\theta \quad \text{y} \quad \text{Im}(Z) \equiv Z'' = |Z| \sin\theta$$

con el ángulo de fase

$$\theta = \tan^{-1}(Z'' / Z')$$

y modulo

$$|Z| = [(Z')^2 + (Z'')^2]^{1/2}$$

En la siguiente figura se muestran las componentes de la impedancia Z sobre un sistema ortonormal XY

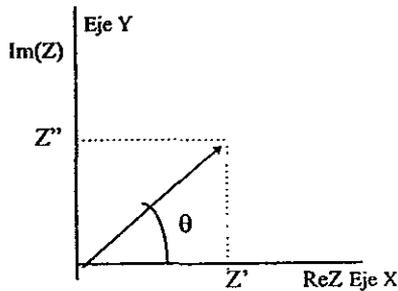


Fig.3.1 La impedancia Z graficada como un vector en el plano complejo y en el plano rectangular

Convencionalmente la espectroscopia de impedancias consiste en tomar medidas de Z en función de la frecuencia lineal f , o angular ω , sobre un amplio intervalo de frecuencias. La separación de las componentes real e imaginaria de la impedancia, graficadas en función del logaritmo de la frecuencia, permite reconocer los procesos de polarización involucrados en la respuesta del material en estudio.

(ii) La gráfica en el plano complejo de la impedancia es de gran ayuda para encontrar el circuito equivalente que mejor represente los datos experimentales. En la siguiente figura se muestran las respuestas en impedancia, de algunos materiales dieléctricos.

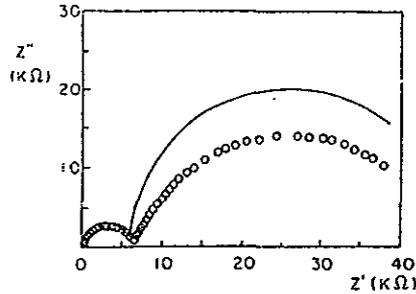


Fig. 3.2 Gráfica en el plano complejo de la impedancia, para titanato de bario ($BaTiO_3$), en el intervalo de frecuencias de 5Hz a 13MHz [4]. La línea continua representa el modelo teórico y los círculos abiertos, el resultado experimental.

Típicamente los circuitos más comunes que se asemejan al comportamiento presentado por los materiales dieléctricos son circuitos simples, como arreglos en serie y/o en paralelo de Resistencias (R), Capacitores (C), o Inductores (L) los cuales reproducen el comportamiento gráfico de los resultados experimentales. Por ejemplo, en la figura 3.3 se representan las gráficas espectroscópicas de un circuito RC, en serie.

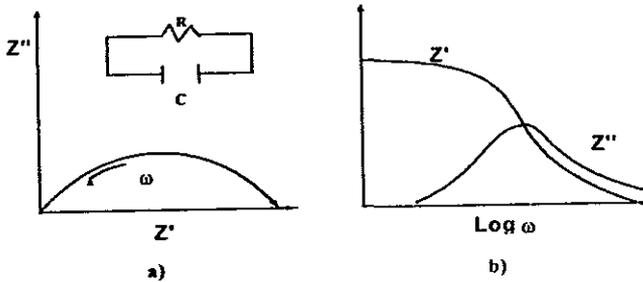


Figura 3.3 Curvas espectroscópicas de la impedancia y su circuito equivalente : a) en el plano complejo y b) en función del logaritmo de la frecuencia angular ω

(iii) La asociación de los elementos del circuito equivalente, con parámetros físicos del material de estudio, se lleva a cabo mediante la comparación, de los valores teóricos del circuito equivalente y el comportamiento gráfico de los resultados.

Por ejemplo, de un semicírculo obtenido por los datos experimentales, es posible calcular el valor de C y R , a través de la geometría de la figura que se presenta en el plano complejo. De esta forma, R se relaciona el diámetro del semicírculo, la frecuencia angular $\omega_x = 2\pi f_x$, se obtiene tomando a la frecuencia f_x del valor experimental donde Z_r y Z_i alcanzan el máximo en la curva. Además se satisfacer la relación:

$$\omega_x RC = 1 \dots\dots\dots(3.1)$$

De donde se despeja $C = 1/\omega_x R$.

El orden de magnitud que se obtiene C , caracterizará la región de la muestra a la que corresponde la curva. Por ejemplo, para C del orden de nanofarad, describe el comportamiento de las fronteras de los cristales en un material policristalino.

La utilidad del circuito equivalente formado por elementos ideales, reside en el hecho de poder modelar el comportamiento del material mediante un simple circuito eléctrico. Es decir, una vez realizada la correlación estructura - circuito

equivalente puede estudiarse cada uno de ellos separadamente, así como los efectos de otras variables.

Existe más de un circuito que representa el comportamiento del material de manera matemática, sin embargo el mejor circuito equivalente será aquel que asocie mejor sus elementos ideales con los parámetros físicos de la muestra.

3.2 Espectroscopia de Inductancias.

Se ha demostrado² que la combinación de la técnica anteriormente descrita con un análisis de la permeabilidad compleja $\mu^* = \mu' - j\mu''$, resulta en una herramienta útil, para conocer las características de polarización magnética de materiales ferri y ferromagnéticos, tales como: ferritas, cintas amorfas, y más recientemente hilos amorfos,³. Los campos de excitación aplicados son campos magnéticos $H(\omega)$, que varían con la frecuencia.

En los ferromagnéticos suaves los procesos de magnetización más comúnmente observados son: la rotación de espín, la deformación de las paredes ancladas de los dominios magnéticos, y el desplazamiento de pared.⁴

Cuando se trabaja con materiales magnéticos, es de más utilidad el concepto de inductancia compleja $L^* = L' + L''$, que se obtiene directamente de la impedancia compleja por la transformación:

$$\mu^* = kL^* = -(jk/\omega) Z \dots\dots\dots(3.2)$$

donde:

$\mu^* = \mu' + j\mu''$ es la permeabilidad compleja

$L^* = L' + L''$ es la inductancia compleja,

$j = (-1)^{1/2}$ la base de los números imaginarios,

$\omega = 2\pi f$

k = factor geométrico que depende de la forma de la muestra.

La figura 3.4, muestra el comportamiento de la permeabilidad real con respecto a la frecuencia, para una cinta de Vitrovac® 6025 al aplicársele diferentes amplitudes de campo externo.

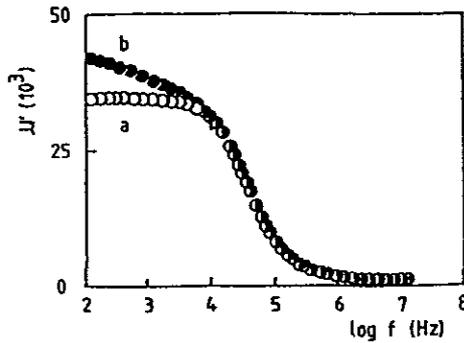


Figura 3.4 Curva espectroscópica de la permeabilidad real μ' . En (a) la amplitud del campo aplicado $H = 0.5 \text{ A/m}$ y en (b) es de 0.8 A/m .

Las diferentes contribuciones a la permeabilidad, desaparecen conforme aumenta la frecuencia. A bajas frecuencias y campos mayores a 7mOe (amplitud RMS), la permeabilidad es función del campo aplicado y de la frecuencia. A campos menores de 7mOe y bajas frecuencias, la permeabilidad se mantiene constante hasta cerca de 10^4 Hz . Superando los 10 kilo Hertz , el comportamiento de la permeabilidad es independiente del valor del campo aplicado y decrece hasta un valor pequeño, que subsiste aún a altas frecuencias.

La gráfica de la permeabilidad, en el plano complejo (Fig. 3.5) con $H=0.05\text{A/m}$, muestra una línea vertical que precede a un semicírculo (la frecuencia aumenta de arriba hacia abajo y de derecha a izquierda). Si $H = 0.08\text{A/m}$, la línea vertical se inclina y no coincide con el inicio del semicírculo (gráfica b).

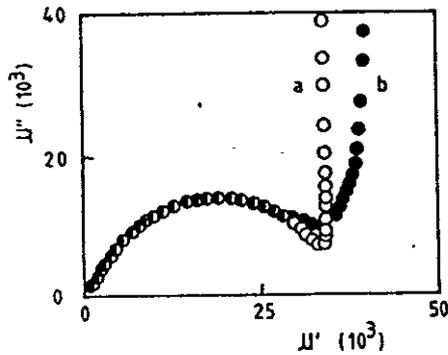


Figura 3.5 Gráfica del plano complejo para la permeabilidad $\mu''(\mu')$, para vitrovac 6205

Se ha demostrado⁵, que el proceso de permeabilidad inicial a campos pequeños, producido por la rotación de espines, puede ser representado por un circuito $R_s L_s$ en serie. En donde L_s representa la inductancia debida a la rotación de los espines y R_s , se asocia con la resistencia que presentaría el material ante una corriente directa (Fig. 3.6).



Figura 3.6. Esquema del circuito equivalente que representa el proceso de la permeabilidad inicial

El semicírculo por su parte, se representa con una configuración $R_p L_p$ en paralelo (Ver figura 3.7). La inductancia L_p , se asocia con la permeabilidad de la pared de los dominios magnéticos, y R_p tiene que ver con procesos disipativos.

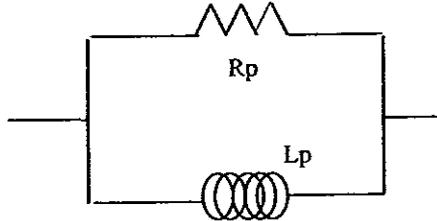


Figura 3.7 Circuito equivalente, que representa el mecanismo de magnetización por rotación de paredes

Los procesos de magnetización reversible de la muestra, se pueden simular entonces por el arreglo en serie de los dos circuitos descritos anteriormente

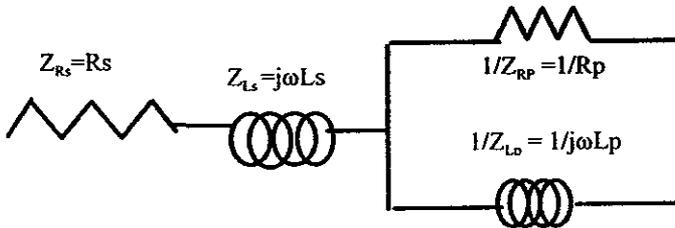


Figura 3.8 Esquema del circuito equivalente propuesto para representar la permeabilidad rotacional, y la permeabilidad de la pared en función de la frecuencia.

El desplazamiento irreversible de paredes, presente a campos mayores y bajas frecuencias, se relaciona con un fenómeno de histéresis.

El mecanismo de histéresis, es más complejo de modelar mediante un circuito eléctrico, debido a que la parte real de la impedancia, depende del valor del campo y de la frecuencia al mismo tiempo. Sin embargo, para representar este comportamiento, R. Valenzuela y J. T. S. Irvine⁵ han sugerido involucrar impedancias Z_w , conocidas como impedancias de Warburg;

$$Z_w = (1 + j)\omega^\delta A, \quad \text{con } \delta \text{ y } A \text{ constantes.}$$

Como se explicó anteriormente, del circuito equivalente la rama en paralelo $R_p L_p$ representará el abombamiento de pared. En tal circuito, ocurre un situación especial cuando el valor de la reactancia inductancia L_p , se hace igual al valor de la reactancia resistiva R_p , ya que se presenta a un valor especial de fr

$$\frac{1}{R_p} = \frac{1}{\alpha L_p} \text{ de donde } \frac{R_p}{L_p} = \alpha \dots\dots\dots(3.3)$$

Al valor de frecuencia ω_x , donde sucede la igualdad se le llama "frecuencia de relajación" y corresponde al momento en que la corriente eléctrica, circulara igual por el lado resistivo que por el lado inductivo.

La técnica de espectroscopia de inductancias, relaciona el valor de ω_x , con el instante en que, las paredes de los dominios dejan de seguir las variaciones del campo de excitación, por lo cual se presenta un proceso disipativo. Dicho proceso corresponde a un cambio en el mecanismo de magnetización del material, pasando de la deformación elástica de paredes y rotación de espines, a tener solamente rotación de espines, que es el proceso con una constante de tiempo menor. ω_x .

La aproximación del circuito equivalente, a los resultados experimentales de espectroscopia para materiales magnéticos, ha sido planteada dentro de la dinámica de las paredes de los dominios por R. Valenzuela, et. al. (1994).

Partiendo de la ecuación de movimiento para las paredes magnéticas, se puede establecer una relación ente, los parámetros ideales del circuito equivalente y los parámetros magnéticos del material, mediante los siguientes pasos:

Primero: el movimiento de las paredes se describe con la ecuación:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \beta \frac{dx}{dt} + \alpha x = 2 M_s H(t) \dots\dots\dots(3.4)$$

Donde x representa la deformación de la pared anclada, m es la masa efectiva de la pared, β es un factor de amortiguamiento viscoso, α la constante de restitución, M_s la magnetización de saturación y $H(t)$ el campo dependiente del tiempo.

Segundo: en esta interpretación, la permeabilidad inicial μ_0 esta asociada a la deformación elástica de la pared anclada, y se relaciona con el valor de la inductancia L_p , del circuito equivalente, a través de:

$$\mu_0 = kL_p \dots\dots\dots(3.5)$$

con k un factor geométrico.

Tercero: como la permeabilidad depende de la deformación de la pared, por consiguiente, también es dependiente de la energía de la pared (γ). Así, para una pared anclada por los lados, bajo la acción de una deformación cilíndrica, μ_0 se relaciona con γ , por la siguiente ecuación⁶:

$$\mu_0 = \frac{8\pi M_s^2 d}{9\gamma} \dots\dots\dots(3.6)$$

donde d es la distancia entre los bordes de la pared.

Cuarto: La constante α de restitución depende también de γ por (Gyorgy,1975)

$$\alpha = \frac{18\gamma}{d^2} \dots\dots\dots(3.7)$$

Despejando γ de la ecuación (3.7), y sustituyendo en la ecuación(3.6) queda:

$$\mu_0 = \frac{16\pi M_s^2}{\alpha d} \dots\dots\dots(3.8)$$

Sustituyendo este último resultado en la ecuación (3.5), y despejando L_p :

$$L_p = \left[\frac{16\pi M_s^2}{kd} \right] \left(\frac{1}{\alpha} \right) \dots\dots\dots(3.9)$$

Por lo tanto L_p , resulta inversamente proporcional a la constante de restitución de las paredes de los dominios.

El carácter disipativo del término de amortiguamiento β , puede asociarse al valor de la resistencia en paralelo R_p , del circuito equivalente. Considerando que $m \ll \beta$, en la ecuación de movimiento de pared (3.4) se tiene que la frecuencia de relajación de la pared (ω_x), ocurre para:

$$\omega_x = \alpha/\beta \dots\dots\dots(3.10)$$

Igualando esta última expresión con la ecuación (3.3), del circuito equivalente y sustituyendo los valores de L_p y α se obtiene una expresión para R_p :

$$R_p = \left(\frac{16\pi M_s^2}{kd} \right) \left(\frac{1}{\beta} \right) \dots\dots\dots(3.11)$$

Es claro ver que R_p varía en forma inversa al factor de amortiguamiento

Las ecuaciones (3.9) y (3.11), permiten la evaluación de parámetros microscópicos (energía de pared, amortiguamiento, distancia de anclaje) a través de elementos del circuito equivalente, que a su vez se determina mediante medidas macroscópicas en función de la frecuencia. De esta forma queda establecida la gran ayuda que representa la técnica de espectroscopia de inductancias en la caracterización de los materiales magnéticos.

REFERENCIAS

- ¹ Macdonald, R. (1987) "Impedance Spectroscopy". Ed. J. Wiley / Sons E.U.A.
- ² G. Aguilar-Sahagun, P. Quintana, E. Amano, J. T. S. Irvine and R. Valenzuela J. Appl. Phys.,75 (10),7000 (1994)
- ³ J. T. S. Irvine, E. Amano and R, Valenzuela. Mater. Sci. and Engin. A **133**, 140 (1991)
- ⁴ R. Valenzuela, Advanced Topics in Materials Science and Engineering, Edited by J. L. Morán López and J. M. Sánchez, Plenum Press, New York 1993.
- ⁵ R. Valenzuela, J. T. S. Irvine Proceeding, "Materials Research Society Symposium." **441**, (1996), 39-43
- ⁶ Gyorgy, E.M. (1995) "In trattise in solid state Chemistry: Defects in solids". Editor: MB Hannay. De. Plenum, Nueva York.

Capítulo 4

Técnica experimental

En este trabajo de tesis, se revisan las variaciones en la permeabilidad magnética de hilos ferromagnéticos amorfos; ricos en cobalto; cuando se someten a un esfuerzo de tensión y se encuentran dentro de un campo magnético circular de amplitud constante y frecuencia variable.

Características de hilo.

Se utilizó hilo ferromagnético amorfo sin tratamiento térmico, de una aleación rica en cobalto:

$(Co_{0.94} Fe_{0.06})_{72.5} B_{15} Si_{12.5}$
 obtenido por la técnica de "templado por agua en rotación", amablemente proporcionado por la compañía Unitika Ltd. Japón.

Los valores reportados para la constante de magnetostricción y la temperatura de Curie de estos hilos es de $\lambda_s = -0.4 \times 10^{-7}$ y $T_c = 295^\circ C$ respectivamente.

Cada muestra de hilo tenía 0.20m de largo y 125 μ m diámetro.

Aplicación de la tensión.

Los hilos se sujetaron por sus extremos a un sistema de polea y pesas, para la aplicación de la tensión como se observa en la figura 4.1

La tensión aplicada genera un esfuerzo de tensión σ , cuyo valor se obtiene de la ecuación:

$$\sigma = \text{Tensión} / \text{área perpendicular a la tensión}$$

los valores de σ , estuvieron entre cero y 231 MPa.

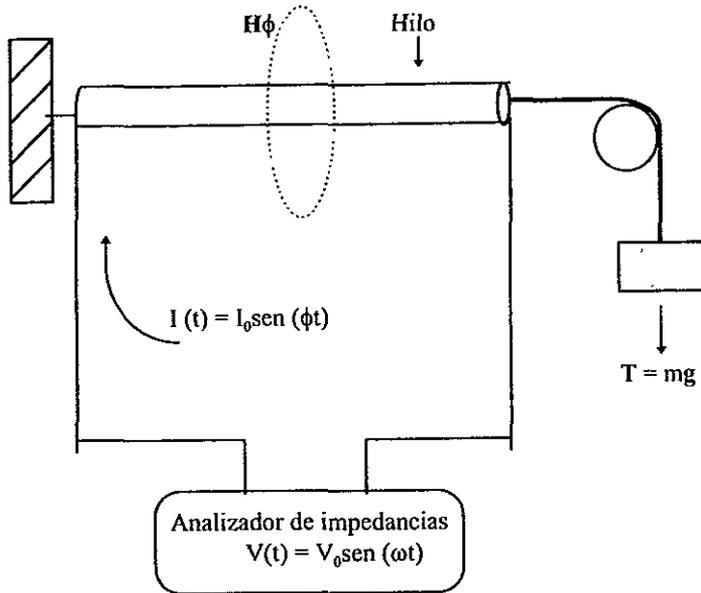


Fig.4.1 Esquema del dispositivo experimental

Generación del campo magnético circunferencial $H\phi$

El campo magnético circular alrededor del hilo ferromagnético, se obtiene al hacer pasar una corriente eléctrica I , por el hilo, con lo cual se genera un campo magnético circular $H\phi$, inducido por el movimiento de las cargas libres como se puede ver en la figura 4.1.

La magnitud del campo $H\phi$ se obtiene entonces a través de la relación:

$$\int_L H \cdot dl = I \dots\dots\dots(4.1)$$

Donde I es la amplitud de la corriente eléctrica, que atraviesa el hilo a lo largo de su eje axial y L , la trayectoria de integración. Para el caso que nos ocupa $L = 2\pi r$, con r el radio del hilo. Para un punto R radial al hilo.

$$H\phi = I R/4\pi r \dots\dots\dots(4.2).$$

Cuando la corriente I , es alterna, se toma la amplitud de I , como la raíz de la media cuadrática.(RMS).

Mediciones de espectroscopia de inductancias.

Una vez fijo, el hilo amorfo se conectó al analizador de impedancias HP 4192 por medio de unos contactos de cobre, como se observa en la figura 4.1

El analizador utilizado en este trabajo fue el HP-49192, con capacidad de hacer mediciones en el intervalo de frecuencias de 5Hz a 13MHz, y una amplitud de voltaje de salida de 5mV a 1.1 V. Este sistema se encuentra controlado mediante una computadora personal.

Los valores de impedancia obtenidos del analizador HP-4192A se transforman a inductancias mediante:

$$L^* = (-j/\omega)Z^*$$

$$\text{Donde } L^* = L_r + jL_i$$

$$Z = Z_r + jZ_i$$

$$j = \sqrt{-1}$$

$$\omega = 2\pi f$$

Obtención de datos.

Las variables involucradas en el diseño experimental fueron: la tensión, la frecuencia y la amplitud del campo magnético $H\phi$, por lo cual se estableció el siguiente esquema para tomar los datos:

a) Mediciones para diferentes amplitudes de campo $H\phi$ sin tensión aplicada.

En esta parte se revisó el comportamiento en inductancia del hilo ante diferentes amplitudes de campo circunferencial y en función de la frecuencia, en todo el intervalo de frecuencias (5Hz a 13MHz) sin aplicar tensión para establecer parámetros de referencia.

b) Mediciones para amplitud de campo $H\phi$ constante y diferentes tensiones en función de la frecuencia.

Para analizar el efecto de la tensión sobre los procesos de magnetización reversibles del hilo se dejó fija la amplitud del campo y se obtienen las gráficas espectroscópicas de la inductancia en función de la frecuencia.

c) Mediciones para diferentes amplitudes de campo $H\phi$ y tensión con frecuencia constante.

En esta última parte se examinaron los procesos de magnetización que son afectados por los cambios en tensión y en amplitud de campo magnético circunferenciales.

Capítulo 5

Resultados

Los siguientes resultados muestran las variaciones que se presentan en los valores de la inductancia real e imaginaria de los hilos amorfos cuando son sometidos a variaciones en la tensión, la amplitud del campo magnético y la frecuencia, lo cual permite reconocer el efecto que tienen estas perturbaciones sobre los procesos de magnetización.

a).- Variaciones de amplitud de Campo Circunferencial $H\phi$ sin tensión

La figura 5.1 muestra el comportamiento típico de la inductancia real L_r en función de la frecuencia cuando se le aplican diferentes amplitudes de campo magnético.

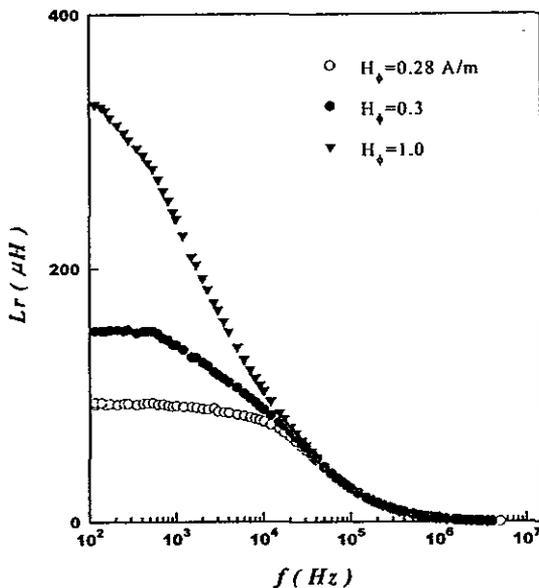


Figura 5.1 Gráfica L_r -log f con diferentes amplitudes de campo $H\phi$ y sin tensión aplicada.

dependiendo del intervalo de frecuencias: a bajas frecuencias (antes de los 10kHz) se presentan dos casos de interés dependiendo de la amplitud del campo. Cuando $H\phi < 0.3 \text{ A/m}$ los resultados caen sobre la misma curva y L_r no varía, mientras que si $H\phi \geq 0.3 \text{ (A/m)}$, L_r alcanza valores iniciales mayores y después disminuye con la frecuencia.

Para frecuencias entre los 10^4 y 10^6 Hz aproximadamente, todas las curvas decaen de forma semejante, independiente del valor de la amplitud de $H\phi$. En el intervalo de altas frecuencias, todas las curvas convergen hacia un valor muy pequeño de L_r .

Como se ha demostrado en trabajos anteriores³ la gráfica de L_r proporciona información sobre los procesos de magnetización que son afectados por la aplicación de un campo magnético $H\phi$. Dichos procesos se relacionan directamente con las paredes de los dominios magnéticos circunferenciales que conforman al hilo.

Para amplitudes de $H\phi$ menores que 0.3 A/m , y bajas frecuencias se tiene el movimiento reversible de las paredes, quienes actúan como membranas elásticas que se encuentran fijas por sus extremos. Si el campo $H\phi$ es mayor a los 0.3 A/m se presenta el desplazamiento de paredes (histéresis), por lo cual a bajas frecuencias L_r toma valores iniciales más grandes que en el caso anterior.

A frecuencias mayores; de 10^4 a 10^5 Hz; se presenta un decaimiento en todas las curvas, que cambia de pendiente cerca de los 40 kHz. Ese decaimiento tiene un carácter disipativo. Pasando los 10^6 Hz el comportamiento de L_r es casi constante y se relaciona con el movimiento rotacional de los espines.

Según estos resultados el valor de $H\phi = 0.3 \text{ A/m}$ corresponde al campo de propagación H_p , porque es el mínimo valor de amplitud de campo $H\phi$, después del cual las paredes de los dominios circunferenciales tienden a desplazarse. En lo sucesivo el valor de H_p será 0.3 A/m .

El comportamiento de la inductancia real L_r del hilo ferromagnético amorfo depende, no solo del rango de frecuencia estudiado sino también, de la amplitud del campo circunferencial (si es mayor o menor que la del campo H_p) por lo cual el efecto de la tensión sobre el hilo se tiene que estudiar separando los dos casos.

b).-Amplitud del campo $H\phi$ constante y diferentes tensiones en función de la frecuencia.

En la sección anterior se encontró que los procesos de magnetización reversibles (pared anclada) e irreversibles (desplazamiento de pared), están separados por un campo de propagación $H_p \approx 0.3 \text{ Am}^{-1}$. En esta sección, analizamos los efectos de la tensión sobre los procesos reversibles. ($H\phi < H_p$)

Aplicando en el hilo una amplitud de campo $H\phi = 0.28 \text{ A/m}$, se obtienen los espectros L_r y L_i , en función de la frecuencia (figuras 5.2 y 5.3 respectivamente).

En las curvas de la figura 5.2, se observa claramente que L_r mantiene un comportamiento constante a bajas frecuencias, el decaimiento entre 10^4 y 10^6 Hertz y un pequeño valor remanente a altas frecuencias. Cuando el esfuerzo de tensión se aumenta, los valores de L_r disminuyen dentro del intervalo de bajas frecuencias

Físicamente L_r se ha relacionado con la permeabilidad de las paredes de los dominios y L_i se relaciona con los fenómenos de disipación¹.

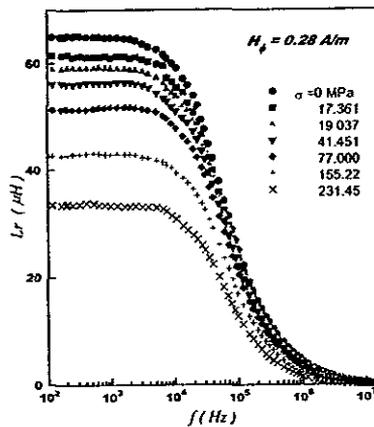


Figura 5.2 Variaciones para L_r en función de la frecuencia y diferentes tensiones

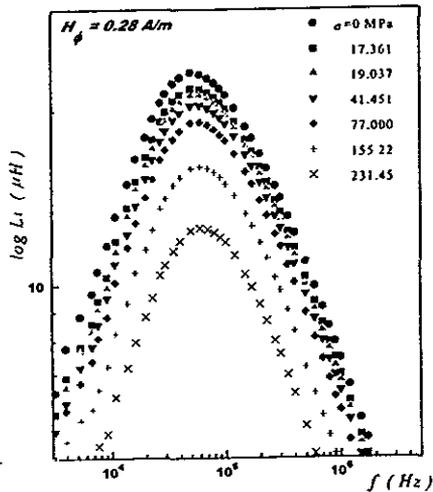


Figura 5.3 Gráfica espectroscópica de $\log Li - \log f$ para diferentes tensiones.

El espectro de Li (figura 5.3), muestra que, las curvas que corresponden a un mayor esfuerzo de tensión, quedan por debajo de las que tienen menor tensión. También se hace notar que el valor del máximo en cada curva se alcanza para diferentes frecuencias.

Al valor de la frecuencia donde Li alcanza el máximo, se le denomina "frecuencia de relajación" f_x , y corresponde a el valor de frecuencia en el que las paredes de los dominios circunferenciales del hilo dejan de seguir el movimiento del campo aplicado H_{ϕ} , es decir, cuando se presenta la dispersión.

Tomando el valor de la frecuencia que corresponde al máximo de cada una de estas curvas, se hace una gráfica en función de la tensión σ (figura 5.4), para analizar cómo, el valor de f aumenta con σ .

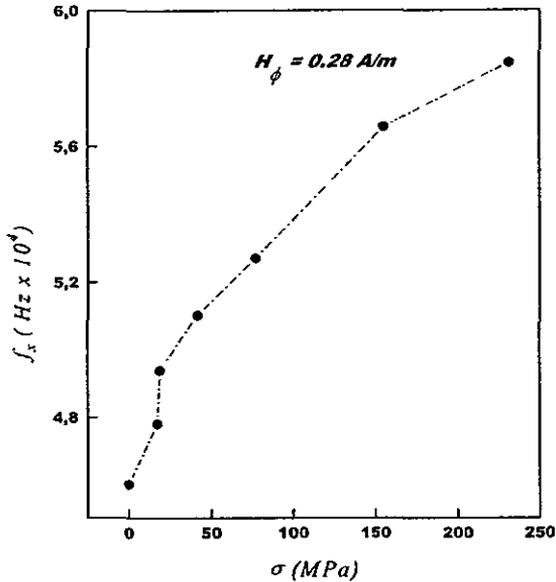


Figura 5.4 Gráfica de la frecuencia de relajación f_x , en función de la tensión σ

Para observar simultáneamente los cambios en la inductancia real L_r y la inductancia compleja L_i , debidos al aumento de tensión y a la variación en la frecuencia, se presenta la gráfica en el plano complejo de L^* (figura 5.5). Los valores de frecuencia se incrementan de derecha a izquierda.

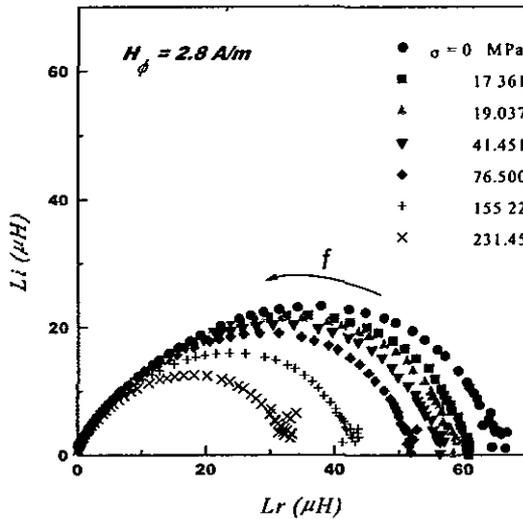


Figura 5.5 Gráfica en el plano complejo de L^* , mostrando el efecto de las diferentes tensiones σ

En esta gráfica se observan formas de semicírculos; conforme aumenta la frecuencia la componente real va decreciendo y L_i pasa por un máximo, al final las dos componentes llegan a cero.

El diámetro de los semicírculos de la figura 5.5, disminuyen conforme se aumenta el valor de la tensión, lo que se observa mas explícitamente en la figura 5.6, donde se gráfica el diámetro de los semicírculos, denotado como L_p , en función del esfuerzo de deformación σ .

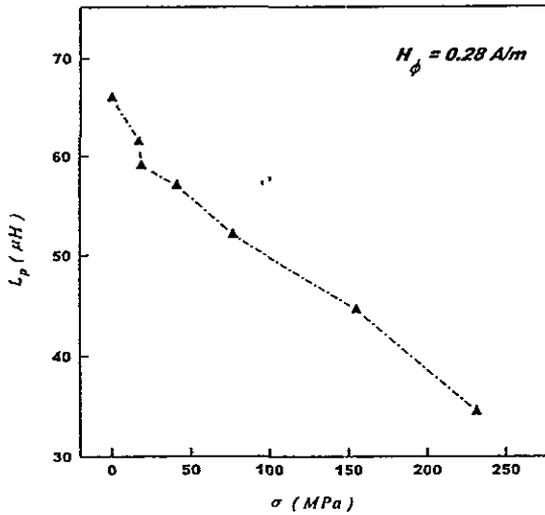


Figura 5.6 Gráfica de la variación de L_p con la tensión

La gráfica en el plano complejo de L^* , recuerda el comportamiento de un circuito RL en paralelo. Figuras 5.7a y 5.7b.

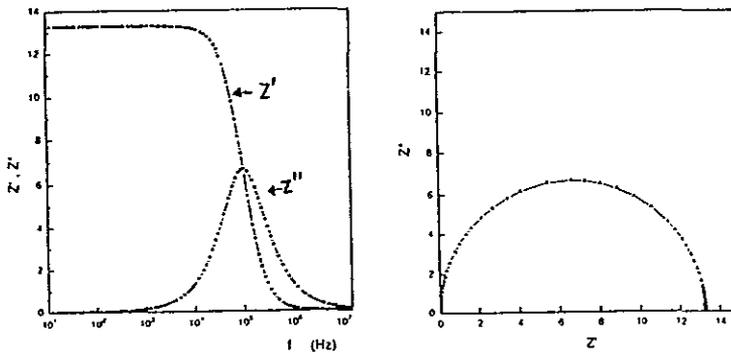


Figura 5.7 Curvas características de impedancia para un circuito RL en paralelo
a) Z_r y Z_i en función de la frecuencia. b) Plano complejo Z^*

Según la técnica de espectroscopia de inductancias, este circuito eléctrico es una buena aproximación para obtener un circuito equivalente que represente el comportamiento físico de la magnetización del material de estudio.

Los valores de los elementos del circuito equivalente, en este caso denotado $R_p L_p$, se obtienen de la siguiente manera: L_p es el diámetro del semicírculo y se relaciona con la permeabilidad estática de las paredes de los dominios circunferenciales. El elemento R_p , se obtiene de la siguiente condición:

$$\omega_x = \frac{R_p}{L_p} \text{ donde } \omega = 2\pi f_x \text{ y } f_x \text{ es la frecuencia de relajamiento.}$$

Despejado R_p se tiene

$$R_p = \omega_x L_p \dots \dots \dots (5.3)$$

El valor del elemento resistivo R_p , está relacionado con el factor de amortiguamiento de las paredes de dominios².

En la siguiente figura, se grafican en función de la frecuencia los valores calculados de R_p y es claro ver que R_p disminuye en función del esfuerzo de deformación.

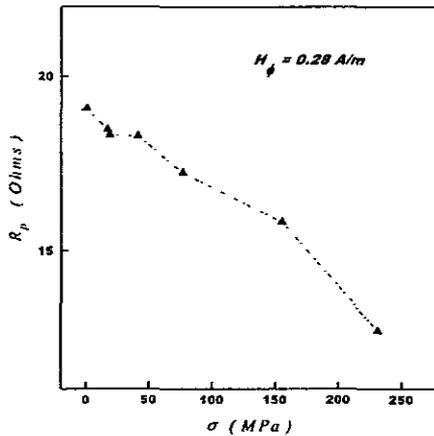


Figura 5.8 Gráfica del valor de R_p en función de la tensión

c). $H\phi >$ campo de propagación y frecuencia de 1kHz.

De la figura 5.1, para $H\phi > H_p$ los procesos de magnetización se resuelven en tres intervalos de frecuencia: el primero a bajas frecuencias, donde se presenta el desplazamiento irreversible de paredes, el intervalo de dispersión, entre los 10^6 y los 10^7 Hz, y finalmente, el proceso rotacional a altas frecuencias. De estas observaciones, se desprende la necesidad de fijar un valor de la frecuencia en cada intervalo, y observar el comportamiento de L_r como función de la amplitud del campo circunferencial $H\phi$ y la tensión σ .

En el intervalo de bajas frecuencias, se selecciono la frecuencia de 1kHz. El espectro de L_r se obtiene mediante la ecuación (5.1), como en los casos anteriores pero con la condición de que f es un valor fijo.

Para $f = 1\text{kHz}$ y sin tensión aplicada ($\sigma = 0$), la componente real (L_r), de la inductancia, aumenta linealmente para $H\phi < 0.3$ (A/m), figura 5.9, alcanzando un máximo cerca de los 4 A/m, para después decaer lentamente.

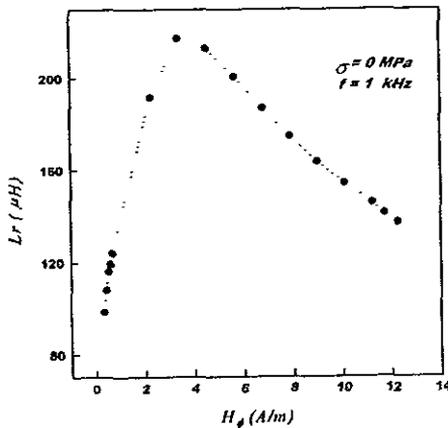


Figura 5.9 Gráfica de $L_r - H\phi$ a frecuencia fija de 1kHz

Las gráficas de L_r con diferentes tensiones aplicadas se presentan en la figura 5.10. Se observa que el comportamiento es semejante al de la figura 5.9. Sin embargo, dependiendo del esfuerzo de tensión aplicada, el máximo alcanzado por

cada curva toma valores más grandes.

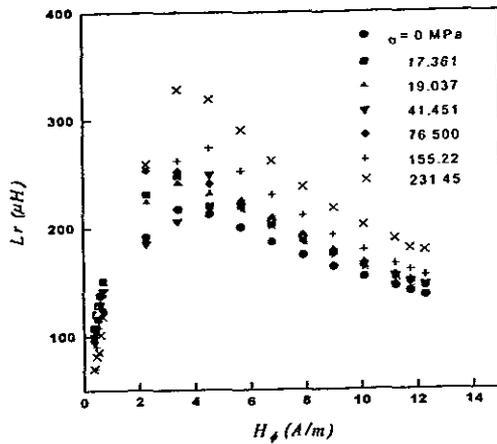


Figura 5.10 Inductancia real a frecuencia fija de 1kHz

d).- $H\phi >$ campo de propagación y frecuencia de 5 MHz.

El proceso de magnetización que corresponde a la rotación de espín, se encuentra a frecuencias altas, según las gráficas de la figura 5.1.

Fijando la frecuencia a los 5 MHz y variando la amplitud del campo $H\phi$ al aplicar diferentes tensiones, se podrá analizar el efecto que tiene la tensión sobre el movimiento de rotación de los espines en los dominios magnéticos del hilo.

La figura 5.11 representa la variación de L_r en función de la amplitud del campo aplicado. El comportamiento constante, es un indicio de que el movimiento de las paredes deja de ser afectado por el campo aplicado. También se puede observar que el aumento en el esfuerzo de deformación σ , hace que el valor de L_r disminuya.

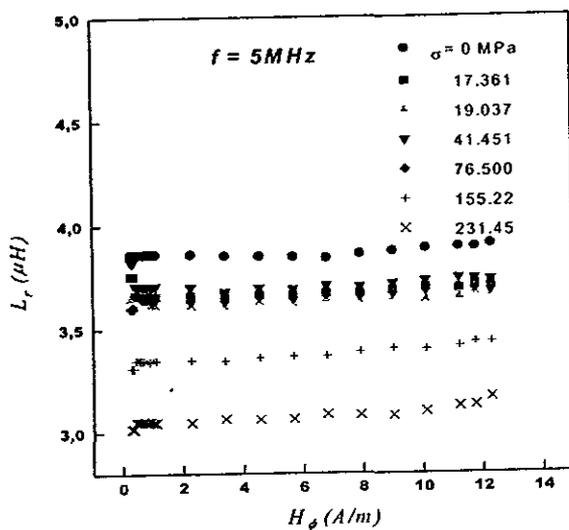


Figura 5.11 Gráfica de $L_r - H_\phi$ a frecuencia fija de 5MHz y diferentes tensiones

Los resultados obtenidos muestran cómo cambia la magnetización del material con respecto a: el campo aplicado, la frecuencia y la tensión. Según el intervalo de frecuencias que se estudie, y dependiendo de la amplitud del campo magnético H_ϕ , se tienen procesos reversibles o procesos irreversibles. La tensión aplicada en el caso reversible, produce en el material una disminución en el valor de la permeabilidad. Si el proceso es irreversible, el aumento en la tensión produce un aumento de la permeabilidad magnética.

REFERENCIAS

- ¹ M. L. Sánchez, R. Valenzuela, M Vázquez, and A. Hernando, J. Materials Research, **10**, (1996).2486 - 2489
- ² B. D. Cullity, "Introducción to Magnetic Materials". De. Adison - Wesley, E.U.A.

Capítulo 6

Discusión

El movimiento de las paredes de los dominios, ha sido asociado con la inductancia L^* , a través del concepto de la permeabilidad compleja¹ :

$$\mu^* = KL^* \dots\dots\dots(6.1)$$

donde K es un factor geométrico, y para un hilo de longitud l , la constante K esta dada como: $K = 10^7/l$ en Henry⁻¹ (SI).

Mediante esta transformación los valores de inductancia que se presentaron en los resultados (Cap. 5), se pueden cambiar a valores de permeabilidad.

a) Variaciones en la amplitud del campo circunferencial H_ϕ , sin tensión aplicada

Los dominios magnéticos circunferenciales, en el exterior de los hilos de CoFeBSi, se encuentran orientados en la dirección de fácil magnetización debido a su anisotropía. Esta distribución de dominios, permite que exista un máximo acoplamiento, entre el campo magnético circunferencial H_ϕ , (generado por la circulación de corriente en el material) y las paredes de dichos dominios (Ver figura 6.1).

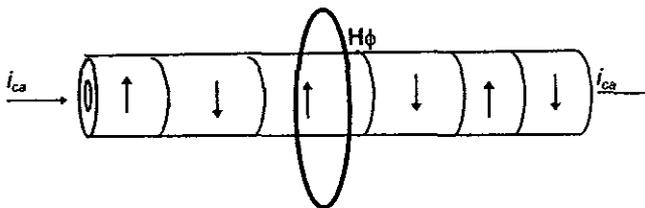


Figura 6.1 Esquema representativo del acoplamiento entre el campo magnético circunferencial H_ϕ y las paredes de los dominios.

Este acoplamiento, origina el movimiento de las paredes de los dominios que a su vez, son responsables de los cambios en la permeabilidad o magnetización. Dependiendo de la intensidad del campo H_ϕ aplicado, las paredes de los dominios

se moverán reversible o irreversiblemente.

En la figura 5.1 se observa claramente que, el valor del campo de propagación H_p , que separa el intervalo de magnetización reversible del irreversible, es igual a 0.3 A/m.

El movimiento reversible, o abombamiento, de las paredes de dominio ocurre a amplitudes de campo $H\phi < H_p$. A bajas frecuencias, las paredes ancladas se moverán alrededor de una cierta posición fija, con la frecuencia del campo.

Incrementando la frecuencia; se presenta un decaimiento en L_r . Esta dispersión representa el momento en el que, las paredes de los dominios han dejado de seguir al campo de excitación y se interpreta como una relajación de las paredes circunferenciales. A frecuencias mayores el único mecanismo de magnetización que continúa actuando se debe al movimiento rotacional de los espines.

El movimiento irreversible de las paredes, ($H\phi > H_p$), corresponde a un abombamiento, desanclaje, desplazamiento, nuevo anclaje y abombamiento de pared, este complejo proceso, se lleva a cabo en tiempos muy cortos, por lo cual se encuentra que la inductancia real (L_r), al inicio tiene una variación con el campo y la frecuencia en el intervalo de bajas frecuencias.

b) Variación en la tensión con campo $H\phi < H_p$.

Los resultados correspondientes a esta parte, se relacionan con el proceso de magnetización reversible y se pueden modelar utilizando un circuito equivalente $R_p L_p$ en paralelo, como se mostró en el capítulo 3.

Los valores de L_p , se obtuvieron del diámetro de los semicírculos mostrados en la figura 5.5, y f_x corresponde a la condición $L_r = L_i$ por lo que se puede extraer del máximo en la gráfica de L_i vs $\log f$ (fig. 5.3). Finalmente el resistor equivalente R_p , se calcula de $R_p = L_p / 2\pi f_x$

En trabajos anteriores (cintas ferromagnéticas con tensión)², se ha reportado que, cuando las variaciones en f_x y L_p se compensan; de tal forma que R_p se mantenga constante; entonces los cambios en la permeabilidad indican solo cambios en el área libre que barre el abombamiento de la pared.

Las variaciones en f_x , L_p , y R_p (fig. 5.4, 5.6 y 5.8) son indicativas de como la tensión aplicada axialmente en los hilos amorfos, les induce un incremento en la anisotropía; puesto que, como se dedujo en el Cap. 3, R_p se relaciona con el inverso de la constante de amortiguamiento β , por:

$$R_p = [16\pi Ms/Kd](1/\beta) \dots\dots\dots(3.11)$$

De donde es claro que una disminución de R_p , implica un incremento en el amortiguamiento (β), del movimiento de las paredes. Tal amortiguamiento, se relaciona con un aumento en le tamaño de la pared, o una disminución de la energía de la misma. Según las ecuaciones 3.7 y 3.10 del Capítulo 3, la constante β se expresa en términos de la energía libre de pared, la frecuencia de relajación y el tamaño de la pared por la siguiente ecuación:

$$\beta = \frac{18\gamma}{da_k} \dots\dots\dots(6.1)$$

Con esta definición se puede ver que, el aumento en el amortiguamiento debido a un aumento en las dimensiones de la pared, se tendría que compensar con la disminución del valor de la frecuencia de relajación de la pared $\omega_x \approx 2\pi f_x$. Sin embargo se observa lo contrario (fig. 5.4).

Por otro lado, la disminución de la energía cinética de la pared (γ) sería la consecuencia de una disminución en el movimiento de los espines de la pared.

Recordando que, los hilos ferromagnéticos amorfos ricos en Co tienen una constante de magnetostricción negativa; o en otras palabras, sus espines magnéticos presentan una disposición especial para a alinearse perpendicularmente con respecto al eje de tensión; se entiende entonces, que la aplicación de una mayor tensión axial en el hilo, favorece el fenómeno de la magnetostricción

En la literatura especializada, se ha reportado que la aplicación de tensión longitudinal en hilos ferromagnéticos promueve el desarrollo de dominios transversales a la tensión ³, y los modelos que se han sugerido se explican en términos de la dependencia de la impedancia con el campo como un resultado de la magnetización transversal⁴ y también como resultado del efecto de penetración de piel⁵

En este trabajo el modelo presentado se relaciona directamente con las propiedades magnéticas del material como son la permeabilidad y la magnetización, además de que, se obtiene información sobre el efecto real de la tensión sobre los espines.

c)Proceso irreversible Campo $H\phi > H_p$ y frecuencia fija de 1 kHz.

Los experimentos realizados a la frecuencia de 1 kHz y $H\phi > 0.03A/m$, están asociados con el desplazamiento de las paredes de los dominios circunferenciales.

Las figuras 5.9 y 5.10, muestran un incremento de la inductancia real con respecto a la tensión aplicada.

Para un análisis más específico de este comportamiento, se han derivado curvas de magnetización circunferencial, a partir de Lr^6 , mediante la transformación de Lr a valores de permeabilidad μ (ec. 6.1), pasando luego a valores de inducción magnética (B) y finalmente a la magnetización circunferencial (M) de la siguiente forma:

$$\mu^* = \mu_r + j\mu_i = K(L_r + jL_i), \text{ con } K=10^{-6}l \text{ (Henry/m) y } l = 0.1m$$

se tiene entonces que

$$\mu_r = (10^{-6} \text{ H/m}) L_r.$$

Utilizando ahora la relación del electromagnetismo, para la inducción magnética:

$$B = \mu_0(H+M) \dots\dots\dots(6.2)$$

donde $\mu_0=4\pi \times 10^{-7}$ (Henry/m) es el valor de la permeabilidad del vacío, en el SI.

Tomando en cuenta, la relación que existe entre la permeabilidad relativa (μ_r) y la permeabilidad absoluta (μ) del material:

$$\mu_0\mu_r = \mu \dots\dots\dots(6.3)$$

Por otro lado, se tiene que la inducción magnética en un medio material se puede expresar en términos de la permeabilidad absoluta, como $B = \mu H$. Sustituyendo la ecuación 6.3 en la expresión de B absoluta, entonces $B=\mu_0\mu_r H$.

Igualando esta última expresión con la ecuación (6.2) y despejando la magnetización M, se llega a:

$$\mu_0 H(\mu_r - 1) = \mu_0 M \dots \dots \dots (6.4)$$

Considerando que tanto la inducción magnética como la magnetización que se tiene para el hilo son de geometría circular. La ecuación anterior se puede escribir como

$$\mu_0 M \phi = (\mu_r - 1) \mu_0 H \phi \dots \dots \dots (6.5)$$

Esta última expresión es útil para conocer la magnetización circular del hilo, $\mu_0 M \phi$, que resulta de sustituir los valores de $H \phi$ y μ_r . Con estos datos se obtiene la curva de magnetización como función del campo circular $H \phi$ aplicado (ver figura 6.2)

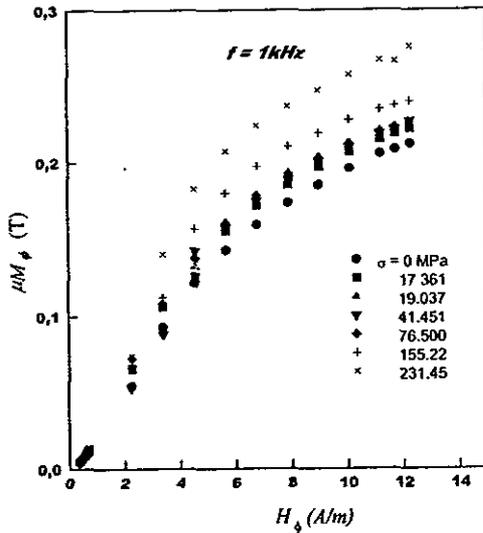


Figura 6.2 Curvas de magnetización a frecuencias fija de 1 kHz y diferentes tensiones aplicadas

La figura 6.2 muestra curvas característica de magnetización, que presentan al inicio, un incremento lineal que corresponde al desplazamiento reversible de las paredes de los dominios, después, un cambio brusco en la pendiente de la gráfica Debido al desplazamiento de las paredes, y finalmente las curvas tienden a un valor constante.

**ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA**

Tomado en cuenta que a frecuencia de 1kHz, el proceso de magnetización que predomina es el desplazamiento de paredes, se puede deducir de la figura 6.2 que la tensión, favorece el desplazamiento de las paredes, y por lo tanto se incrementa la magnetización con la tensión aplicada.

d) $H\phi > 0.03A/m$ y frecuencia de 5 MHz

El valor de frecuencia de 5M Hz, se encuentra más arriba de la frecuencia de relajación, por lo que el proceso de magnetización que predomina es la rotación de espín. Como se observa en la figura 5.11, la inductancia L_r permanece constante, independientemente del campo aplicado, sin embargo, a mayor tensión aplicada el valor de L_r es más pequeño.

Nuevamente es de gran utilidad, obtener las curvas de magnetización circunferencial para conocer de que forma se afecta al proceso de magnetización por rotación de espín

Utilizando el método descrito en el apartado anterior, se obtiene las siguientes gráficas de la magnetización:

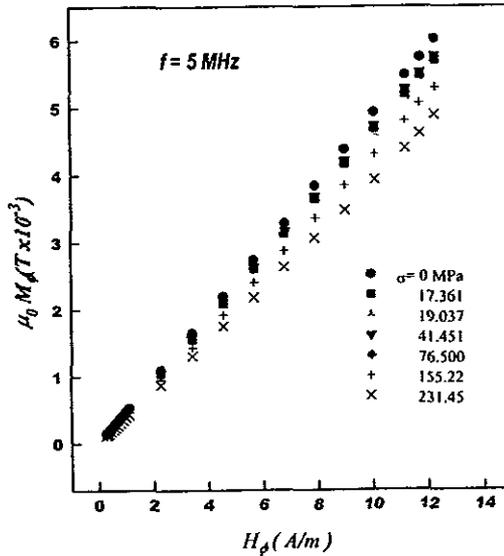


Figura 6.3 Curvas de magnetización a frecuencia fija de 5MHz y diferentes tensiones

Las curvas de magnetización que se muestran en la figura 6.3, exhiben un comportamiento lineal, con una pendiente que *decrece* cuando se incrementa el valor de la tensión aplicada. Estos resultados se explican, considerando que a la frecuencia de 5MHz, se tiene principalmente a la rotación de espín como mecanismo de magnetización, entonces, una disminución de la magnetización, indica que los espines pierden habilidad para seguir rotando con la frecuencia del campo. Recordando nuevamente que el hilo es de magnetostricción negativa, la aplicación de la tensión aumenta la anisotropía y por lo tanto aumenta la oposición de los espines a ser movidos de su posición de mínima energía.

REFERENCIAS

- ¹G. Aguilar Sahagún, P. Quintana , E. Amano, J.T.S. Irvina and R. Valenzuela. *J Appl. Phys.* **76** (1994) 700
- ² I. Betancourt and R. Valenzuela. *IEEE Trans. Magn.* **33** (1997) 3973
- ³ M. Knobel, M. L. Sanchez, J Velázquez and M Vázquez *J. Phys.: Condens. Matter* **7** (1995) L115-L120.
- ⁴ M. Knobel, M Vazquez, M. L. Sanchez, A. Hernando. *J. of Magnetism and Magnetic Materials* **169** (1997)
- ⁵ L. V. Panina, K. Mohri, K. Bushida, and M. Noda. *J. Appl. Phys.* **76** (10), 15 November 1994.
- ⁶ M.L. Sánchez, R. Valenzuela, M. Vázquez and A. Hernando. *J. Materials Research Society.* **11**, (1996) 2486.

Capítulo 7

Conclusiones.

1. La técnica de espectroscopia de inductancias, permite separar el efecto de la tensión en los procesos de magnetización reversibles e irreversibles, en hilos ferromagnéticos amorfos.
2. El proceso de magnetización reversible por abombamiento de pared, es amortiguado por la aplicación de una tensión.
3. La magnetización por rotación de espín; que corresponde a un proceso reversible; disminuye cuando se incrementa la tensión.
4. La magnetización por desplazamiento de pared, que es un proceso irreversible, se favorece al aplicarle tensión.
5. Interpretando los resultados en términos de la anisotropía inducida, se puede determinar que:
 - a) En los procesos irreversibles, los hilos ferromagnéticos bajo tensión presentan una reorientación de los dominios que se no se encontraban con una geometría totalmente circular, por lo cual; existe un aumento en la permeabilidad inicial. Además, la tensión favorece el desplazamiento de paredes
 - b) En el caso reversible, la aplicación de tensión refuerza la anisotropía ya existente, por lo que se manifiesta una disminución de la permeabilidad inicial y por lo tanto en un decrecimiento de la magnetización.