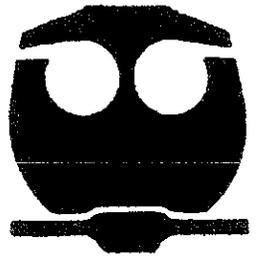


80



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO**

FACULTAD DE QUIMICA

**APLICACIONES DE SENSORES BASADOS
EN EL EFECTO DE MAGNETOIMPEDANCIA**

Trabajo

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TITULO DE:

INGENIERA QUIMICA

P R E S E N T A:

MARICARMEN GARDUÑO VAZQUEZ

México, D.F.



**SECRETARÍA DE EDUCACIÓN PÚBLICA
FACULTAD DE QUIMICA**

2001



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

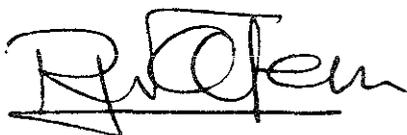
Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

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.

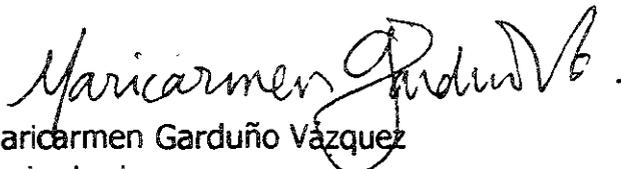
Jurado asignado:

Presidente	Prof. Leticia Ma. De los Ángeles González Arredondo
Vocal	Prof. María de los Ángeles Martínez Olmedo
Secretario	Prof. Raúl Alejandro Valenzuela Monjarás
1er. Suplente	Prof. Baldomero Pérez Gabriel
2º. Suplente	Prof. José Guadalupe Pérez Ramírez

Instituto de Investigaciones en Materiales
Laboratorio de Propiedades Eléctricas y Magnéticas
Ciudad Universitaria, UNAM



Dr. Raúl Alejandro Valenzuela Monjarás
Asesor



Maricarmen Garduño Vázquez
Sustentante

Los científicos son humanos desde luego,
por mucho que sus artículos pretendan no serlo.

Roald Hoffmann, Premio Nobel de Química

Gracias al Instituto de Investigaciones en Materiales y, muy especialmente, a mis amigos del Laboratorio de Propiedades Eléctricas y Magnéticas: Pili, Inés, Israel, Karin, Herlinda y Oli. Este es un gran trabajo de equipo. Muchas gracias.

Gracias a mi querido Prof., Dr. Raúl Valenzuela. He aprendido mucho de usted y no sólo la diferencia entre un campo magnético ac y uno dc. Gracias por animarme a tomar este proyecto y ayudarme a terminarlo. Je vous remercie beaucoup.

A mi familia Garduño y a mi familia Vázquez. Papá, mamá y Gar, ¡ lo hicimos !

A mis amigos y compañeros de la Facultad de Química, a mis cuates del francés, Ros y Jess: su amistad ha sido un gran impulso.

A todos los que se preocuparon por la terminación de este trabajo. A los que ayudaron con las imágenes y con la presentación. A los que me tienen en sus oraciones constantemente... guardo sus nombres en mi corazón. Que Dios los siga bendiciendo.

Aplicaciones de Sensores basados en el efecto de Magnetoimpedancia

Índice

1. Introducción	1
2. Propiedades Magnéticas de los Materiales	3
2.1. Principios de Magnetismo	4
2.2. Tipos de Materiales Magnéticos	6
2.3. Propiedades Magnéticas de los Materiales Ferromagnéticos	
2.3.1. Permeabilidad Magnética	10
2.3.2. Susceptibilidad Magnética	11
2.3.3. Anisotropía	11
2.3.4. Magnetostricción	12
2.3.5. Dominios Ferromagnéticos	13
2.3.6. Ciclo de Histéresis Ferromagnética	16
3. Hilos Ferromagnéticos	
3.1. Estructura Amorfa	18
3.2. Hilos de Composición CoFeBSi	20
3.3. Técnica de Preparación	22
4. Magnetoimpedancia	
4.1. Efecto de Magnetoimpedancia	25
4.2. Espectroscopía de Impedancias	27
5. Sensores	
5.1. Sensores Magnéticos	32
5.2. Tipos de Sensores	33
5.2.1. Aplicaciones del Efecto MI para Sensores	34

6. Técnica Experimental	37
7. Resultados	
7.1 Resultados para la condición del hilo as – cast	40
7.2 Resultados para la condición del hilo sometido a torsión	45
8. Discusión de resultados	
8.1 Discusión de resultados para la condición del hilo as – cast	54
8.2 Discusión de resultados para la condición del hilo sometido a torsión	56
9. Conclusiones	65
10. Referencias y bibliografía	67

1. INTRODUCCIÓN

Los fenómenos magnéticos en los materiales han sido estudiados desde la antigüedad. Parte de ese estudio ha sido en la relación que tienen los fenómenos magnéticos con los fenómenos eléctricos.

Al descubrirse que las propiedades magnéticas dependían de gran manera en la composición del material, se han desarrollado materiales cuyas composiciones utilizan las propiedades intrínsecas de los elementos con magnetización espontánea (ferromagnéticos) y las propiedades estructurales de otros elementos. Estos nuevos materiales tienen aplicaciones directas en la industria y como parte de nuevas tecnologías en detectores o sensores magnéticos.

El caso que se estudia en este trabajo es el de un hilo ferromagnético amorfo rico en metales de transición. Debido a su manera de preparación, este hilo posee características magnéticas especiales como una anisotropía magnética circunferencial y una magnetostricción negativa. Sus características hacen que el hilo presente un efecto particular llamado efecto de magnetoimpedancia.

Se llama efecto de magnetoimpedancia a la variación de la respuesta en la impedancia de un material ferromagnético sometido a una corriente alterna de amplitud pequeña, cuando se le aplica un campo magnético dc.

Como una herramienta para estudiar el fenómeno de la magneto impedancia, nos valemos de la *espectroscopía de impedancias*. Para hacer el análisis de los datos obtenidos por esta técnica, utilizamos la relación que tienen los formalismos de la impedancia (que incluyen ϵ , propiedad eléctrica) con los formalismos de la inductancia (que incluyen μ , propiedad magnética). Con gráficas de las partes reales e imaginarias de la inductancia contra la frecuencia y la gráfica del plano complejo (inductancia real contra inductancia imaginaria) podremos reconocer cuáles son los procesos de magnetización que se están llevando a cabo y cuál sería su representación como un circuito con resistencias e inductancias (R, L) equivalente.

Los trabajos anteriores sobre hilos magnéticos suaves y su comportamiento ante la torsión, se han hecho con hilos de menor tamaño (longitud), sin estudiar cómo varía la

respuesta de la impedancia del hilo y con tratamientos térmicos antes de hacer el experimento.¹

En esta tesis le aplicaremos torsión a un hilo amorfo ferromagnético suave de composición $(\text{Co}_{0.94}\text{Fe}_{0.06})_{72.5}\text{B}_{15}\text{Si}_{12.5}$ y estudiaremos su respuesta ante un campo magnético dc. Esta respuesta se comparará con la respuesta del hilo sin ser sometido a torsión. Se espera que la respuesta de impedancia sea una función simple de la torsión y que en consecuencia, el hilo pueda ser parte fundamental de un sensor magnético con utilización en la industria.

Los sensores magnéticos no detectan directamente la propiedad física que se pretende medir, detectan cambios o perturbaciones en campos magnéticos que han sido creados o modificados y de ahí se deriva la información de la propiedad como dirección, presencia, rotación ángulo o corrientes eléctricas, por eso se estudiará la posibilidad de relacionar los grados de torsión de un hilo con su respuesta magnética.

¹ FURMANOVA, T.A. et al; Effects of dc current on magneto-impedance in CoSiB twisted wires; Sens. & Act. 81 (2000) 95-97

KITOH, T. et al; Asymmetrical Magneto-Impedance Effect in Twisted Amorphous wires for sensitive magnetic sensors; Transactions on Magnetics, Vol. 31, No. 6 November 1995

VÁZQUEZ, M. et al; Torsion dependance of the magnetization process in magnetostrictive amorphous wire; Journal of Magnetism and Magnetic Materials 96 (1991) 321 - 328

2 . PROPIEDADES MAGNÉTICAS DE LOS MATERIALES

El magnetismo es un fenómeno conocido y estudiado desde la antigüedad. Ya desde los griegos existían varias "teorías" que explicaban por qué la magnetita atrae al hierro y diversas leyendas del origen de su nombre. Una versión dice que el nombre *magnetismo* viene de la región Magnesia de Asia Menor, lugar donde abundaba la magnetita (Fe_3O_4).

Aún si existen escritos y tratados de varios autores grecolatinos anteriores, se reconoce a William Gilbert de Colchester como el fundador de la ciencia del magnetismo. A partir de su *De Magnete* de 1600, los razonamientos para explicar los fenómenos magnéticos fueron avanzando. El magnetismo se trató de explicar como la electricidad, pero se descubrió que siempre existían *dos* polos magnéticos y no "portadores" de carga magnética. Desde entonces ambos fenómenos *electricidad* y *magnetismo* han estado entrelazados de alguna u otra manera. Tenemos el caso de Hans Christian Oersted quién notó en 1819 que una aguja magnética se movía cuando pasaba corriente por un alambre paralelo a la misma.

Así, Ampère, Faraday, Maxwell y Hertz por sus diversas aportaciones a la física, ayudaron al mejor entendimiento del fenómeno del magnetismo en los materiales, no exclusivamente en las magnetitas e imanes.

Con la aportación de Lorentz de la teoría del electrón y los trabajos realizados por P. Curie en la relación magnetismo – temperatura y los de P. Weiss sobre los campos moleculares, el camino estaba listo para que a principios del siglo XX, Niels Bohr y J. H. Van de Leeuwen llegaran a la conclusión que la magnetización neta de un conjunto de electrones es cero.

Gracias a la introducción de la mecánica cuántica y las ideas de Planck, se han conectado ya los fenómenos macroscópicos del magnetismo observados desde hacía años, con las propiedades de los átomos y las moléculas; asimismo se conocen ahora las

interacciones de los electrones como responsables del momento magnético y su papel en los fenómenos magnéticos.¹

2.1 Principios de Magnetismo

Un electrón que orbita es equivalente a una carga eléctrica que gira en una espira circular y por lo tanto, crea una corriente eléctrica, I .

$$I = q / s = e / \tau$$

donde e es la carga del electrón, y τ es el periodo de revolución.

Si la órbita es circular, se recorre una distancia de $2\pi r$ a cierta velocidad v . Sustituyendo, tenemos que

$$I = e v / 2\pi r$$

Una corriente circular genera un momento dipolar magnético μ ya que el electrón al orbitar crea un par de dipolos norte y sur cuya magnitud es la corriente (I) por el área barrida (A), con una *dirección perpendicular al plano de la órbita*. μ es una cantidad vectorial.

$$\mu = I A$$

Las unidades de $|\mu|$ son = $A \text{ m}^2$ (Ampere por metro cuadrado). Si

$$1 \text{ tesla} = T = \frac{N}{Am} \quad \dot{\gamma} \quad 1 \text{ Joule} = J = Nm$$

la unidades magnéticas del momento magnético μ son² = $\frac{J}{T}$

El electrón tiene también un momento angular L perpendicular a la órbita (Figura 1), pero en la dirección opuesta a μ . No cualquier valor de L está permitido, así que los dipolos magnéticos están cuantizados. Se define, entonces el *magnetón de Bohr* μ_B .

$$\mu_B = e \hbar / 4\pi m_e = 9.274 \times 10^{-24} \text{ J / T}$$

¹ Adaptado de TAGÜEÑA, Julia et al; De la brújula al espín: el magnetismo; La Ciencia para Todos, México 1997, pg. 9 - 27

² CRUZ, CHAMIZO, GARRITZ; Estructura atómica, un enfoque químico; Addison Wesley Iberoamericana, 1987 pg. 310-319

donde m_e es la masa del electrón, y \hbar es la constante de Planck.

μ y μ_B , al estar cuantizados, se relacionan por una constante de números enteros k .

$$\mu = k \mu_B \quad \text{con } k = 1, 2, \dots, n$$

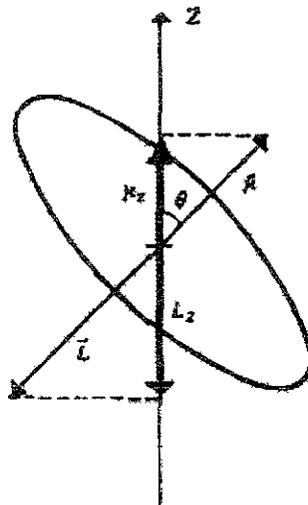


Figura 1. Relación entre μ y L para una órbita con una orientación, respecto al eje Z, definida por el ángulo θ .³

El momento magnético por unidad de volumen de un material magnético se llama *magnetización*, \mathbf{M} . La unidad de la magnetización es el Weber por metro cuadrado (W m^2).

Para describir la magnetización de un material, podemos utilizar también la densidad de flujo de un campo magnético \mathbf{B} , también llamado *inducción magnética*.

Cuando un átomo está inmerso en \mathbf{B} , existe una fuerza que tiende a que el norte del dipolo se oriente con el sur del campo y otra fuerza que tiende a que el sur del dipolo se alinee con el norte del campo. Como consecuencia del par de fuerzas, se presenta un cambio de energía potencial ΔE que depende de la orientación del dipolo y vale

$$\Delta E = - \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} = - (\mu_x B_x + \mu_y B_y + \mu_z B_z)$$

³ CRUZ, GARRITZ, CHAMIZO; Estructura atómica...

El signo menos indica que la posición más estable del dipolo se encuentra cuando está alineado con el campo. ΔE es mínima cuando μ y B (ambos cantidades vectoriales) apuntan en la misma dirección $\theta = 0^\circ$, es cero para $\theta = 90^\circ$ y es máximo para $\theta = 180^\circ$. (Figura 2)

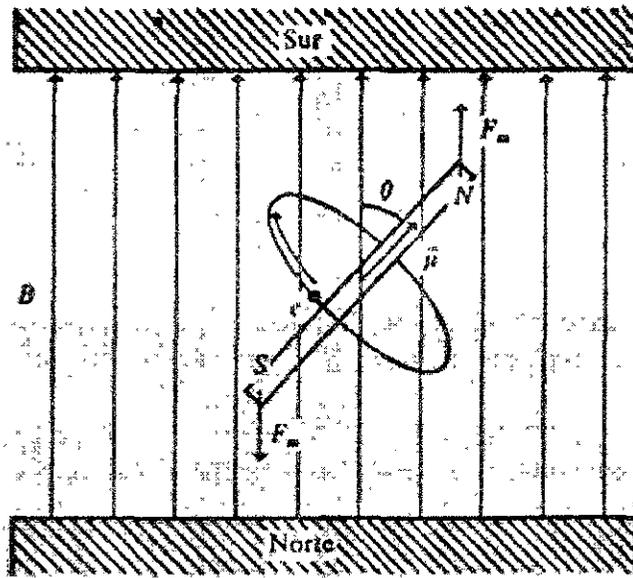


Figura 2. Par de fuerzas que experimenta un dipolo magnético en un campo

2.2 Tipos de Materiales Magnéticos

Existen algunos materiales que responden con mayor intensidad a la presencia de un campo magnético. Estos materiales tienen propiedades importantes en aplicaciones industriales en la ingeniería eléctrica, especialmente por la relación que existe entre la electricidad y el magnetismo.

La clasificación más general de los materiales magnéticos los agrupa dependiendo de su estructura y su comportamiento en presencia de un campo magnético externo. Tenemos así materiales paramagnéticos, diamagnéticos, ferromagnéticos, antiferromagnéticos y ferrimagnéticos.

El *paramagnetismo* ocurre en materiales cuyos átomos tienen momentos dipolares magnéticos permanentes. En un material paramagnético sin un campo externo los

momentos magnéticos están orientados al azar y no presenta efectos magnéticos⁴. Al aplicársele un campo magnético los dipolos magnéticos tienden a alinearse con el campo. El paramagnetismo clásico está relacionado con la temperatura. Al aumentar la temperatura del material, el movimiento térmico de los átomos tiende a perturbar el alineamiento de los dipolos y en consecuencia la magnetización disminuye. Puesto que la magnetización de una muestra depende de la suma vectorial de sus dipolos magnéticos atómicos, la magnetización alcanza su valor máximo cuando todos los dipolos son paralelos. Cuando la magnetización adquiere su valor de saturación, los aumentos en el campo aplicado B no tienen ya efecto sobre la magnetización.

Cuando se suprime el campo magnético, los dipolos se distribuyen de nuevo al azar. Los paramagnéticos son generalmente compuestos iónicos o covalentes.

Los metales presentan otro tipo de paramagnetismo llamado de *Pauli*.⁵ Para estos materiales los electrones en las bandas cercanas a la energía de Fermi son los responsables del efecto paramagnético, mismo que estrictamente, no depende de la temperatura. Este efecto se encuentra en metales como el aluminio, titanio y en aleaciones de cobre.⁶

Los *diamagnéticos* son aquellos materiales cuyos momentos dipolares magnéticos atómicos son de valor cero, ya que se cancelan entre sí. Los átomos que no tienen momentos dipolares magnéticos permanentes, adquieren momentos dipolares inducidos cuando están situados dentro de un campo magnético externo con una orientación opuesta al campo aplicado. Materiales como cobre, plata, oro y alúmina son diamagnéticos a temperatura ambiente. Los superconductores deben ser diamagnéticos perfectos en los que el campo generado se opone exactamente con la misma intensidad al campo aplicado.

El *ferromagnetismo* se presenta en materiales en que los átomos tienen momentos dipolares magnéticos permanentes en su mayoría causados por momentos en espines no apareados. Las fuerzas interatómicas causan que los momentos se alinien espontáneamente de forma paralela en regiones que contienen a varios átomos. Estas

⁴ HAYT, W.; Engineering Electromagnetics; McGrawHill; 4th ed. 306-315

⁵ VALENZUELA; R. Magnetic Ceramics; Cambridge University Press, 1994

⁶ ASKELAND, D.; The Science and Engineering of Materials; PWS Publishing. Co. 3rd edition, 1994

regiones se llaman dominios separados por paredes. Los momentos magnéticos en las paredes que separan los dominios no están alineados con ninguno de los momentos a ambos lados de la pared. Por lo tanto la pared de dominio es una región de alta energía. Al dividirse un cristal en dominios pequeños disminuye su energía magnetostática, pero hay una pequeña ganancia en la energía debido a la creación de más paredes de dominio. Al llegar ese punto en el que la disminución en la energía de volumen se balancea con el aumento de energía debido a un aumento en las paredes de dominio, no se crean más dominios ni divisiones.⁷

En los materiales ferromagnéticos, existe una fuerte interacción entre los momentos dipolares atómicos vecinos que los mantiene alineados incluso cuando se suprime el campo magnético externo. Sin embargo, al aumentar la temperatura, se destruye el orden y su comportamiento se vuelve paramagnético. A la temperatura en la cual cambia de ferromagnético a paramagnético, se llama temperatura crítica o temperatura de Curie, T_c . Cuando un material ferromagnético como el hierro o el níquel es enfriado por encima de su T_c , los momentos magnéticos se alinean aleatoriamente de forma que no hay ningún momento magnético neto.⁸

Si un material ferromagnético está situado dentro de un campo externo, pueden ocurrir dos efectos: 1) los dipolos fuera de las paredes de los dominios que están alineados con el campo giran hasta alinearse, permitiendo que tales dominios crezcan a costa de los dominios vecinos; y 2) los dipolos de los dominios no alineados pueden girar completamente para alinearse con el campo aplicado. En cualquiera de los dos casos hay ahora más dipolos orientados con el campo y el material tiene una magnetización grande.

En el *antiferromagnetismo* los momentos magnéticos producidos en dipolos vecinos se alinean en direcciones opuestas entre ellos. El momento magnético neto es cero. Estos materiales son muy poco afectados por la presencia de un campo magnético externo. El primer material descubierto que presentó esta alineación de sus momentos magnéticos

⁷ MURRAY, Introduction to Engineering Materials. Behavior, properties and selection, Marcel Dekker Inc. USA 1993

⁸ SMITH, William; Fundamentos de la Ciencia e Ingeniería de Materiales; 3ra ed.; McGraw Hill

fue el óxido de manganeso. El antiferromagnetismo sólo se presenta a temperaturas relativamente bajas, a veces por debajo de la temperatura ambiente.

Los materiales *ferrimagnéticos* muestran una alineación antiparalela de momentos atómicos adyacentes, pero los momentos no son iguales y no se compensan por completo. Hay una respuesta grande al campo magnético externo pero no es tan grande como en los materiales ferromagnéticos. El grupo de materiales más importante de materiales ferrimagnéticos son las ferritas, que tiene una conductividad baja y una resistencia alta (más que la de los ferromagnéticos), por lo que hay menos corrientes inducidas en el material cuando se aplican campos alternos, como por ejemplo en núcleos de transformadores que operan a altas frecuencias.

Los momentos magnéticos de los materiales pueden ordenarse también de manera más compleja como de manera *triangular* o de manera *helicoidal*. (Figura 3).

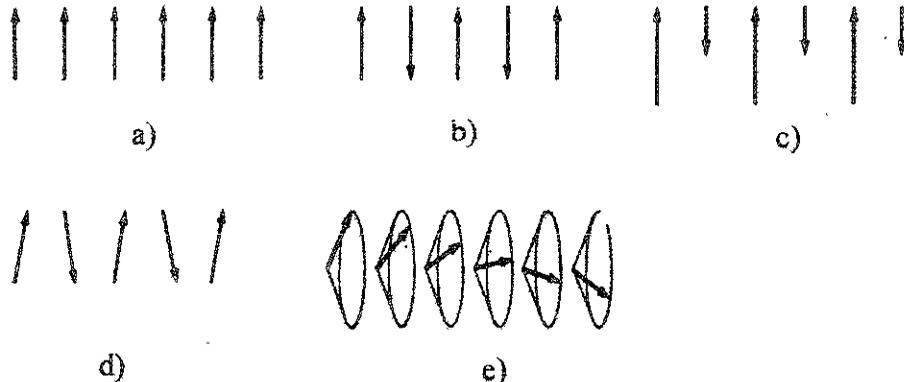


Figura 3. Representación esquemática de algunas estructuras magnéticas a) ferromagnético, b) antiferromagnético, c) ferrimagnético, d) triangular, e) helicoidal ⁹

⁹ VALENZUELA, R. Magnetic Ceramics...

2.3 Propiedades Magnéticas de los Materiales Ferromagnéticos

Algunas de las propiedades magnéticas que presentan los materiales ferromagnéticos son: la permeabilidad magnética, la susceptibilidad magnética, la anisotropía, la magnetostricción, dominios ferromagnéticos y un ciclo de histéresis ferromagnética.

2.3.1 Permeabilidad Magnética

Al colocar un material ferromagnético dentro de un campo magnético, aumenta la intensidad de éste campo. Este incremento de la magnetización se mide mediante una cantidad llamada *permeabilidad magnética* μ , definida como el cociente de la inducción magnética B respecto al campo aplicado H :

$$\mu = B / H$$

Si el campo magnético se aplica al vacío, $\mu = \mu_0$ que es la permeabilidad del vacío. Se puede definir también una *permeabilidad relativa* μ_R .

$$\mu_R = \mu / \mu_0$$

La relación entre la magnetización M definida anteriormente, y B se explica con la ecuación:

$$B = \mu_0 H + \mu_0 M$$

Para muchos materiales magnéticos $\mu_0 M \gg \mu_0 H$ y podemos decir entonces que

$$B \cong \mu_0 M$$

2.3.2 Susceptibilidad Magnética

Dado que la magnetización de un material magnético es proporcional al campo aplicado, el factor de proporcionalidad llamado *susceptibilidad magnética* χ_m se define como:

$$\chi_m = M / H \quad \text{o sea} \quad M = \chi_m H$$

χ_m , M y H son cantidades vectoriales, pero debido a que los tres parámetros tienden a estar alineados, se escribe la ecuación de forma escalar.

También podemos relacionar la susceptibilidad magnética con la permeabilidad magnética relativa si combinamos ecuaciones para obtener:

$$\mu_R = 1 + \chi_m$$

2.3.3 Anisotropía

La *anisotropía* se refiere a que la respuesta del material a los campos aplicados puede ser en diferentes direcciones ya que la orientación de los espines da una dirección preferencial o una dirección de *fácil magnetización*.

Los materiales ferromagnéticos pueden presentar tres tipos de anisotropía:

La *anisotropía de forma* es consecuencia de factores geométricos del material. Los hilos ferromagnéticos presentan una anisotropía debido a su geometría cilíndrica.

La *anisotropía magnetocristalina* es consecuencia de los efectos de la orientación del cristal en la magnetización de materiales ferromagnéticos. Para materiales policristalinos ferromagnéticos, tales como el hierro y el níquel, los granos en diferentes orientaciones alcanzarán la magnetización de saturación para diferentes intensidades del campo. Los granos cuyas orientaciones estén en la dirección de fácil magnetización se saturarán a pequeños campos aplicados, mientras que los granos orientados en las direcciones difíciles deben rotar su momento resultante en la dirección del campo aplicado y alcanzarán la saturación para campos mucho mayores.

Los materiales amorfos no presentan anisotropía magneto cristalina.

La *anisotropía magneto elástica* aparece debido a las tensiones mecánicas dentro del material al momento de su preparación y es el acoplamiento entre la magnetostricción λ y los esfuerzos internos σ . Tiende a formar alineación radial o circular en una capa externa y una capa cilíndrica en el eje axial.¹⁰

2.3.4 Magnetostricción

Cuando un cuerpo se magnetiza, cambian sus dimensiones. A este cambio se le llama magnetostricción, λ . La energía debida a esfuerzos mecánicos generada por la magnetostricción se denomina *energía de magnetostricción*.

$$\lambda = \Delta l / l$$

donde l es la longitud del material

La causa de la magnetostricción se atribuye al cambio de la longitud del enlace entre los átomos del material ferromagnético cuando rotan sus momentos dipolares para alinearse durante la magnetización.

El signo de la constante de magnetostricción es importante ya que éste determina si un esfuerzo de compresión promoverá u obstaculizará el proceso de magnetización. En los materiales uniaxiales, la anisotropía de esfuerzos afecta únicamente al mecanismo de magnetización rotacional; en materiales con anisotropía cúbica (caso de un magnetocristal) también afecta el movimiento de paredes.¹¹

En la Figura 4 se muestra esquemáticamente la elongación correspondiente a una magnetostricción positiva (a) cuando la temperatura es mayor a la temperatura de Curie, (b) cuando la temperatura es menor a la temperatura de Curie y no hay un campo

¹⁰ VÁZQUEZ M. et al; A soft magnetic wire for sensor applications; J. Phys. D: Appl. Phys. 29 (1996) 941

¹¹ VALENZUELA; R. Magnetic Ceramics...

aplicado $H = 0$; y (c) cuando la temperatura es menor a la temperatura de Curie y hay un campo aplicado H que produce la saturación del material.

Por lo que un material que tiene magnetostricción baja y negativa como los hilos de composición FeCoSiB, quiere decir que en vez de alargarse, disminuye muy poco sus dimensiones al estar bajo el efecto de un campo magnético.

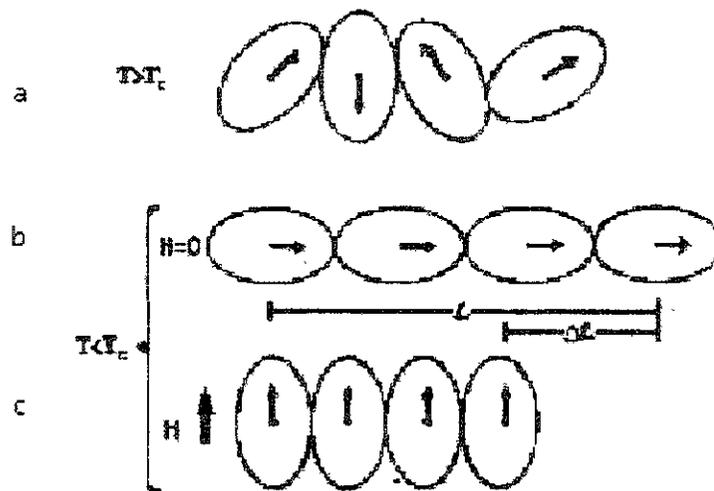


Figura 4. Representación esquemática del origen de la anisotropía magnetocristalina y de la magnetostricción, en términos de un acoplamiento espín-órbita para (a) $T > T_c$, (b) $T < T_c$ y $H = 0$ y (c) $T < T_c$ y $H > 0$ ¹²

2.3.5 Dominios ferromagnéticos

Los *dominios magnéticos* son pequeñas regiones en las cuales los dipolos o momentos magnéticos se encuentran alineados en una dirección paralela debajo de la temperatura de Curie. Los límites entre los dominios magnéticos se llaman *paredes de dominio* o *paredes de Bloch*. Éstos son zonas angostas en las cuales la dirección del momento

¹² VALENZUELA, R.; Magnetic Ceramics...

magnético cambia de forma gradual y continua de la orientación de un dominio a otro (Figura 5).¹³

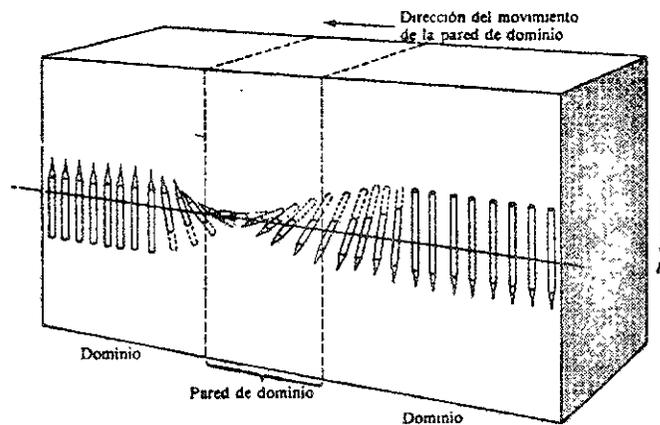


Figura 5. Esquema de una pared de dominio que puede desplazarse¹⁴

Cuando se aplica un campo magnético externo a un material ferromagnético desmagnetizado, los dominios magnéticos cuyos momentos están inicialmente paralelos al campo magnético aplicado crecen a expensas de los dominios orientados en la dirección opuesta. El crecimiento del dominio tiene lugar por el movimiento de las paredes del dominio, y B o M aumentan rápidamente al aumentar el campo H . En primer lugar, el crecimiento del dominio se produce por movimiento de la pared puesto que este proceso requiere menos energía.

El desplazamiento de las paredes se inicia cuando el campo ha alcanzado el valor de campo crítico, H_{cr} . Este valor depende del número de defectos que haya en la muestra. Los defectos pueden ser puntuales, dislocaciones, porosidad y presencia de otras fases. Las paredes se desplazan y tienden a quedarse o "anclarse" en su nueva posición. Una pared de dominio anclada, puede ser deformada como una membrana flexible bajo la "presión" del campo. Es un proceso reversible, las paredes recuperan su forma plana al quitar el campo. Para obtener un nuevo desplazamiento de pared, debe aplicarse un campo mayor. (Figura 6)

¹³ ASKELAND, The Science and Engineering of Materials...

¹⁴ adaptada de KITTELL, C.; Introduction to Solid State Physics; John Wiley & Sons; USA 1996

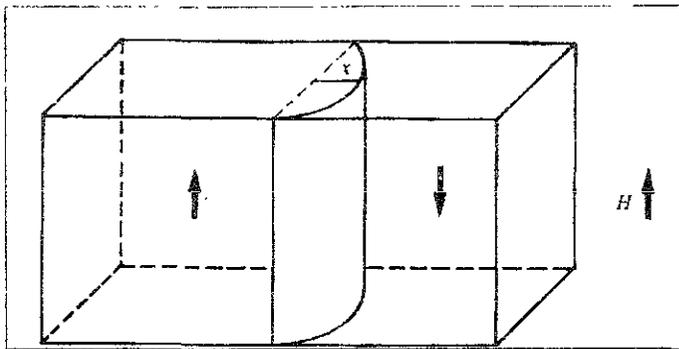


Figura 6. Magnetización por abombamiento reversible de la pared de dominio. La pared está anclada en dos extremos¹⁵

Si el campo sigue en aumento para alcanzar la magnetización de saturación, el mecanismo de magnetización activo, es el de la rotación de espines. El campo tiene que vencer la energía de anisotropía para producir la inversión de espines. A este valor de campo se le llama *campo de anisotropía*, H_k . Los dominios magnéticos desaparecen y son los espines los que siguen al campo (Figura 7).

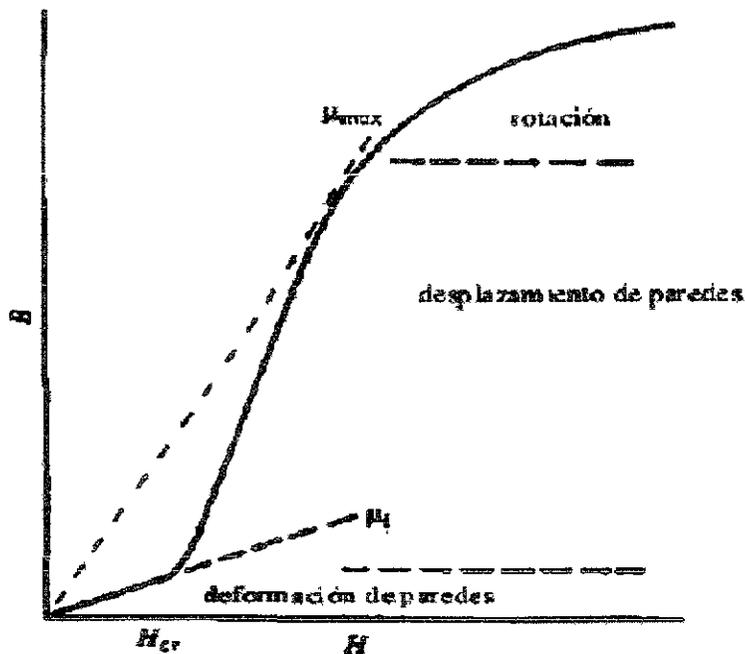


Figura 7. Esquema de una curva de magnetización H vs B . Se muestra la permeabilidad inicial μ_i , la permeabilidad máxima μ_{max} , el campo crítico H_{cr} y los mecanismos para cada intervalo.

¹⁵ VALENZUELA, R. Magnetic Ceramics...

2.3.6 Ciclo de Histéresis Ferromagnética

Si a un material ferromagnético se le aplica un campo H desde cero hasta un valor alto de manera constante, se llegará a un valor de inducción magnética o de magnetización en el cual todos los dominios se encuentran alineados con el campo. (Hay que recordar que B y M son cantidades proporcionales). A este valor de B se conoce como magnetización o inducción de saturación B_s , es el valor máximo de magnetización que un material puede obtener. Si este mismo campo H se elimina o se disminuye, se observa que la curva de magnetización no se regresa por el mismo camino y queda un flujo magnético llamado inducción remanente B_r en el cual $H = 0$.

El campo para el cual la inducción magnética se invierte y pasa por cero, se llama campo o fuerza coercitiva H_c .

Al seguir aplicando un campo negativo inverso se llegará a la inducción de saturación B_s con el campo inverso y en la dirección opuesta. Si se continúa aplicando un campo, se formará lo que se llama *ciclo de histéresis* cuya área interna es una medida de la pérdida de energía invertida en el ciclo de magnetización del material.

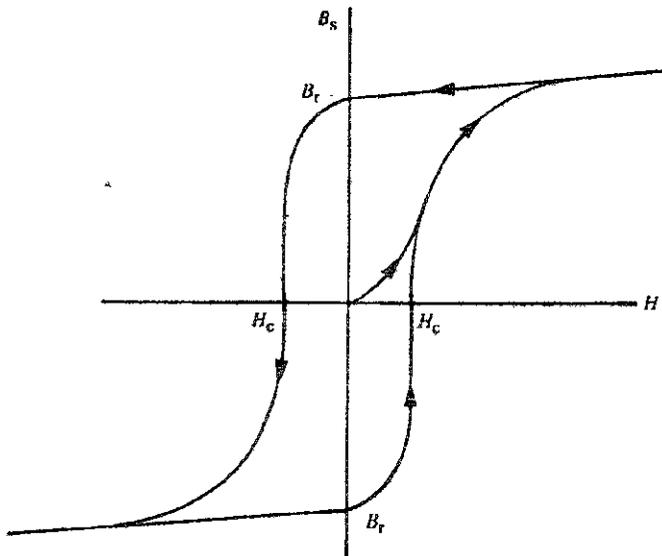


Figura 8. Ciclo de histéresis de un material ferromagnético. Se incluyen los puntos B_s , B_r y H_c .

En general, se reconocen dos tipos de materiales ferromagnéticos: los suaves o blandos y los duros. Los materiales magnéticos suaves son aquellos que se magnetizan o desmagnetizan fácilmente con campos coercitivos $H_c \leq 10$ Oe y poseen ciclos de histéresis estrechos y altos con pequeñas fuerzas coercitivas. Los materiales duros, por el contrario, presentan ciclos de histéresis anchos y tienen altas fuerzas coercitivas $H_c > 100$ Oe.

3. HILOS FERROMAGNÉTICOS AMORFOS

Las propiedades de los materiales magnéticos dependen de la composición química, el proceso de fabricación y el tratamiento térmico. Algunas propiedades cambian aún con pequeñas variaciones de la estructura, mientras que otras varían con la fabricación o los tratamientos. Podemos hablar entonces de propiedades *sensibles a la estructura* y de propiedades *no sensibles a la estructura*.

Propiedades Insensibles a la Estructura	Propiedades Sensibles a la Estructura	Factores que afectan las propiedades
I_s Magnetización de Saturación	μ Permeabilidad	Composición
θ Temperatura de Curie	H_c fuerza coercitiva	Impurezas
λ_s Magnetostricción de saturación	W_h Pérdida de histéresis	Esfuerzos
K constante de anisotropía cristalina		Temperatura
		Estructura cristalina
		Orientación del cristal

Tabla 1. Propiedades comúnmente sensibles o insensibles a pequeños cambios en la estructura y algunos de los factores que afectan estos cambios¹

3.1 Estructura Amorfa

Un material amorfo es aquel que presenta un arreglo atómico que no tiene una periodicidad de largo alcance.

Algunos materiales amorfos comunes son los vidrios y los plásticos. Los materiales con propiedades ferromagnéticas pueden tener una estructura amorfa si se utiliza en su preparación una técnica de enfriado ultra rápido. La Figura 9 muestra la diferencia estructural entre un material con un arreglo con orden a largo alcance como un cristal y un material amorfo, cuyos átomos están unidos sin un orden periódico y repetitivo.

¹ BOZORTH; Ferromagnetism; IEEE Press, 1978, pg. 15

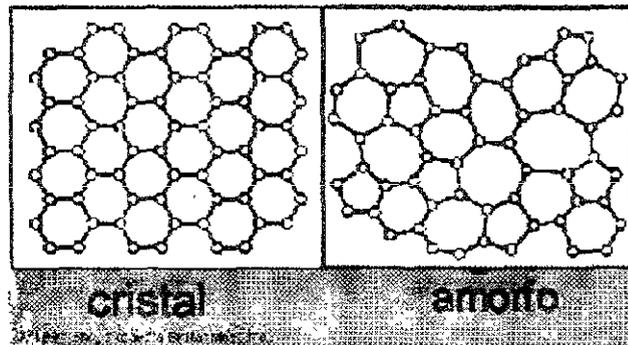


Figura 9. Diferencias entre las estructuras de (A) un cristal, (B) un amorfo (vidrio).

En la tabla 2, se comparan las características de metales tradicionales, vidrios tradicionales y los "vidrios metálicos", mismos que ahora se conocen como materiales amorfos.

PROPIEDAD	METAL	VIDRIO	VIDRIO METÁLICO
Estructura	Cristalina	Amorfa	Amorfa
Enlaces	Metálico	Covalente	Metálica
Maleabilidad	Buena, dúctil	Mala, frágil	Buena, dúctil
Dureza	Baja a alta	Muy alta	Muy alta
Transmisión óptica	Opaco	Transparente	Opaco
Conductividad térmica	Muy buena	Mala	Muy buena
Resistividad eléctrica	Muy baja	Alta	Muy baja
Resistencia a la corrosión	Mala a buena	Muy buena	Muy buena
Props. magnéticas	Varias	No existen	Varias

Tabla 2. Comparación de las características de metales tradicionales, vidrios tradicionales y vidrios metálicos²

Las posibles aplicaciones de un material amorfo ferromagnético, pueden ser determinadas o por sus propiedades estáticas o dc, o por sus propiedades dinámicas o ac.³ Además de las propiedades magnéticas, se deben tomar en cuenta para la elección en sus diferentes aplicaciones, el coeficiente de temperatura de las propiedades, la estabilidad de las propiedades y el costo de preparación.

² ANANTHARAMAN, Metallic glasses, Production, properties and applications; Trans Tech Publications 1984, USA, pg. 21

³ WOHLFARTH, Ferromagnetic materials, Vol. 1 North-Holland Publishing Co. 1980, pg. 523

Las propiedades de los materiales amorfos pueden cubrir un gran intervalo de propiedades al combinarlos con distintos elementos. Además, aún para una aleación determinada, podemos cambiar sus propiedades si le inducimos una anisotropía o dirección de magnetización específica.

Podría ser contradictorio que existan materiales ferromagnéticos amorfos; es decir, materiales en los que hay desorden atómico y sin embargo posean un orden magnético. La explicación es que la interacción de intercambio, responsable del orden magnético, no es una interacción limitada a primeros vecinos, sino que se extiende típicamente a 150 distancias interatómicas. Este desorden estructural hace que los materiales sean magnéticamente suaves⁴ y sea la magnetostricción el factor principal involucrado en el magnetismo de estos materiales.

Otro aspecto importante relacionado con el método de preparación de solidificación rápida, es la movilidad atómica en las estructuras metaestables como las amorfas. Esto permite producir una anisotropía macroscópica homogénea al aplicar campo o esfuerzos mientras se tratan térmicamente.

La estructura amorfa se encontró y estudió primero en cintas de composición hierro – silicio - boro FeSiB. Después se les adicionaron otros elementos como Cu y Nb, lo cual forma un material magnéticamente muy suave. Sin embargo, otra línea de investigación llevó a descubrimientos en hilos amorfos y, recientemente a microhilos o nanohilos (hilos de diámetro del orden 10^{-9} m) que unen a las características magnéticas ya mencionadas las características particulares a su forma.

3.2 Hilos de Composición CoFeBSi

Existen básicamente dos grandes grupos de “vidrios metálicos” o materiales amorfos: los metales – no metal y los metal – metal. Los metales – no metal se basan generalmente en elementos de transición como Fe, Co, Ni, Pd, Rh, en aleación con elementos no metales como B, C, P o Si. Entre estos tipos de aleación conocidos también como T – M (elemento

⁴ MARIN, P. et al; Applications of amorphous and nanocrystalline magnetic materials; Journal of Magnetism and Magnetic Materials 215-216 (2000) 729 - 734

de transición – metaloide (no metal))⁵, las composiciones que se prestan para la solidificación rápida a la fase amorfa están generalmente cerca de la composición $T_{80}M_{20}$.

Las propiedades ferromagnéticas de los elementos de transición Fe, Co, Ni son debidas al modo en el que los espines de los electrones internos desapareados se alinean en la red cristalina. Las capas internas de átomos individuales se llenan con pares de electrones con espines opuestos, y de esta forma no queda ningún momento dipolar debido a ellos. Como se muestra en la Tabla 3, en el Fe, Co y Ni, los electrones internos 3d son los responsables del ferromagnetismo que presentan estos elementos, ya que se encuentran desapareados. La alineación paralela de los dipolos magnéticos en los átomos de Fe, Co y Ni es debido a la formación de un intercambio positivo de energía entre ellos que se llama *interacción de intercambio*.

Configuración electrónica		Orbitales 3 d
B	1s ² 2s ² 2p	
Si	[Ne] 3s ² 3p ²	
Fe	[Ar] 3d ⁶ 4s ²	↑↓ ↑ ↑ ↑ ↑
Co	[Ar] 3d ⁷ 4s ²	↑↓ ↑↓ ↑ ↑ ↑

Tabla 3. Momentos magnéticos de átomos neutros⁶

Las variaciones en la composición de los elementos amorfos son entonces (i) cambiar el elemento de transición o (ii) variar el contenido del no metal. En el primer caso se incluyen cambiar o agregar elementos como W, Mo, Co, Ni y Mn a, por ejemplo, una aleación base de Fe – B. Al agregar Co o Ni al sistema modifica la temperatura de Curie de la aleación Fe – B y por lo tanto modifica también su inducción magnética de saturación.

Para el segundo caso el efecto de variar la concentración de los no metales P, B, Si y C modifican la temperatura de cristalización haciéndolos térmicamente más estables.

Los materiales ferromagnéticos producidos a partir de elementos de transición, tendrán entonces características magnéticas debido a su estructura amorfa y a su forma cilíndrica

⁵ ANANTHARAMAN, Metallic glasses, Production, properties and applications; Trans Tech Publications 1984, USA, pg. 270

⁶ adaptada de SMITH, William; Fundamentos de la Ciencia e Ingeniería de Materiales; McGraw Hill, 3ra edición 1998 pg. 563

(hilos) que pueden ser utilizados para aplicaciones específicas. En general, se dice que algunas ventajas de los materiales amorfos con sus contrapartes magnéticas cristalinas son un valor de T_c (temperatura de Curie) menor, mayor permeabilidad μ , menor coercitividad y mayor resistividad eléctrica.

Cada aleación amorfa ferromagnética, aún si contiene a los mismos elementos, dará propiedades magnéticas diferentes como se compara en la Tabla 4.

Composición	ρ ($\times 10^6$ g/m ³)	E (GN/m ³)	$\mu_0 M_s$ (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 _{0.06} Co _{0.94}) _{72.5} Si _{12.5} B ₁₅	7.70	173	0.8	-0.08

Tabla 4. Propiedades físicas de hilos amorfos.⁷ ρ es la densidad del material, E es el valor del módulo de Young, $\mu_0 M_s$ es la magnetización de saturación, y λ_s es la constante de magnetostricción a saturación.

3.3 Técnica de Preparación

Las aleaciones amorfas están siempre en un estado metaestable. Su preparación, y estabilidad a temperatura ambiente dependen por lo tanto de muchas barreras cinéticas en el crecimiento nucleado. Durante el templado, la aleación debe pasar rápidamente por la temperatura de nucleación para prevenir que ésta ocurra, ya que la estructura amorfa es un resultado directo de enfriar la aleación rápidamente impidiendo que ésta pase por la temperatura de cristalización.⁸

⁷ SQUIRE, P.T. et al; Amorphous wires and their applications; Journal of Magnetism and magnetic materials 132 (1994) 10 - 21

⁸ WOHLFARTH, Ferromagnetic materials, Vol. 1 North-Holland Publishing Co. 1980, pg. 457

Templado en agua de rotación

La aleación se funde en una atmósfera de argón en un horno de inducción eléctrico. Al operar el pistón de aire, la aleación fundida es proyectada debido a la presión del argón, hacia el agua de enfriamiento la cual rota a una velocidad alta.⁹ La aleación fundida se solidifica rápidamente en el agua formando un hilo continuo que se puede coleccionar en la parte interna del tambor rotatorio debido a la fuerza centrífuga (Fig. 10).

Las variables para obtener el hilo o filamento que se desea son: la cantidad de fundido que se proyecta, la velocidad de rotación del tambor, el diámetro del tambor y la profundidad del agua de enfriamiento.

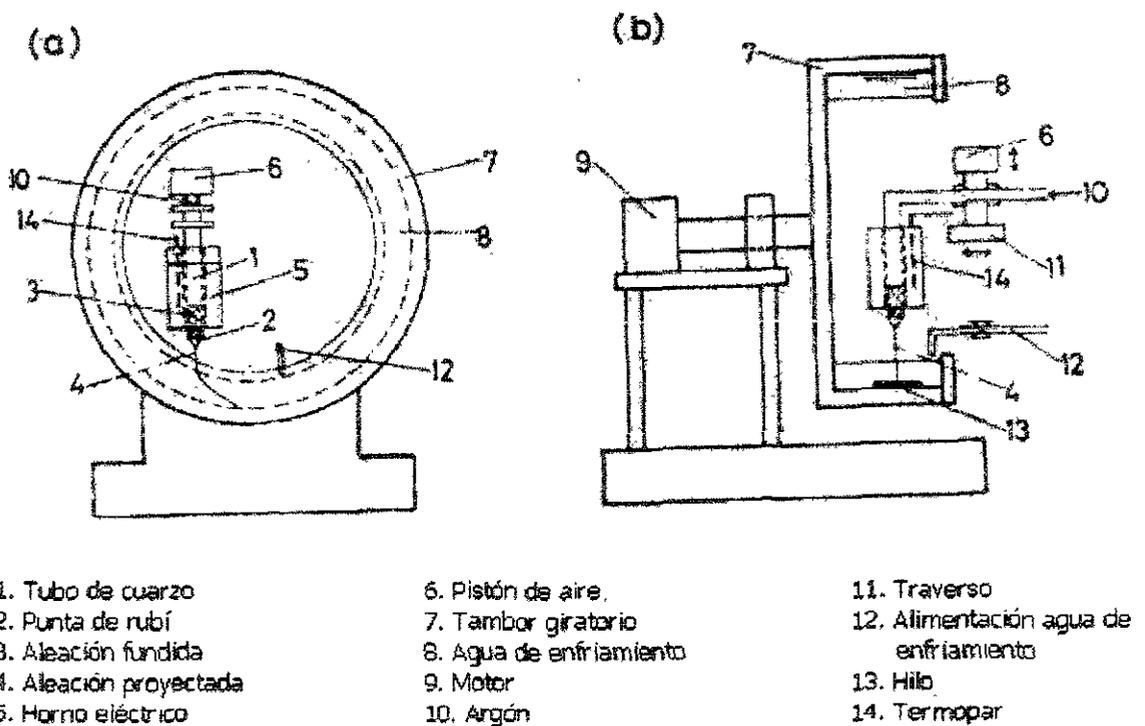


Figura 10. Templado en Agua de Rotación, *Scripta Metallurgica*

⁹ MASUMOTO, T. Et al; Production of PdCuSi amorphous wires by melt spinning method using rotating water; *Scripta Metallurgica* Vol. 15; 1981, pp. 293-296

Como resultado de un enfriamiento extremadamente rápido en su preparación, para impedir la cristalización en los hilos, aparece un estado complejo de esfuerzos en el hilo.

Para composiciones que incluyen un alto contenido de Co, la estructura magnética es formada por unos dominios magnéticos internos orientados cerca de la dirección axial y una capa externa con dominios magnéticos alternos con magnetización circunferencial.¹⁰ (Fig. 11) La presencia de cobalto tiene consecuencias también en la magnetostricción del material y en sus propiedades magneto elásticas. Su magnetostricción es muy pequeña con un valor generalmente de -10^{-7} .

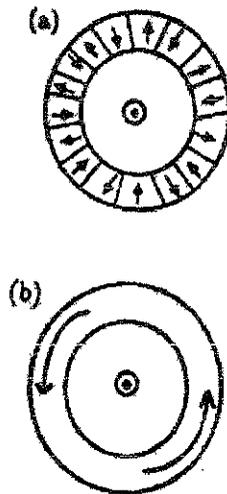


Figura 11. Una sección transversal de un hilo amorfo con una vista esquemática de la estructura de dominios en la parte media (determinada por la distribución interna de los esfuerzos) de hilos con (a) una magnetostricción positiva y (b) una magnetostricción negativa y pequeña.¹¹

¹⁰ K.L.García and R. VALENZUELA; Giant Magnetoimpedance: a relevant application of Impedance Spectroscopy; Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. 500, 1998

¹¹ VAZQUEZ M.; A soft magnetic wire for sensor applications; J. Physics D: Appl. Phys. 29 (1996) 939 - 949

4. MAGNETO IMPEDANCIA

4.1 El efecto de Magneto Impedancia

Se llama efecto de magneto impedancia a la variación de la respuesta de la impedancia de un material ferromagnético sometido a una corriente alterna de amplitud pequeña cuando se le aplica un campo magnético dc.

Recientemente, el efecto de la respuesta de la magneto impedancia se ha estudiado en los materiales magnéticos suaves. En especial en los hilos amorfos ricos en cobalto. Estos hilos, debido a su preparación, presentan una estructura magnética especial. Se distinguen dos "capas" en el hilo. La interna que contiene dominios magnéticos orientados a la dirección transversal del hilo, y una capa externa o coraza que presenta dominios magnéticos circunferenciales alternados. Como el campo magnético producido por la corriente ac también tiene una geometría circular, el acoplamiento más eficiente ocurre con los dominios externos. El efecto MI como tal, se basa en el acoplamiento de los dominios magnéticos del hilo con el campo ac que se le aplica.

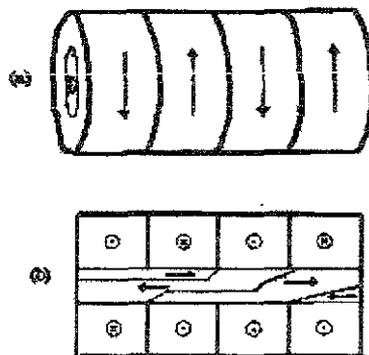


Figura 12. Hilo amorfo¹, (a) Representación esquemática de hilos amorfos de magnetostricción negativa, con una capa interna axial y una capa externa con dominios circulares. (b) Vista transversal

¹ VALENZUELA R., et al; Effects of bias field and driving current on the equivalent circuit response of magneto impedance in amorphous wires; J. Phys. D: Appl. Phys. 28 (1995) 2404-2410

En las gráficas de la parte real de la impedancia contra la frecuencia (ejemplo: figura 13), podemos ver que para una amplitud constante a voltaje fijo, la presencia de un campo externo a bajas frecuencias no cambia el valor de la impedancia. Sin embargo, hay un cierto valor de frecuencia para el cual la presencia de un campo hace que el valor de la impedancia aumente considerablemente. A altas frecuencias, por arriba de 10 MHz, las curvas de la impedancia con o sin campo muestran la misma tendencia.

Esta respuesta es muy sensible para materiales como los hilos ferromagnéticos amorfos y lleva a aplicaciones originales en tecnología de sensores de campo magnético.

Su estructura magnética particular consecuencia de la técnica de preparación, dota al hilo de propiedades específicas como una magnetostricción baja y negativa, y una anisotropía circunferencial.

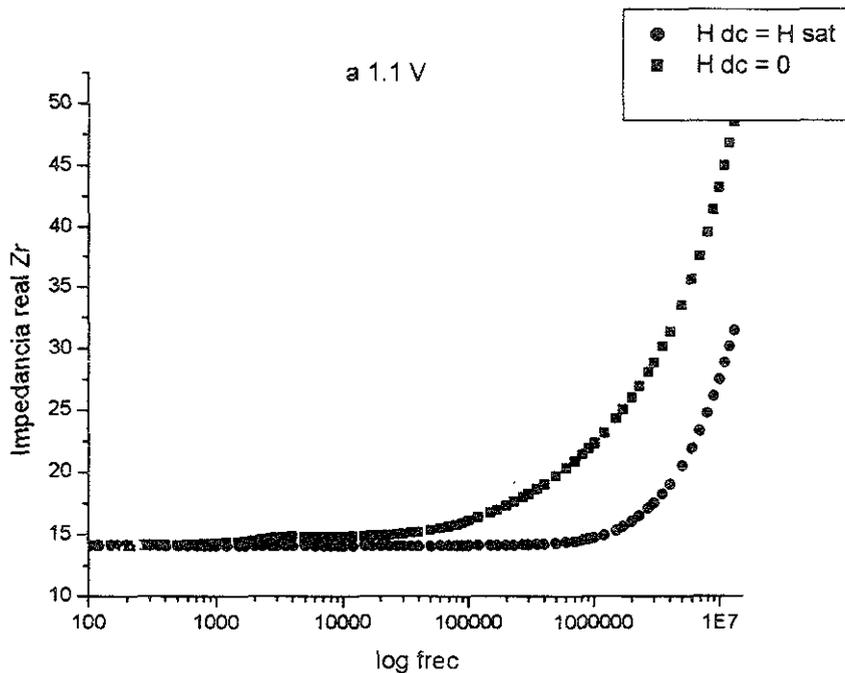


Figura 13. Parte real de la impedancia como función de la frecuencia para un hilo ferromagnético CoFeBSi.

4.2 Espectroscopía de impedancias

La *espectroscopía de impedancias* permite separar los diversos procesos de polarización eléctrica o magnética que ocurren en un material cuando es excitado a diferentes frecuencias. Esto es posible porque cada proceso de polarización posee su propia dinámica. También puede medirse la impedancia directamente en el dominio de la frecuencia al aplicar un voltaje de una sola frecuencia y midiendo el cambio de fase y de amplitud o las partes reales e imaginarias de la corriente resultante a esa frecuencia.² Los aparatos comerciales miden la impedancia como función de la frecuencia en el intervalo que se desee estudiar.

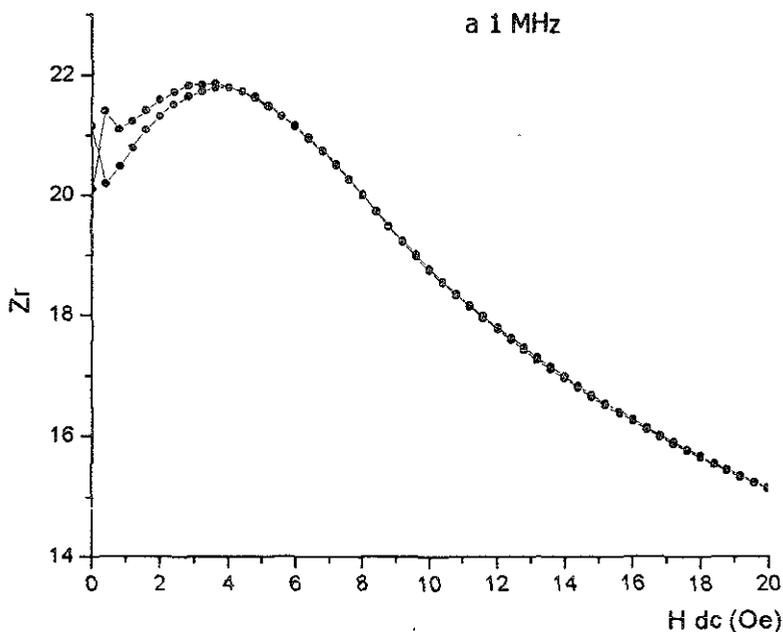


Figura 14. Gráfica de la impedancia real (Z_r) en Ω como función del campo dc para el hilo *as cast.*

Los resultados que se obtienen de estudiar el fenómeno MI por medio de la impedancia, no son suficientes para entender los procesos de magnetización que se llevan a cabo. Así, se ha propuesto³ estudiar el fenómeno con dos herramientas adicionales: la relación *impedancia – inductancia* y los *circuitos equivalentes*.

² MACDONALD, J.R; *Impedance Spectroscopy*; Ed. Wiley, NY 1987

³ VALENZUELA K., KNOBEL M., VÁZQUEZ M., HERNANDO A; *Effects of bias field and driving current on the equivalent circuit response of magnetoimpedance in amorphous wires*; J Phys. D: Applied Physics 28 (1995) 2404 - 2410

Relación impedancia - inductancia

Como una herramienta para estudiar el fenómeno de la magneto impedancia, nos valemos de la relación que tiene la impedancia con la inductancia según sus formalismos.

La inductancia L y la impedancia Z son propiedades complejas que se definen como:

$$L = L_r + jL_i$$

$$Z = Z_r + jZ_i$$

La impedancia y la inductancia están relacionadas según la fórmula:

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

que es lo mismo que

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

Donde L es la inductancia del material, j es el número imaginario $\sqrt{-1}$, ω es la frecuencia angular $\omega = 2\pi f$.

La inductancia está relacionada con la permeabilidad magnética μ , por un factor geométrico proveniente de la relación de la inductancia con la densidad de flujo magnético B dentro de un solenoide.

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

Al hacer las transformaciones correspondientes, encontramos que la parte real de la impedancia está relacionada con la parte imaginaria de la inductancia, y viceversa.

Así, si estudiamos la inductancia L (o la permeabilidad μ) del material, obtendremos también información de su comportamiento magnético ya que μ es una propiedad magnética fundamental: $\mu = B/H$.

Se ha observado un comportamiento de relajación en la permeabilidad (asociada con la inductancia) compleja. Para campos con frecuencias menores a esta frecuencia de relajación, se encuentra un campo umbral que separa el intervalo de magnetización reversible a bajas frecuencias (debido al abombamiento de las paredes de dominio), del intervalo irreversible (debido al desplazamiento de las paredes de dominio). Para frecuencias por arriba del valor

de relajación, las paredes de dominio son incapaces de seguir al campo y la rotación de espines es el único proceso de magnetización disponible.⁴

Circuitos equivalentes

Con gráficas de las partes real e imaginaria de la inductancia contra la frecuencia y la gráfica del plano complejo podremos reconocer cuál sería su representación como un circuito equivalente compuesto de resistencias e inductancias ideales (R, L) y deducir por este método cuáles son los procesos de magnetización que se están llevando a cabo.

Después se estudian las gráficas obtenidas al hacer la transformación a inductancias. Se espera observar una figura geométrica característica (un semicírculo) en el plano complejo L_r vs L_i (Figura 15), para poder asociar este fenómeno con un circuito equivalente y así modelar el comportamiento de los hilos.

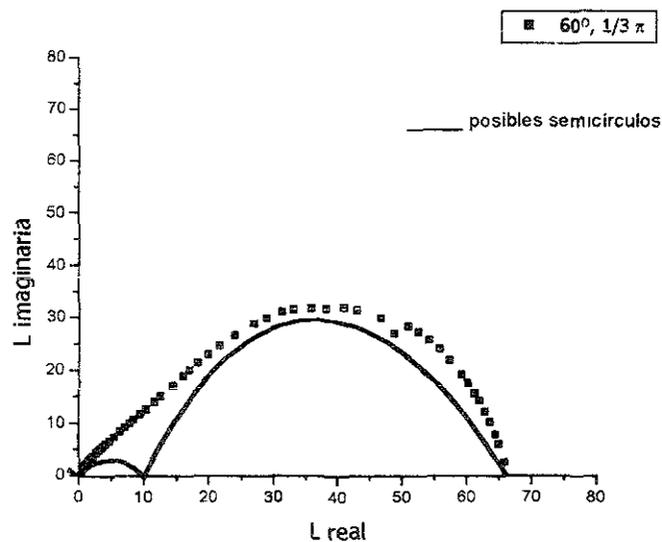


Figura 15. Representación del plano complejo de la inductancia L_r vs L_i con una torsión de $60^\circ/0.1$ m. Se observan dos posibles semicírculos

⁴ VALENZUELA, R et al; Circumferential magnetization curves of Co-rich amorphous wires under tensile stress; Journal of Applied Physics, Vol. 85 No 1, 1999

En las gráficas de L_r (parte real de la inductancia) vs log frecuencia (Figura 16) se observa una relajación, lo cual nos indica que se puede comparar este comportamiento con el de un circuito RL en paralelo.

En las gráficas L_i (parte imaginaria de la inductancia, también en la Fig. 16) observamos un máximo que se aproxima al comportamiento de un circuito RL en serie.

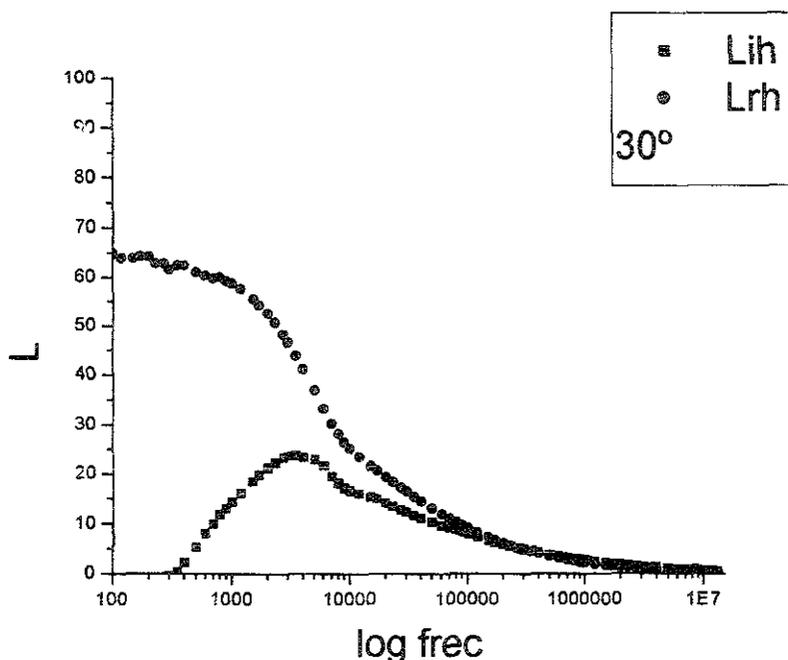


Figura 16. Gráfica de la variación de la inductancia L con la frecuencia para una torsión de $30^\circ/0.1$ m. L_{ih} es la inductancia imaginaria del hilo; L_{rh} es la inductancia real del hilo.

Hay una asociación directa de los elementos del circuito equivalente con los parámetros físicos del material que permite una resolución de los procesos de magnetización.⁵

Valenzuela y García⁶ han demostrado que el circuito equivalente que le corresponde al hilo amorfo es de un circuito RL en serie conectado en serie con un circuito RL en paralelo, cuando no hay un campo aplicado. Al aplicarse un campo, el circuito equivalente se

⁵ SÁNCHEZ, M.L., et al; Circumferential permeability in nonmagnetostrictive amorphous wires; Journal of Materials Research, Vol. 11, No. 10 Oct 1996, 2486-2489

⁶ VALENZUELA R.; GMI: a relevant application of impedance spectroscopy; Mat. Res. Soc. Symposium Proceedings Vol 500, 1995, pg. 133 - 136

simplifica a un circuito R_sL_s . Así, al restar punto por punto, lo que se obtiene es un circuito R_pL_p , cuya representación gráfica en un plano complejo es un semicírculo. (Figuras 17 y 18)

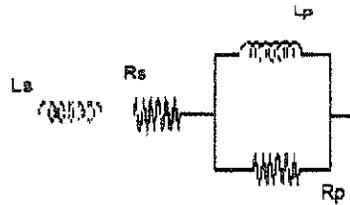


Figura 17. Un circuito serie L_sR_s conectado con un circuito paralelo L_pR_p

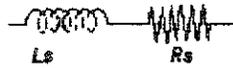


Figura 18. Un circuito serie L_sR_s

5. SENSORES

5.1 Sensores Magnéticos

La sensibilidad es el índice de la capacidad de un instrumento para apreciar pequeñas variaciones de una magnitud en examen, por lo que llamamos sensor a un aparato o sistema que es capaz de percibir variaciones de una señal. Esta señal puede ser mecánica, acústica, luminosa, calorífica, eléctrica o electrónica. El sensor debe contar con características especiales dependiendo de la señal que se recibe, pero generalmente deben de cumplir con las siguientes: menor tamaño, bajo costo, alta sensibilidad y buena respuesta.

La ciencia e ingeniería de materiales busca continuamente nuevos materiales o nuevas propiedades de los materiales que respondan a las demandas de sensores con las características anteriores.

En el caso de que se requiera un sensor para detectar una señal magnética, hay que recordar que los sensores magnéticos no detectan directamente la propiedad física que se pretende medir. Los sensores magnéticos detectan cambios o perturbaciones en campo magnéticos que han sido creados o modificados y de ahí se deriva la información de la propiedad como dirección, presencia, rotación ángulo o corrientes eléctricas. La señal de salida de estos sensores requiere de un procesamiento para trasladarlo al parámetro deseado.¹

Las características magnéticas como una gran permeabilidad circular y una anisotropía débil y circular también, de los hilos amorfos y su respuesta a pequeños cambios de voltaje en su magneto impedancia, los hacen materiales idóneos para aplicaciones como sensores. Un hilo amorfo puede hacer un sensor miniatura, como veremos a continuación.

¹ *A new perspective on magnetic field sensing*; www.sensorsmag.com, dec 1998

5.2 Tipos de Sensores

Los materiales magnéticos tienen aplicaciones directas como sensores o detectores de corriente, campo magnético, etc. dependiendo de las propiedades, efectos y rangos de sensibilidad en los que el material tenga una respuesta más eficiente a la variable que queremos detectar.

En la Tabla 5, se comparan las propiedades de los diferentes efectos asociados con las propiedades magnéticas de los materiales.

El *elemento o efecto Hall* se descubrió en 1879. Considera una cinta por la cual fluye una corriente eléctrica i . Esta corriente crea un campo magnético uniforme B perpendicular al plano de la cinta. Los portadores de carga son desviados por esta fuerza magnética. La acumulación de carga en un lado de la cinta crea una diferencia de potencial conocida, desde entonces, como el *voltaje Hall*. El voltaje V puede ser medido y por medio de una relación matemática podemos encontrar el campo magnético producido en la cinta.²

$$V/i = 1/etn B$$

MR y *GMR* representan el efecto de la *magnetoresistencia* que consiste en cambios grandes en la resistividad bajo la influencia de un campo magnético dc. Estos resultados se han interpretado en términos de los fenómenos en las interfaces de sistemas heterogéneos magnéticos – no magnéticos.³

MI es la magnetoimpedancia.

Efecto	HALL	MR	GMR	MI
Material	InSb, GaAs	FeNi, FeCo	Multicapa	Hilo o capa delgada amorfa
Parámetro de tasa de cambio		0.1% Oe ⁻¹	1% Oe ⁻¹	10-100% Oe ⁻¹
Detección de campo (Oe)	0.5-20 kOe	0.5 - 200	0.1-50	10 ⁶ - 1
Frecuencia	0-5 kHz	0-10 MHz	0-10 MHz	0-10 MHz
Tamaño cabeza (mm)	0.1	0.01-0.1	0.01-0.1	0.1-2

Tabla 4. Familia de micro sensores magnéticos⁴

² HALLIDAY, et al; *Física Vol. 2*; CECSA pg 169

³ VÁZQUEZ, M. et al; *Giant magnetoimpedance effect in soft magnetic wires for sensor applications*; Sensors and Actuators A 59 (1997) 20-29

⁴ MOHRI et al; *Recent advances of micro magnetic sensors and sensing application*; Sensors and Actuators A 59 (1997) 1 - 8

Una cualidad importante del elemento MI es que permite la construcción de cabezas de tamaño micrométrico sin que disminuya la sensibilidad a la detección de campo debido a la magnetización circunferencial. Otra de las ventajas de MI es una respuesta rápida ya que la magnetización por corrientes a altas frecuencias trabaja como portador de un comportamiento de modulación de amplitud.

El efecto MI puede ser utilizado entonces en una gran variedad de aplicaciones que van desde detectores de tumores hasta sensores de rotación.

5.2.1 Aplicaciones del Efecto MI para Sensores

Si pensamos en un *sensor de posición*, queremos que nos responda a la pregunta ¿dónde está el blanco? más que a ¿está presente o no?. Los aparatos que se usan para medir la posición verdadera del blanco, ya sean de contacto o no, proveen de una respuesta continua que varía (una corriente o voltaje análogo, o una señal digital) que es proporcional a la posición del blanco, en cualquier parte dentro del rango del aparato.

Para un desempeño óptimo, un sensor de posición debe de maximizar la sensibilidad del sistema al movimiento del blanco y minimizar la sensibilidad a otros efectos o variables. Los aparatos que se basan en inducción electromagnética, incluyendo impedancia variable, inductivos, y sensores de corrientes parásitas (eddy), son buenos para estos trabajos. También son inherentemente inmunes al ruido y capaces de desempeñarse rápida, y precisamente en ambientes inhóspitos.⁵

Un sensor de posición de objetos desarrollado utilizando la respuesta a la variación en la impedancia que incluye un hilo amorfo Fe-Co doblado, monitorea objetos que se mueven detectados por un dispositivo ya que a las partes móviles se les adiciona un imán permanente.

El sensor se basa en la dependencia de la impedancia total Z en el campo ac aplicado. Z disminuye fuertemente al aumentar H . El aparato consta de un hilo dentro del cilindro, sometido a una corriente a una frecuencia de 100 kHz. Un imán permanente unido al objeto por detectar, se acercó al hilo y la respuesta del voltaje V se monitoreó como función de la distancia entre el hilo y el imán permanente. Se encontró que V disminuye de 770 mV para largas distancias a 605 mV para contacto físico. Para propósitos prácticos puede establecerse una distancia mínima de 2 cm entre el sensor y el imán, lo que lleva a

⁵ *True position Measurement with Eddy Current Technology*, www.sensorsmag.com, nov 1997

un voltaje umbral de 680 mV. Una caída de 770 mV a cualquier valor $V < 680$ mV se deben considerar como detección.⁶

Otro tipo de sensor es un *sensor integral* que puede usarse para vigilar y controlar la señal magnética de los barcos. Es un sensor que integra las respuestas magnéticas a lo largo del hilo, lo cual disminuye las dimensiones del sensor haciéndolo además, compatible con diferentes lenguajes de software para su "traducción". El sensor utiliza un hilo amorfo tratado térmicamente que puede ser de hasta 10 m de largo. Este sensor opera con un campo alterno de 500 A / m y adquiere una sensibilidad de 0.02 A / m.⁷ El sensor puede ser utilizado para vigilancia y control de las "firmas" magnéticas en los barcos. Una de las ventajas atractivas de este sensor es la relativa facilidad con la cual se pueden optimizar su linealidad, sensibilidad, estabilidad y rango de operación para una aplicación particular simplemente cambiando sus condiciones de operación.

Sensores más elaborados que funcionan con una detección de gradientes en el campo (*gradient-field detection*), incluyen generalmente un oscilador Colpitts con un hilo FeCoSiB de 30 μm de diámetro y 1 a 3 mm de largo, un diodo SBD (shottky barrier diode) y elementos RC o con multivibradores CMOS. Estos sensores han sido utilizados⁸ por el Departamento de Ingeniería Eléctrica de Nagoya, Japón para los siguientes usos:

1. Cabeza codificadora rotatoria de alta resolución. Se analizó el campo en la superficie de imanes en anillos de ferrita de alta densidad y magnetizada que tiene un diámetro externo de 19 mm con 1000 y 2000 polos que se utiliza como codificadora rotatoria de alta resolución para controles en robots inteligentes.
2. Detección de pequeños agujeros en láminas delgadas de acero. Se pueden detectar agujeros de 100 μm de diámetro a una velocidad de más de 10 m/s. Se utilizó, para este caso una cabeza de hilo amorfo de 1 mm de largo a una distancia de 5 mm de la superficie de la lámina que se revisa para la fabricación de latas.
3. Detección por magnetita de tumores en el cerebro. Se preparó un sol de partículas de magnetita en gelatina a un campo dc de 1.3 kG. La muestra es una barra de 5

⁶ VALENZUELA, R. et al; A position sensor based on magnetoimpedance; J. Appl. Phys. 79 (8), 15 April 1996

⁷ ATKINSON, et al; An integrating magnetic sensor based on the giant magneto-impedance effect; Sens & Act 81 (2000) 82-85

⁸ MOHRI, Kaneo et al; Recent advances of micro magnetic sensors and sensing application...

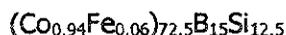
mm de diámetro. El detector compuesto por un micro sensor MI "encuentra" la magnética en el tumor indicando la posición de éste en el cerebro.

La versatilidad de los hilos amorfos promete que sus propiedades mejoren los sistemas de detección actuales e impulsen la investigación en nuevos campos y aplicaciones en los que se aprovechen el efecto de magneto impedancia.

6. TÉCNICA EXPERIMENTAL

En este trabajo de tesis se estudiará la respuesta de la impedancia de un hilo ferromagnético amorfo rico en cobalto al ser sometido a la torsión. Se espera que la respuesta del hilo sea utilizable en un sensor con aplicaciones industriales.

Se utilizó para las mediciones un hilo ferromagnético amorfo de composición:



obtenido por la técnica de templado por agua en rotación, proporcionado por la compañía japonesa Unitika Ltd de 0.1 m (10 cm) de largo y aproximadamente 125 μ m de diámetro.

El analizador de impedancias utilizado fue el HP 4192 controlado por una computadora PC, con capacidad para hacer mediciones en el intervalo de frecuencias de 5 Hz a 13 MHz, con una amplitud de voltaje de salida de 0.005 a 1.1 V (Figuras 19, 20 y 21).

Se diseñó un aparato mediante el cual pudiéramos ejercer una torsión en un extremo del hilo cada cierto intervalo de ángulo (Figuras 20 y 21) manteniendo el otro extremo fijo. El hilo se sometió al campo magnético de saturación de un solenoide de 200 vueltas en 10 cm con un diámetro interno de 4.5 cm.

El campo dc aplicado al solenoide por una fuente de poder va de los 0 - 6.7 kA/m (0 – 83 Oe).

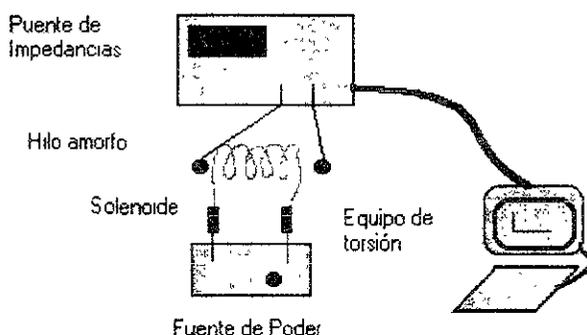


Figura 19. Esquema del equipo de torsión, conectado al puente de impedancias.

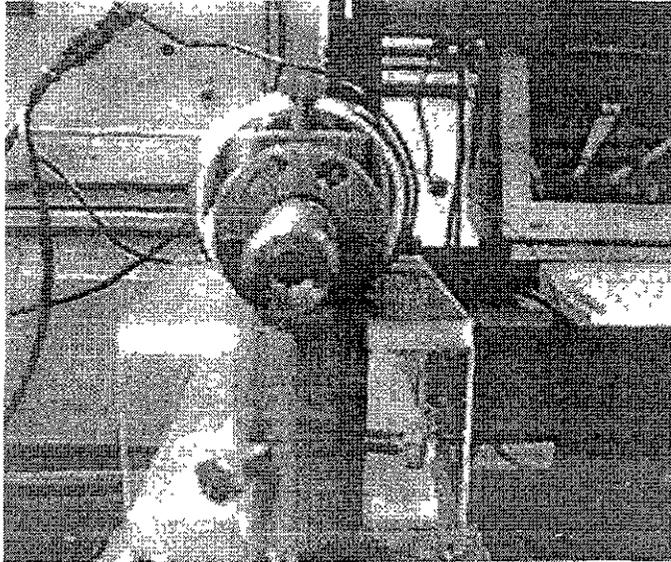


Figura 20. Vista de frente del extremo con el intervalo de ángulos de torsión.

Se realizaron las siguientes mediciones:

- Mediciones en el hilo *as-cast* en campos \vec{h} ac y H dc

Para conocer la respuesta del hilo sin ser sometido a la torsión, hicimos primero diversas pruebas a diferentes voltajes en el puente de impedancias para encontrar el voltaje al cual el hilo diera la mejor respuesta. Se hicieron pruebas con voltajes desde los 0.005 hasta 1.1.

Encontramos que el hilo respondía bien a 1 V mientras que pasando este valor, las curvas de respuesta L imaginaria vs. Logaritmo de la frecuencia eran muy parecidas entre sí. Las mediciones con torsión se realizaron, por lo tanto a 1 V.

- Mediciones en el hilo con torsión en campos \vec{h} ac y H dc

Medimos la impedancia del hilo bajo las diferentes condiciones de frecuencia, campo magnético ac y dc cada 30 grados ($1/6\pi$ rad), hasta completar una vuelta completa, es decir los 360° (2π rad).

Como el hilo mide 10 cm = 0.1 m, la torsión parcial en éste experimento corresponde a 1.66π rad/m o 0.83 vueltas/m y la torsión total corresponde a 20π rad/m o 10 vueltas/m.

Las mediciones del hilo a H ac constante con variación en el campo H dc, de -20 a 20 Oe, se realizaron a dos frecuencias: 1 kHz y 1 MHz para distinguir los procesos de magnetización que se llevan a cabo en el hilo.

Para cada punto de medición, se midió la respuesta del hilo sometido a un campo magnético utilizando para encontrar el valor real de la impedancia la consideración propuesta por Valenzuela y García¹ de someter el hilo a un campo magnético dc de saturación y después restar el valor obtenido a la misma medición en ausencia del campo, eliminando así la contribución de la pared de dominio a la impedancia total.

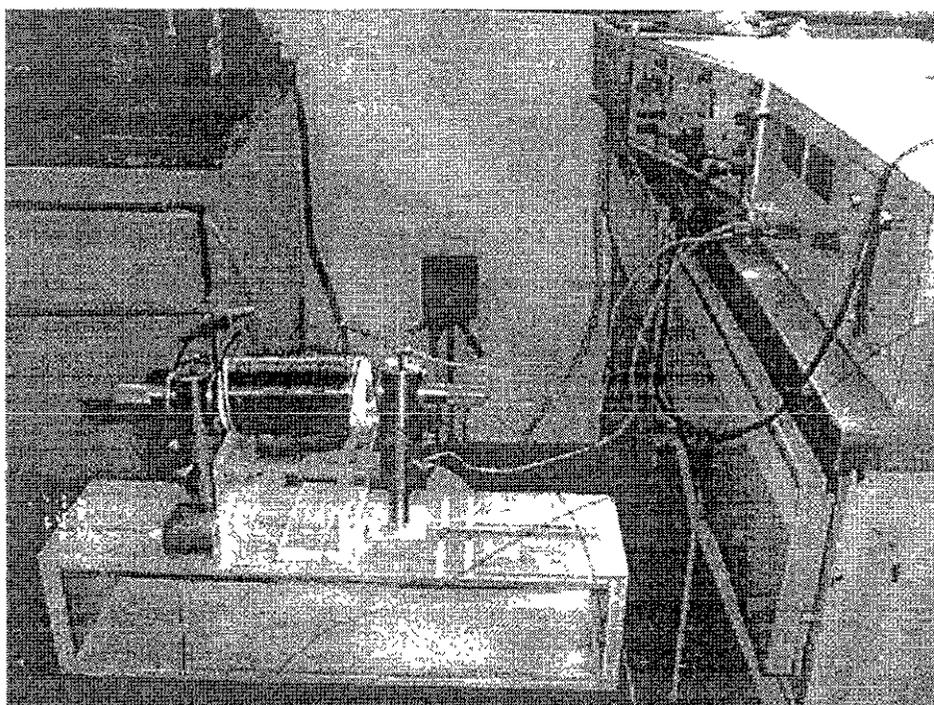


Figura 21. Imagen del equipo utilizado para los experimentos de torsión – magnetoimpedancia.

¹ VALENZUELA R, et al; On the equivalent circuit approximation of magnetoimpedance in amorphous wires; Materials Letters 34 (1998) 10 –13

7. RESULTADOS

7.1 Resultados para la condición del hilo *as-cast*

Una vez que el hilo en condición *as-cast* se montó en el aparato, medimos primero la variación de su impedancia, para diferentes valores de voltaje del puente. La figura 22 muestra los resultados de la impedancia real (Z_r en Ω) para los valores $V = 0.5, 1.0$ y 1.1 V para las condiciones sin campo ($H_{dc} = 0$) y con campo de saturación ($H_{dc} = H_{sat}$). Podemos observar cómo, para cualquier voltaje, ambas curvas muestran un comportamiento similar. A bajas frecuencias son planas, pero a partir de los 1 a 10 kHz la curva que representa al hilo sometido a un campo de saturación se separa de la curva en la que el hilo no está sometido a un campo magnético.

A altas frecuencias (por arriba de los 10 MHz) las dos curvas tienden a acercarse de nuevo.

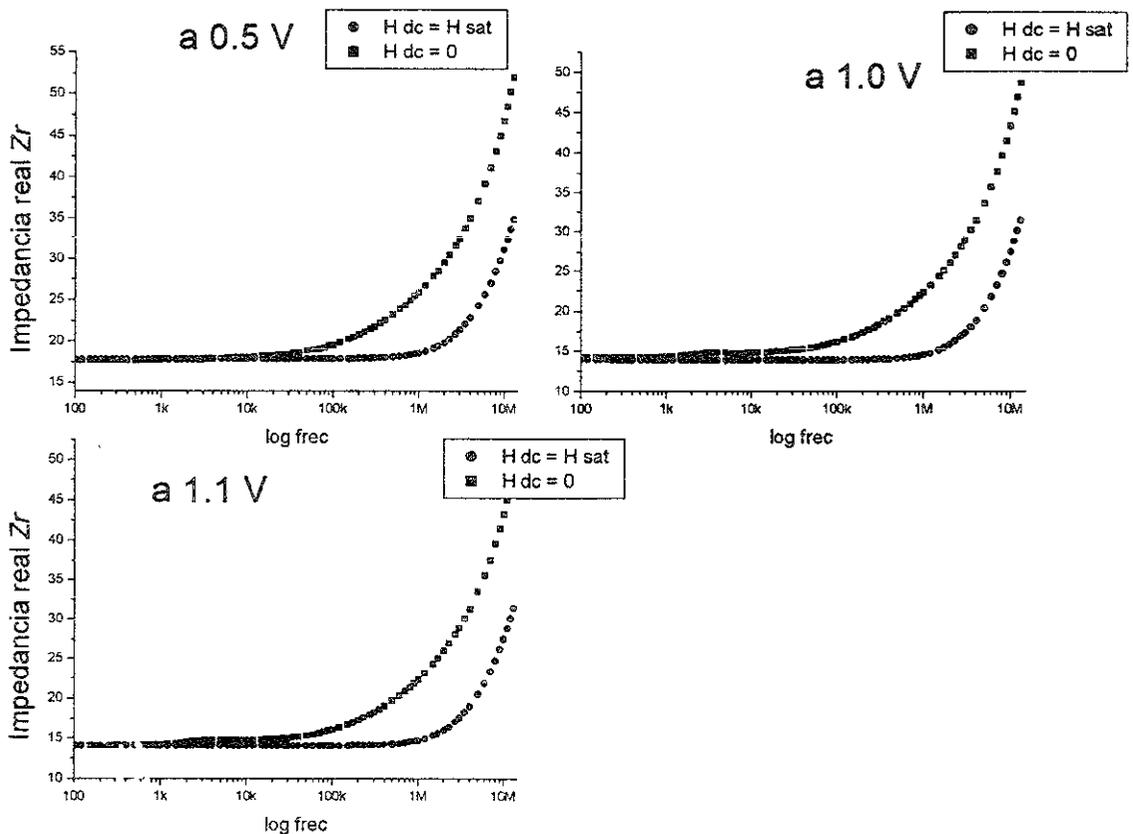


Figura 22. Gráfica de la variación de la impedancia real con la frecuencia para diferentes valores de voltaje de puente.

En las figuras 23 y 24, se encuentran las gráficas de las partes real e imaginaria de la impedancia en función del campo externo para una frecuencia fija. Los resultados para campos a frecuencias relativamente bajas (1 y 50 kHz), tienen comportamientos similares. Al aumentar la frecuencia a 1 MHz, la impedancia real aumenta 10 unidades y para los 5 MHz, el cambio es de 20 unidades. Estos aumentos son consecuencia directa de la frecuencia a la que se mide, como puede apreciarse en las gráficas de la Fig. 22.

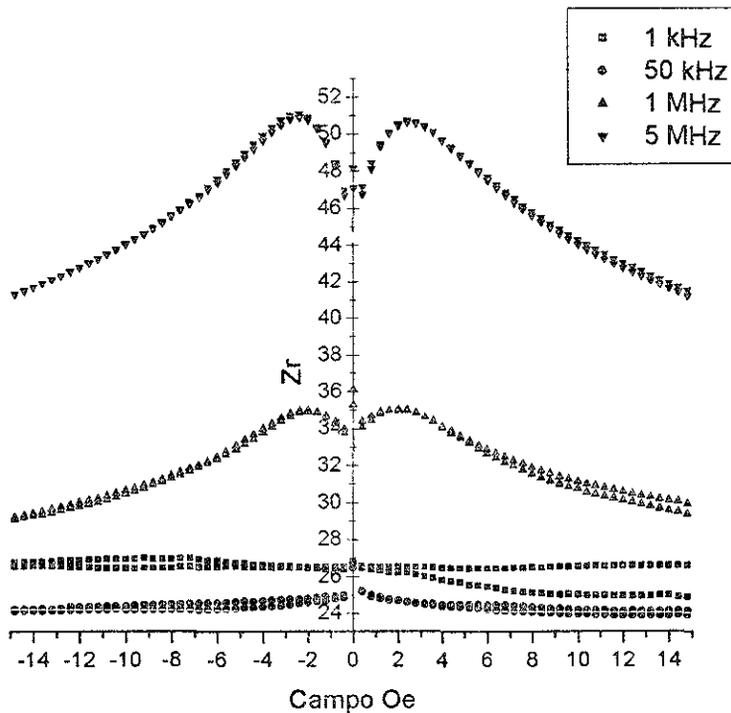


Figura 23. Impedancia real (Ω), para diferentes valores de campo H_{dc} (Oe) a frecuencia constante.

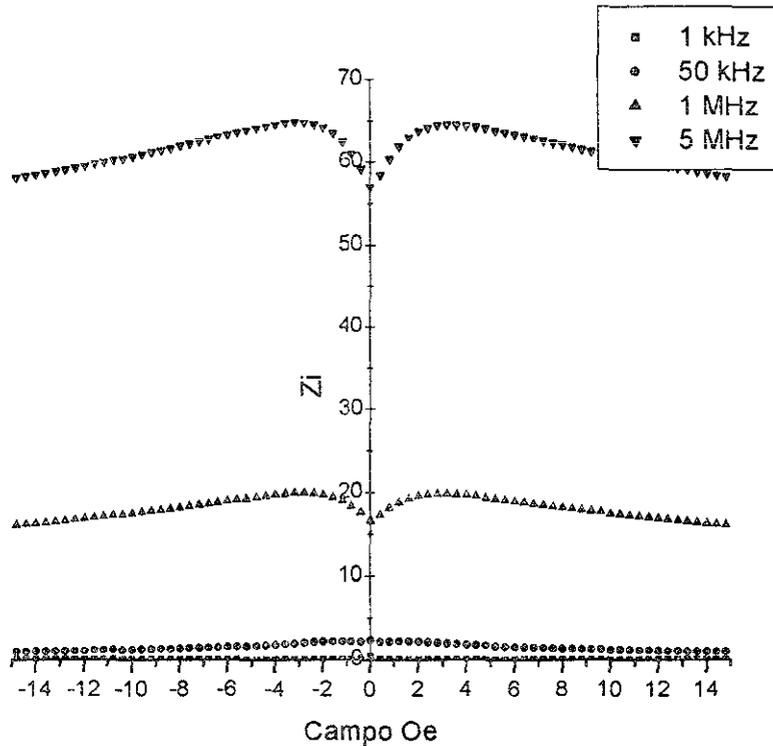


Figura 24. Impedancia imaginaria (Ω) para diferentes valores de campo H_{dc} (Oe) a frecuencia constante.

Para el caso de la impedancia imaginaria, a 1 kHz se mantiene cerca del cero. A 50 kHz de frecuencia aumenta levemente y para los casos de frecuencias en el intervalo de los mega hertz, el aumento en la impedancia imaginaria es muy grande, llega hasta los 60 Ω .

Transformación de resultados de impedancias a inductancias

Los valores obtenidos de la impedancia del hilo por el analizador de impedancias HP, se transformaron según los formalismos propuestos en valores de inductancia:

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

Los resultados, ya como inductancias,, se separaron en sus partes real e imaginaria, los mismos que fueron graficados para poder estudiar su comportamiento y por lo tanto encontrar los mecanismos de magnetización que se están llevando a cabo. Transformamos la impedancia a inductancia según las fórmulas

$$L_i = (Z_i * c) / (2\pi f)$$

$$L_r = (Z_i * c) / (2\pi f)$$

donde c es una constante y f es la frecuencia. Nótese que la parte real de la impedancia corresponde a la parte imaginaria de la inductancia y viceversa.

Los resultados de la respuesta del hilo en su condición *as cast*, para el caso de la gráfica *inductancia imaginaria* contra el logaritmo de la frecuencia, muestran un máximo cerca de los 4 kHz (4 000 Hz) para los voltajes $V \geq 1.0$ V. Por debajo de ese voltaje, la gráfica (Figura 25) muestra un máximo, sin embargo los datos tienen mucha dispersión a bajas frecuencias.

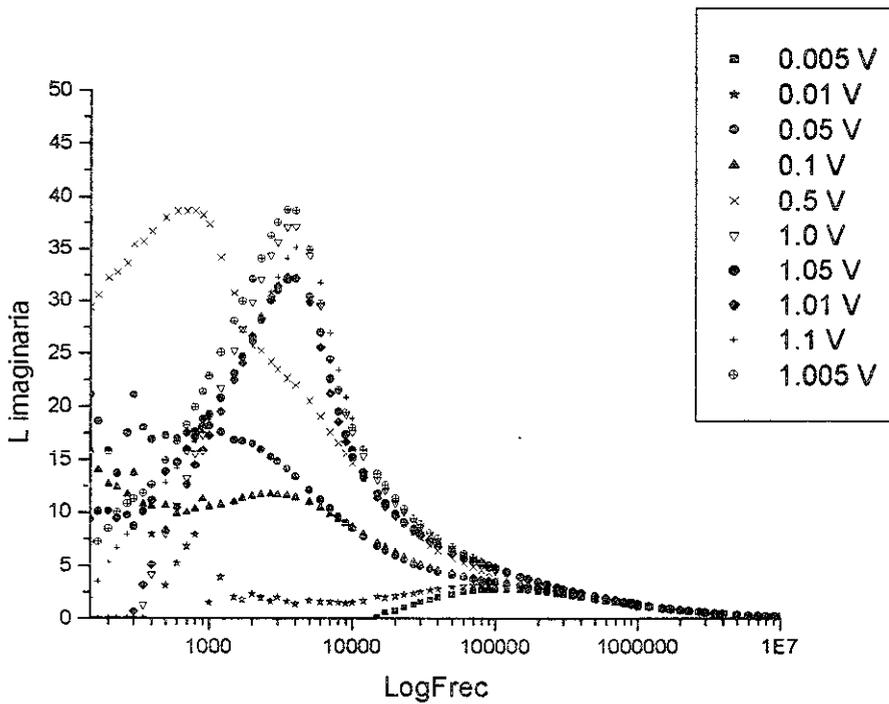


Figura 25. Logaritmo de la frecuencia vs. Inductancia imaginaria para el hilo en condición as-cast a diferentes voltajes.

La figura 26, muestra la gráfica obtenida de la *parte real de la inductancia*. Se aprecia de nuevo una gráfica típica de espectroscopía de impedancias (transformada a inductancias)

para un hilo amorfo rico en cobalto¹ con un comportamiento de relajación. Las curvas mejor definidas y con menos dispersión son, de nuevo, las de los voltajes superiores a 1.0 V.

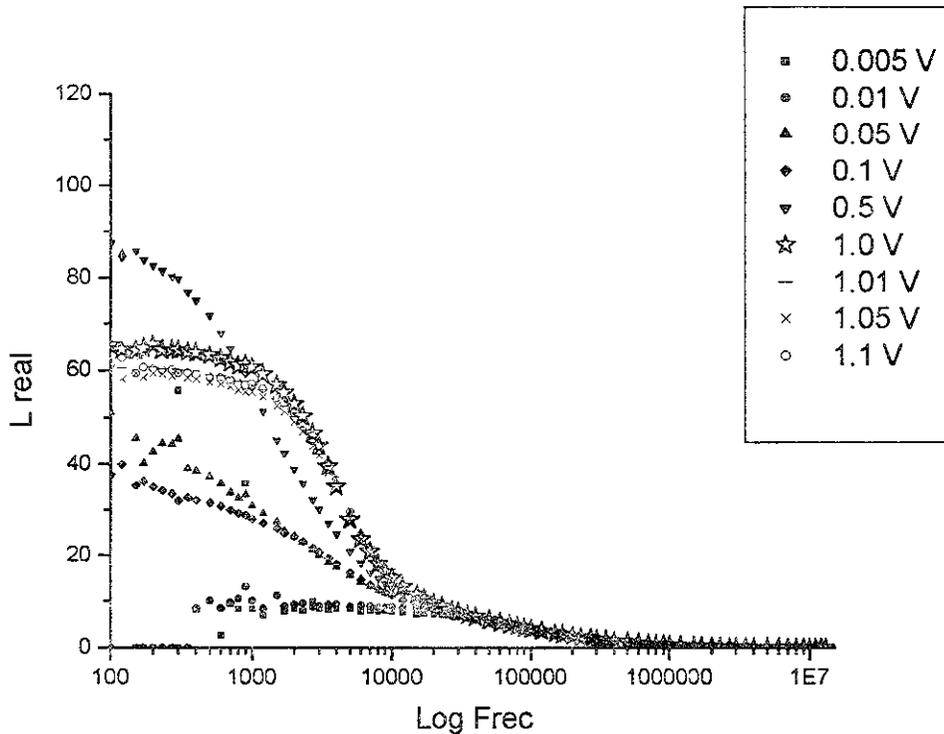


Figura 26. Logaritmo de la frecuencia vs. Inductancia real para el hilo en condición as-cast a diferentes voltajes.

El plano complejo para el hilo sin torsión a diferentes voltajes (0.01 – 1.0 V) muestra la geometría esperada de uno o varios semicírculos, obteniendo el semicírculo más grande con el voltaje de 1.05 V. Este plano se muestra en la figura 27. Para los voltajes más bajos, aparece un pequeño semicírculo (con diámetro del orden de 10 μH), que puede atribuirse al proceso de magnetización de deformación de paredes magnéticas ancladas.¹ Al aumentar el voltaje ac (y por tanto la amplitud del campo ac), las paredes se desancian y se desplazan, produciendo una magnetización mayor. Esto explica la presencia de semicírculos más grandes para los voltajes ac más grandes.

¹ VALENZUELA, R.; Giant Magnetoimpedance: a relevant application of Impedance Spectroscopy; Material Research Society Symposium Proceedings. Vol. 500, 1998, pg. 133 - 136

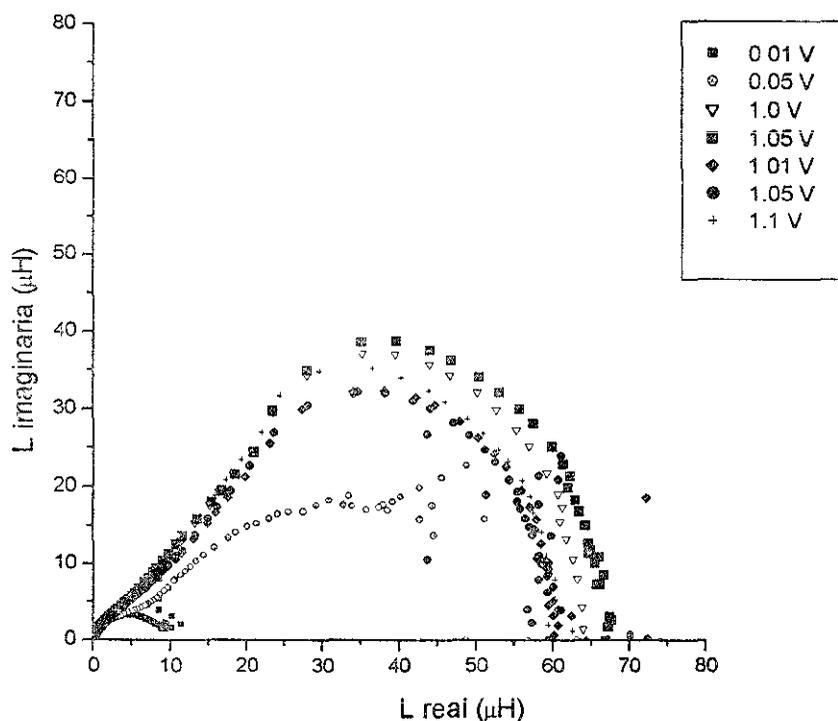


Figura 27. Plano complejo de la inductancia para el hilo en condición as-cast para diferentes valores de voltaje.

7.2 Resultados para la condición del hilo sometido a torsión

Para estudiar el fenómeno de la torsión, medimos la magneto impedancia del hilo de 10 cm de longitud y $\sim 130\mu\text{m}$ de diámetro, bajo diferentes condiciones de frecuencia, campo magnético ac y dc cada 30 grados ($1/6 \pi$), hasta completar una vuelta completa, es decir los 360° (equivalente a 2π rad). El estudio de la torsión se realizó, en todos los casos para un voltaje de 1.0 V y sin ningún tratamiento adicional.

La figura 28 muestra el comportamiento de la *impedancia real* al ser torcido el hilo. Del valor de Z_r para 30° hay un aumento en la impedancia con la máxima respuesta a 90° que luego cae por abajo del valor inicial a partir de los 120° .

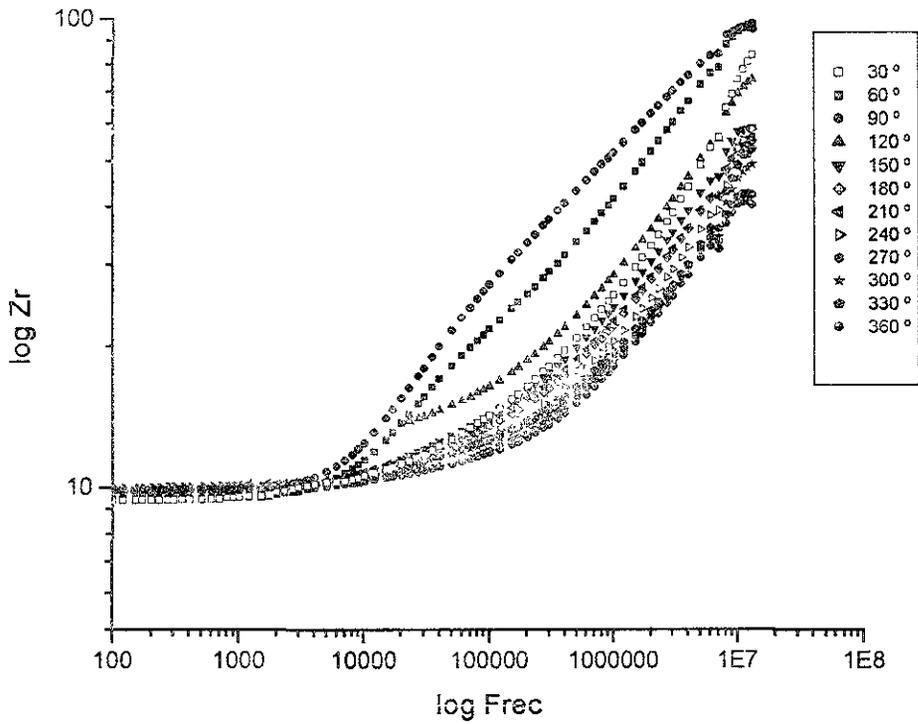


Figura 28. Parte real de la impedancia como función de la frecuencia para diferentes grados de torsión sin campo H_{dc} .

La figura 29 muestra el comportamiento de la *impedancia imaginaria Zi* con la frecuencia al ser torcido el hilo.

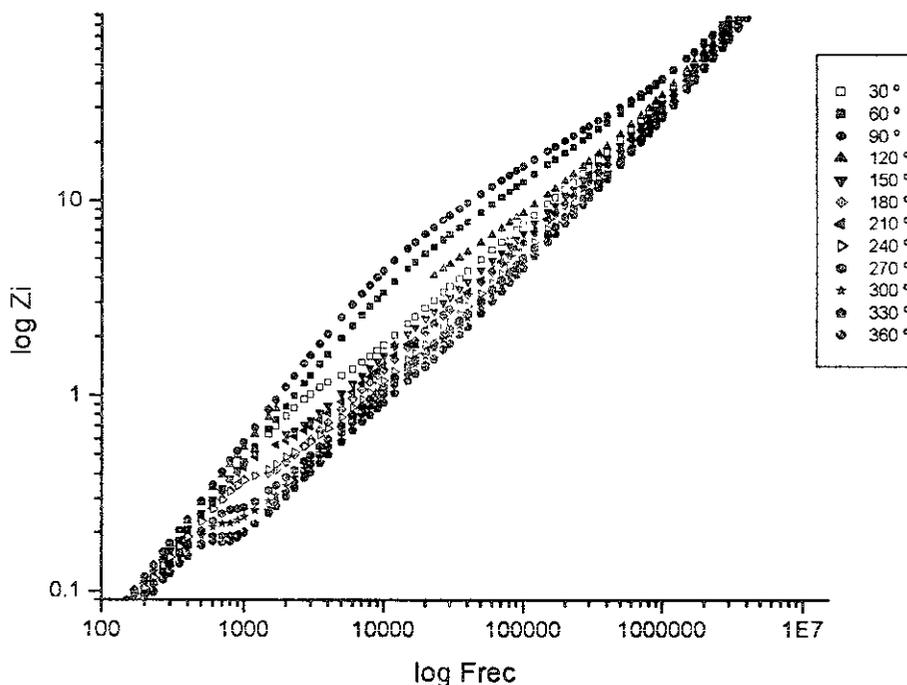


Figura 29. Parte imaginaria de la impedancia como función de la frecuencia para diferentes grados de torsión.

Se realizaron las conversiones necesarias para pasar de los resultados de impedancia obtenidos, a resultados de inductancia.

Al observar las gráficas del hilo sometido a la torsión *inductancia imaginaria (Li)* vs. *logaritmo de la frecuencia*, Figura 30, observamos claramente la presencia de un máximo a aproximadamente 4 kHz que se desplaza a 20 kHz para después aparecer entre los 10 y los 12 kHz. Sin embargo, se observa también la aparición de un segundo máximo a bajas frecuencias que aparece a los 120° de torsión y que se mantiene hasta los 360° donde tiene la frecuencia más baja a aproximadamente 500 Hz.

En cualquiera de los casos en los que graficamos la parte imaginaria de la inductancia contra el logaritmo de la frecuencia, podemos ver como la curva se incrementa hasta llegar a un máximo después del cual decae hasta terminar en cero. Es decir, se encuentra una relajación.

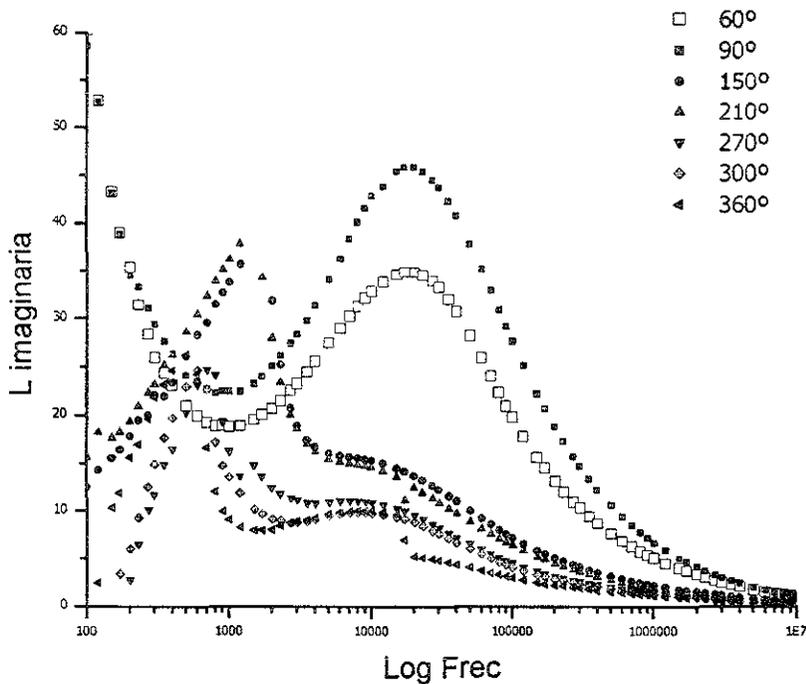


Figura 30. Logaritmo de la frecuencia vs. Inductancia imaginaria para el hilo sometido a diferentes torsiones.

En la figura 31 encontramos el comportamiento de *la parte real de la inductancia* (que corresponde según hemos visto, a la parte imaginaria de la impedancia), con el logaritmo de la frecuencia. Podemos observar que todas las curvas muestran la misma tendencia, sin embargo la curva que comienza para los 100 Hz en el valor de L_{rea} más alto (90 μ H) es la que corresponde a una torsión de 90° / 10 cm o de 5π rad/ m. Las curvas después de este máximo, comienzan en un valor menor y encontramos el valor más bajo para los 2π rad/ m o sea al completar un vuelta de torsión en el hilo de 10 cm.

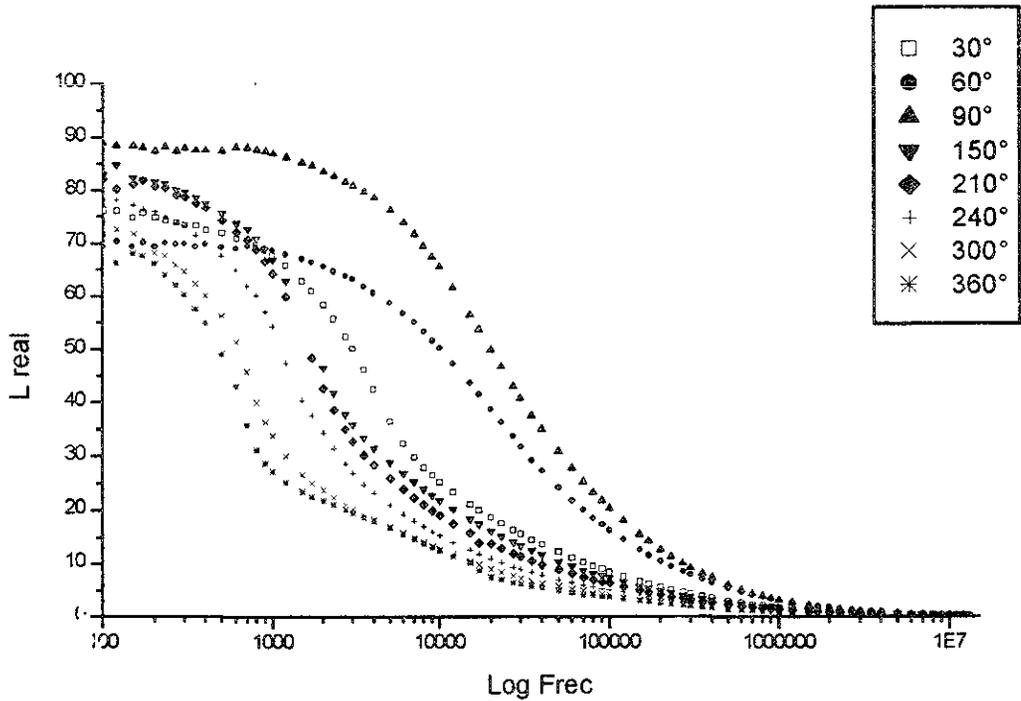


Figura 31. Logaritmo de la frecuencia vs. Inductancia real para el hilo sometido a diferentes torsiones.

Las gráficas del plano complejo, es decir, *L real vs L imaginaria* muestran la tendencia de un semicírculo cerrado hasta los 120° , después de los cuales se nota la presencia de un segundo semicírculo. Y la figura se pierde al pasar de los 270° de torsión. Para este caso, el mayor semicírculo lo encontramos a los 90° . (Figura 32)

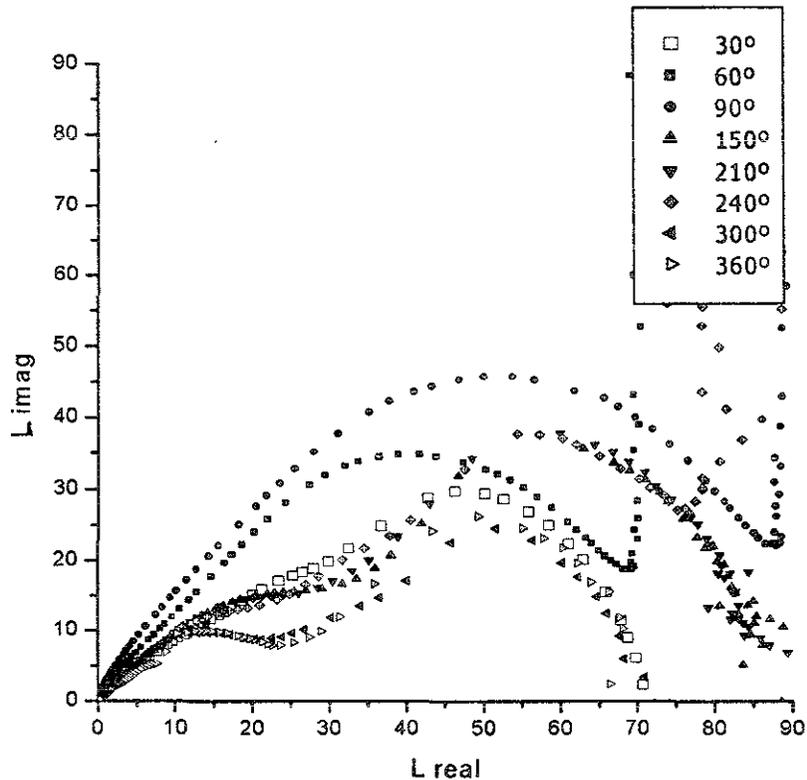


Figura 32. Representación del plano complejo para el hilo sometido a diferentes torsiones.

Los elementos inductivos L_s y L_p del circuito equivalente que podemos asociar a las figuras resultantes al graficar el plano complejo de la inductancia para todos los grados de torsión aplicados al hilo (semicírculos en la figura 32) para la condición de h_{ac} con dominios circunferenciales en el hilo, representarán la contribución rotacional y de las paredes de dominios a la permeabilidad circunferencial respectivamente. La resistencia R_p de este mismo circuito está relacionada con el abombamiento de paredes y R_s muestra todas las resistencias del circuito (el hilo en sí, los contactos y demás).

La aplicación de un campo H_{dc} fuerte al hilo, elimina el brazo paralelo del circuito² ya que el hilo está saturado magnéticamente y se eliminan las contribuciones de la pared de dominio. Queda un circuito formado por un solo circuito en serie $L_s R_s$ que físicamente

² VALENZUELA R., et al; Effects of bias field and driving current on the equivalent circuit response of magnetoimpedance in amorphous wires; J. Physics D: Appl. Phys. 28 (1995) 2404-2410

corresponde a la desaparición de los dominios magnéticos y representa entonces el proceso rotacional de los espines alineados ahora con el campo H_{dc} .

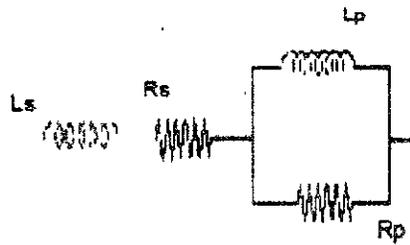


Figura 33. Representación de un circuito serie L_sR_s con paralelo L_pR_p

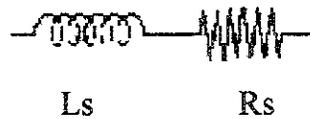


Figura 34. Representación de un circuito serie L_sR_s

Otro tipo de información es la que obtenemos al observar las gráficas de la inductancia real L_r vs. un campo magnético dc al ser sometidos a un ciclo de histéresis en el cual se recorre un intervalo de valores de campo positivos y negativos de ida y vuelta. En este caso podemos encontrar que el máximo se encuentra al estar el hilo torcido a los 180° (10π rad/m) para la frecuencia de 1 kHz (Figura 35) y para 1 MHz (Figura 36). Podemos observar también que el máximo a 1 kHz es casi 10 veces superior al máximo para un megahertz.

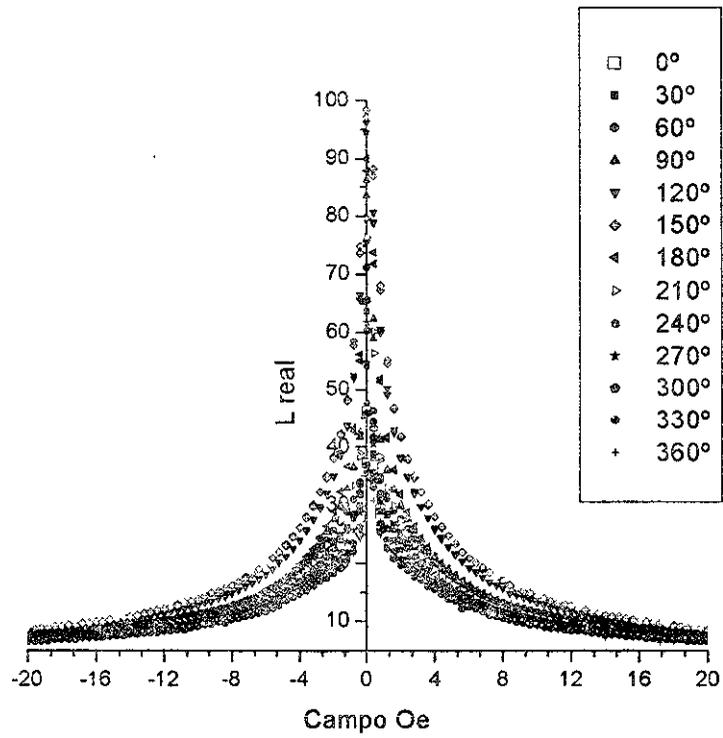


Figura 35. Respuesta de la impedancia real de un hilo sometido a diferente torsión bajo un campo magnético H_{dc} a 1 kHz.

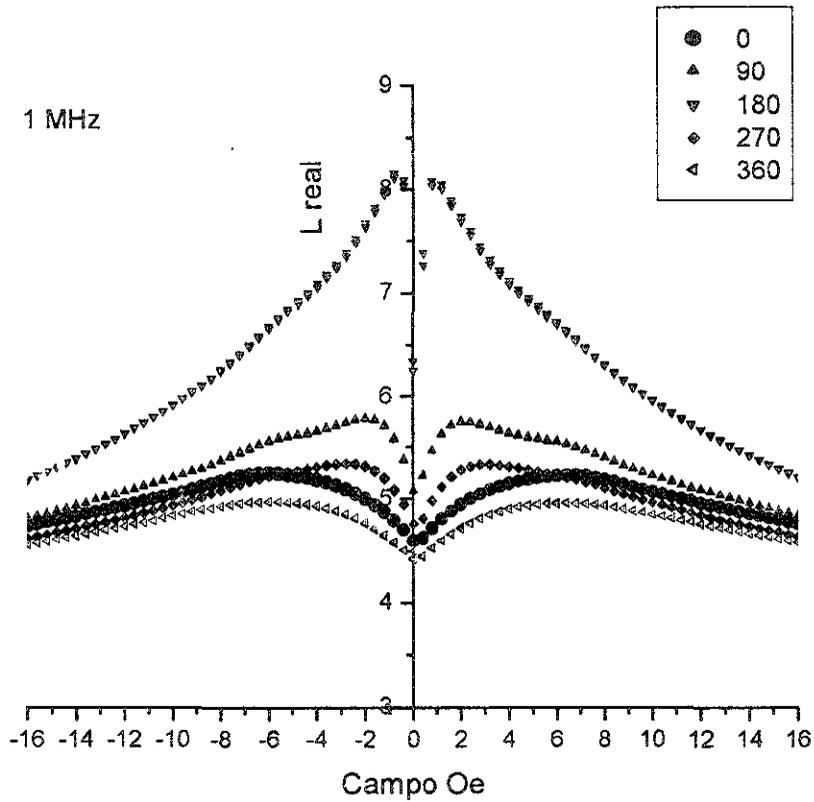


Figura 36. Respuesta de la impedancia real de un hilo sometido a diferente torsión bajo un campo magnético H_{dc} a 1 MHz.

En este caso, la gráfica nos muestra que la *inductancia real* empieza en cierto valor para el campo dc $H_{dc} = 0$, llega a un máximo a campos no mayores a los 2 Oe o menores a los -2 Oe y luego decae. Esto se interpreta como que el campo aplicado H_{dc} vence el campo de anisotropía circunferencial del hilo. Los espines precesan ahora dentro de una anisotropía ya no circunferencial o axial, sino helicoidal.

8. DISCUSIÓN

Los datos de la espectroscopía de impedancias nos darán información para el funcionamiento del sensor propuesto. La transformación de los datos obtenidos por la espectroscopía de impedancias a datos del comportamiento de la inductancia (L) nos permitirá trabajar con las propiedades magnéticas del hilo ferromagnético de una manera más directa. Sin embargo, trabajaremos con los resultados de impedancias (Z) para la aplicación del hilo como sensor magnético.

8.1 Discusión de los resultados obtenidos para la condición del hilo as – cast

Los resultados obtenidos con el hilo as cast, muestran que el hilo responde el efecto de magnetoimpedancia (Figuras 21 - 24) desde valores de voltaje pequeños ($V = 0.5$ V). Este comportamiento se asocia con el acoplamiento entre la magnetostricción del hilo con los esfuerzos inducidos durante el proceso de enfriamiento de su preparación.¹ El resultado es que el hilo tiene una estructura de dominios circunferenciales en la parte externa y dominios en la dirección del eje del hilo en el núcleo o parte interna.

El hilo antes de ser torcido, presenta en las figuras 23 y 24, un comportamiento en el que la impedancia Z disminuye mientras el campo H aumenta y comienza a saturar la muestra. Este campo H_{dc} reduce la permeabilidad circunferencial y aumenta la penetración del campo, por lo que hay una disminución en la impedancia. Cuando un hilo amorfo como éste es sujeto a un campo axial dc fuerte (≈ 1 MHz), el proceso de magnetización predominante para saturar en la dirección axial es la rotación de espines.²

Cuando el $H_{dc} = 0$, el hilo tiene un valor de impedancia que se debe principalmente al acoplamiento entre el campo ac y su estructura magnética de dominios circulares en la capa externa.

¹ SQUIRE, P.T., Amorphous wires and their applications; Journal of Magnetism and Magnetic Materials; 132 (1994) 10 - 21

² GARCÍA & VALENZUELA; The effects of the Axial DC field on Magnetoimpedance: circumferential domain wall damping; IEEE Transactions on Magnetics. Vol. 34, No. 4, July 1998, pg.1162 – 1164

Para continuar con el estudio del efecto de la torsión utilizaremos los resultados obtenidos por medio de la espectroscopía de impedancias. En la figura 37 se grafican los valores de la impedancia, separada en sus partes real e imaginaria para un voltaje de 1.01 V. En la figura 38, vemos los mismos resultados, pero ahora hemos usado la conversión explicada anteriormente de impedancias a inductancias que nos indica que ambas propiedades son equivalentes $Z = (\omega / -j) L$.

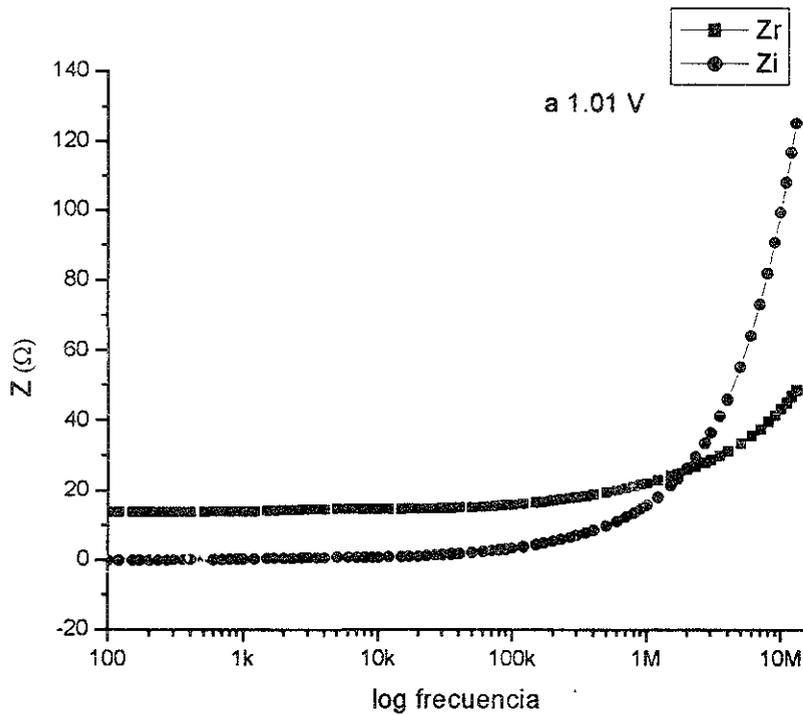


Figura 37. La impedancia, separada en su componente real Z_r e imaginaria Z_i para el hilo as - cast a 1.01 V

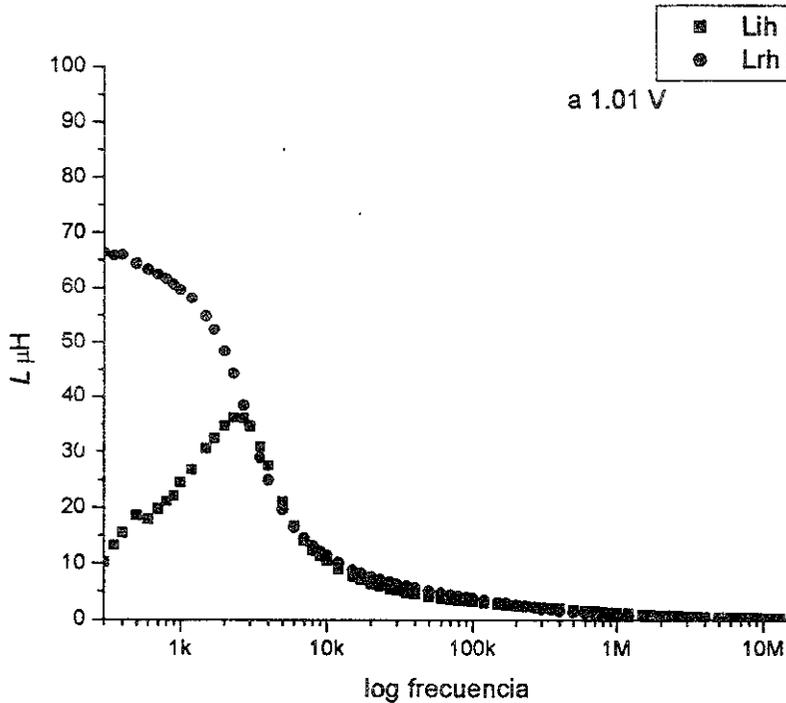


Figura 38. La inductancia, separada en su componente real L_r e imaginaria L_i para el hilo as-cast a 1.01 V

En ambos casos (gráficas de Z (Fig. 37) y L (Fig. 38)) podemos observar que los fenómenos que se llevan a cabo a una frecuencia de 1 kHz no son los mismos que aquellos que suceden a 1 MHz. Así que utilizaremos estas frecuencias representativas al observar el fenómeno de la magnetoimpedancia en el hilo sometido a torsión.

8.2 Discusión de los resultados para la condición del hilo sometido a torsión

Con los resultados de impedancias e inductancias obtenidos al torcer el hilo cada 30° hasta completar una vuelta completa (360°), podremos contestar ahora las preguntas planteadas para este trabajo:

¿Cuáles son los efectos de la torsión en la respuesta de impedancia? y

¿Cómo utilizarlo para un sensor de rotación?

Para las aplicaciones, el parámetro importante es la impedancia total, Z_{total} . Misma que obtendremos según:

$$Z_{total} = \sqrt{Zl^2 + Zr^2}$$

El valor de la impedancia total del hilo amorfo utilizado varía con la torsión para un campo dc $H_{dc} = 0$ y con la frecuencia del campo dc aplicado. Estos valores de Z son los que nos darán información de la frecuencia y el campo óptimos de sensibilidad del hilo.

Como se observa en la figura 39, tomaremos como Z_0 el punto de Z para la condición de $H_{dc} = 0$. Construimos una gráfica en la que relacionamos el valor de la impedancia total con los grados de torsión. Esta gráfica *torsión vs. Z_0* para la frecuencia de 1 kHz, se muestra en la figura 40.

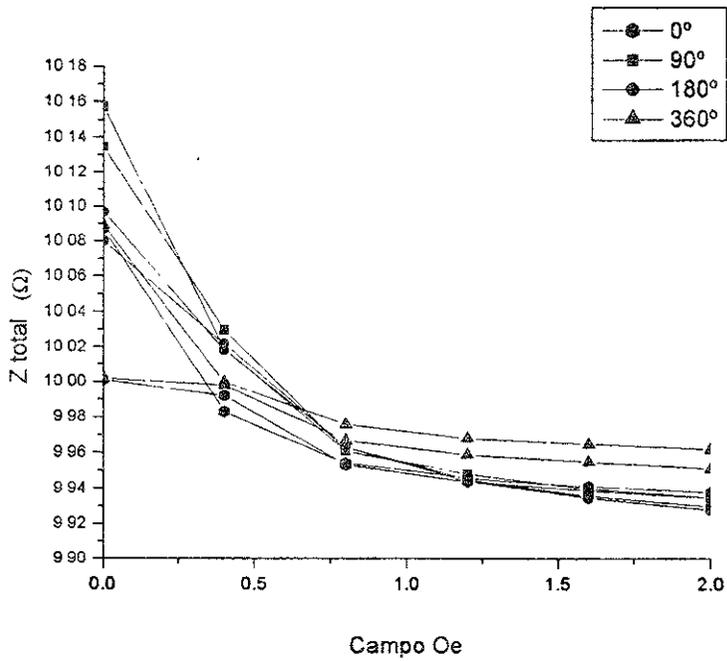


Figura 39. Impedancia total como función del campo dc a 1 kHz, para diferentes grados de torsión.

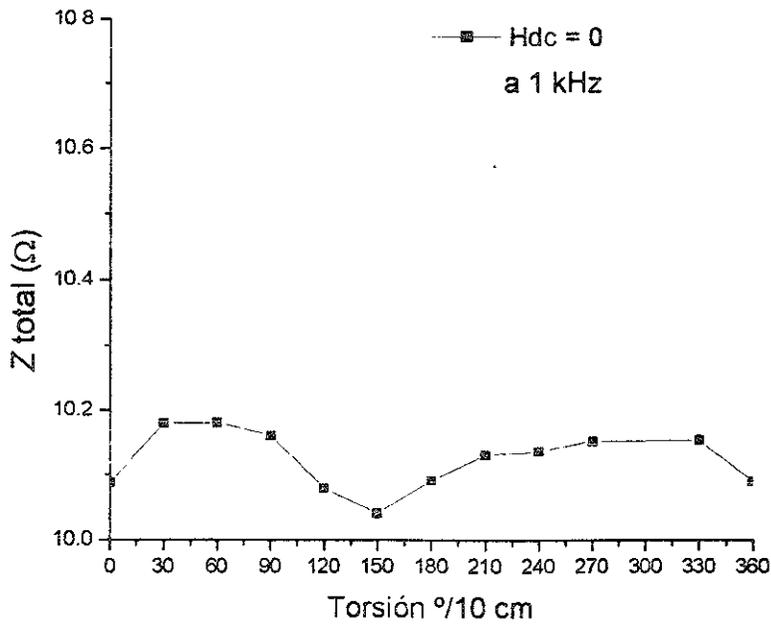


Figura 40. Valor máximo de la impedancia total Z_0 a $H_{dc} = 0$ para cada 30° de torsión, a 1 kHz de frecuencia.

Para la frecuencia de campo de 1 MHz tomamos dos valores de Z_0 : $H_{dc} = 0$ Oe y $H_{dc} = 2$ Oe ya que en la gráfica de la impedancia en función del campo dc aplicado para esta frecuencia (Figura 41), se observó que a 1 MHz existen dos máximos para la impedancia (a -2 Oe y a 2 Oe). La figura 42 esquematiza el comportamiento de los espines para los 3 puntos (a, b y c) que se destacan en la figura 41. En la figura 43 se graficaron los valores de Z_0 para los dos valores de campo dc.

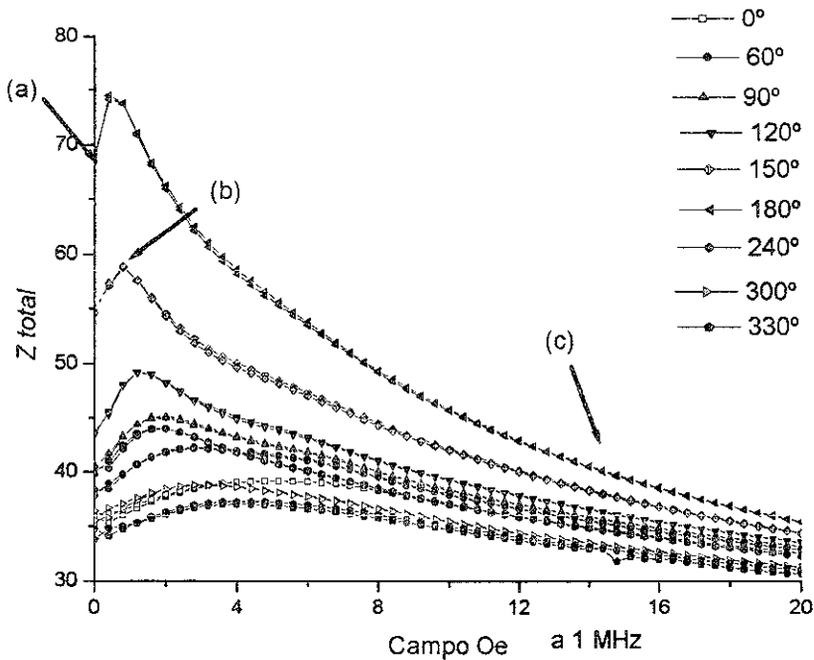


Figura 41. Impedancia total Z en función del campo dc aplicado para diferentes torsiones.

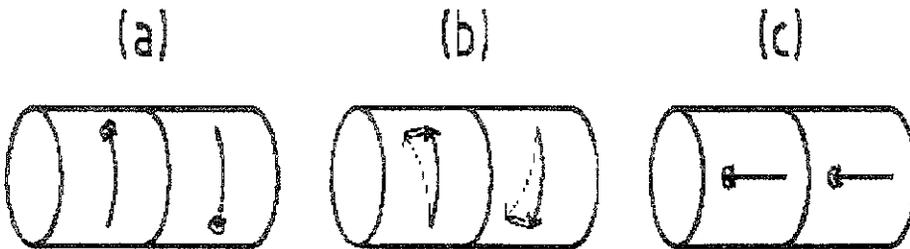


Figura 42. Esquema de la precesión de espines para (a) $H_{dc} = 0$; (b) $H_{dc} > 0$ y (c) $H_{dc} = H_{sat}$

Los tres puntos anteriores corresponden a:

- (a) La respuesta a $H_{dc} = 0 \text{ Oe}$ se debe a que los espines están en dominios circunferenciales externos e interactúan con el campo f_{ac} . Su precesión es muy pequeña pues no es la mejor geometría
- (b) Al aumentar H_{dc} hasta $H_{dc} \cong 2 \text{ Oe}$, aumenta la precesión pues los espines están en mejor ángulo.
- (c) $H_{dc} \gg 0$ Pasando el valor de 2 Oe y si el campo sigue aumentando, tenemos una mejor geometría ya que f_{ac} es perpendicular a los espines ya alineados a H_{dc} , pero este campo los mantiene rígidamente alineados amortiguando³ el efecto de la nueva geometría, por lo que la respuesta de Z o L disminuye de nuevo.

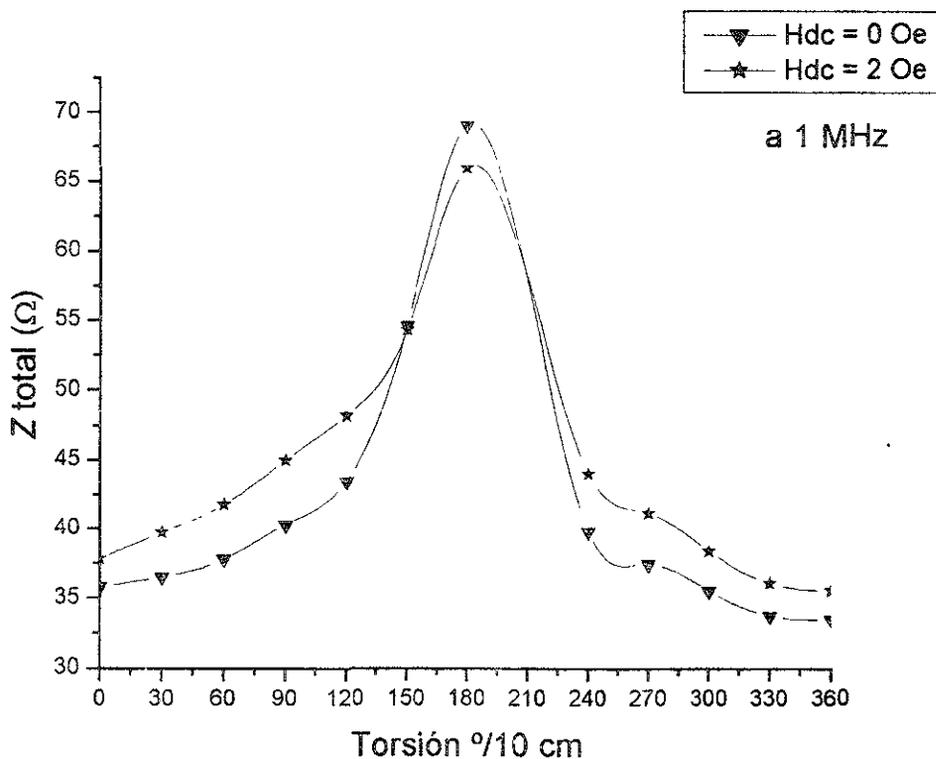


Figura 43. Valor máximo de la impedancia total Z_0 en función de la torsión bajo un campo dc $H_{dc} = 0$ y un campo $H_{dc} = 2 \text{ Oe}$, a 1 MHz de frecuencia.

³ VALENZUELA R., et al; The effects of the axial dc field on MI: circumferential domain wall damping; IEEE Transactions on Magnetics Vol. 34, No. 4 July 1998, pg. 162 - 164

El máximo de esta gráfica (Figura 43) se encuentra para los dos casos ilustrados de valor de campo cc, en el mismo valor de torsión: 180° . Después de ese valor, la geometría inducida por los esfuerzos de torsión más la componente axial del campo dc no favorecen la precesión de los espines y el valor de Z_{total} disminuye.

Para analizar el origen físico de los fenómenos observados, regresaremos ahora a los componentes real e imaginario de la impedancia viéndolos por separado. Si observamos ahora la gráfica en la Figura 44 para 180° de torsión, observamos que a 1 kHz, el valor de Z_r es por lo menos 10 órdenes de magnitud mayor al valor de Z_i . En la frecuencia de 1 MHz, el valor de Z_i es ahora superior a Z_r .

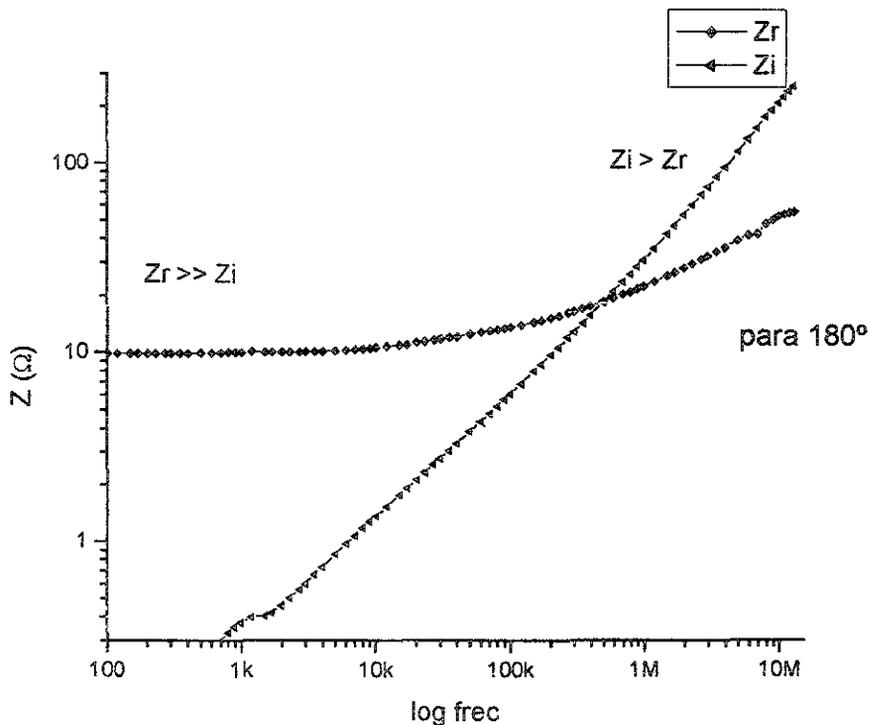


Figura 44. Parte real Z_r e imaginaria Z_i de la impedancia como función de la frecuencia a los 180° de torsión.

En la figura 45 representamos la respuesta de la inductancia real L_r cuando el campo dc es cero, para una frecuencia de 1 kHz. Cabe recordar que el comportamiento de la inductancia real

está relacionado con el comportamiento de la permeabilidad magnética μ y con la impedancia imaginaria. Es decir estamos en la condición $Z_r \gg Z_i$.

La respuesta L_r aumenta al aumentar la torsión y llega a un máximo a los 150° . Es decir que a los 150° de torsión, la respuesta de inductancia real aumentó en un 47% con respecto a la inductancia real original. Pasado este máximo L_r disminuye.

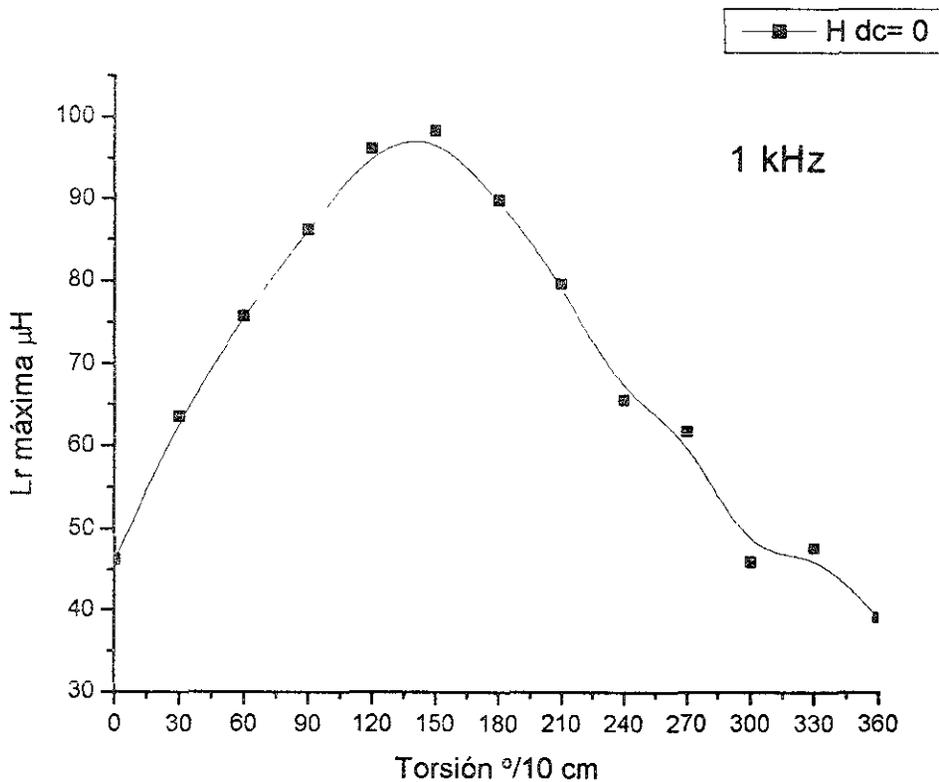


Figura 45. Inductancia real máxima para diferentes grados de torsión para el campo $H_{dc} = 0$ a 1 kHz

Cuando se aplica un campo magnético ac a una frecuencia de 1 MHz (Figura 46), las paredes de los dominios magnéticos son incapaces de seguir este campo y el proceso de magnetización dominante es la rotación de espines. A esta frecuencia la contribución de Z_i a la impedancia total es más importante ($Z_i > Z_r$), y lo comprobamos al observar que la gráfica resultante en la que relacionamos los grados de *torsión* vs. L_r es equivalente a la gráfica *torsión* vs. Z_{total} (Fig. 43)

Al aumentar la torsión, la respuesta para las condiciones de campo dc estudiadas ($H_{dc} = 0$ y $H_{dc} = 2$ Oe), incrementa el valor de la inductancia real en un 72.33% y un 64% respectivamente y llega a un máximo en los 180° de torsión del hilo. Después de éste máximo la respuesta cae aún por debajo de la respuesta original del hilo sin torcer.

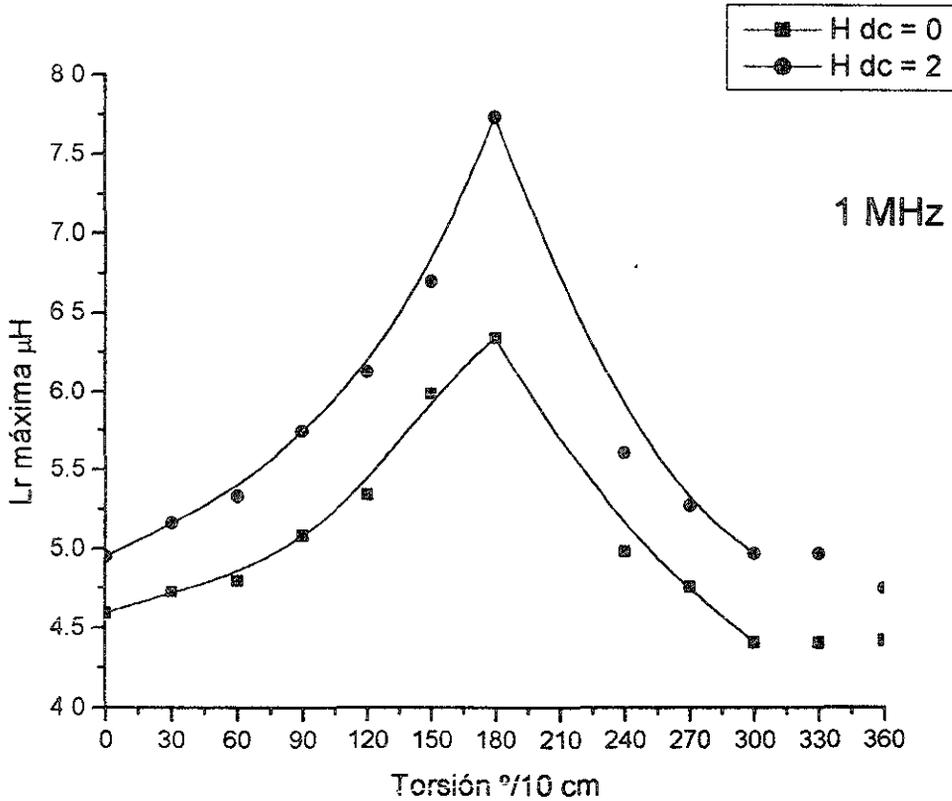


Figura 46. Inductancia real máxima para diferentes grados de torsión para el campo $H_{dc} = 0$ a 1 MHz

Con base en las gráficas representadas en las figuras 43 y 46, podemos ver que si se trabaja con el sensor a campos $H_{dc} = 2$ Oe, el efecto de los campos magnéticos parásitos es menos importante y al trabajar a campos de frecuencia de 1 MHz, la respuesta en la impedancia Z (que es el parámetro eléctrico original) es más grande y por lo tanto más fácil de detectar.

Es importante anotar que en el diseño del sensor, se necesitará un circuito que discrimine la diferencia de signo en las pendientes de la respuesta de la impedancia imaginaria (inductancia real) para saber en qué punto de la curva de calibración se encuentra el sensor y por lo tanto detectar el ángulo de torsión del hilo.

9. CONCLUSIONES

La estructura del hilo amorfo de composición $(\text{Fe}_{0.06}\text{Co}_{0.94})_{72.5}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$ rico en metales de transición, tiene propiedades magnéticas específicas entre las que se encuentran presentar el efecto de magnetoimpedancia. Es decir que sometido a una corriente alterna de amplitud pequeña y aplicársele un campo magnético dc, su respuesta se traduce como una variación de impedancia. Éste efecto de magnetoimpedancia puede utilizarse para sensores magnéticos con aplicaciones industriales.

Gracias a la técnica de espectroscopía de impedancia y a la equivalencia de la impedancia con la inductancia del material, podemos conocer los procesos de magnetización que se están llevando a cabo en el hilo. También podemos utilizar esta técnica de análisis como herramienta para conocer la variación en la respuesta del hilo al ser torcido, lo que nos lleva a encontrar las condiciones óptimas de campo dc y la torsión a la cual exista una diferencia en la impedancia fácilmente detectable para utilizar este hilo como un sensor de rotación.

Para encontrar el voltaje al cual realizar el estudio del efecto de la torsión en el hilo y para poder comparar el comportamiento del hilo con o sin torsión, realizamos mediciones con el hilo *as cast*. Para esta condición, la impedancia del hilo se debe principalmente al acoplamiento entre el campo ac y la estructura magnética de dominios circulares en la capa externa. Usamos el hilo sin torsión para elegir el voltaje de trabajo, $V = 1.0 \text{ V}$. A este voltaje la respuesta del hilo presenta la menor dispersión.

Con respecto a los procesos de magnetización involucrados al torcer el hilo, en este trabajo se encontró que al aplicarle torsión al hilo, la gráfica de la parte imaginaria de la inductancia L_i en función de la frecuencia, muestra un máximo hasta los 90° . A partir de esta torsión se observan dos máximos: uno a frecuencias cercanas a 1 kHz, y el segundo a frecuencias mayores a los 10 kHz. Los máximos en estas gráficas de inductancia se asocian a los procesos de magnetización que se están llevando a cabo. A frecuencias menores a 1 kHz la magnetización del hilo es debida a los mecanismos de deformación de las paredes de los dominios magnéticos y al desplazamiento de las paredes. La aparición

de un segundo máximo a frecuencias más altas indica que ahora el proceso de magnetización predominante es la rotación de espines capaces de responder a la frecuencia del campo aplicado.

Para la aplicación del hilo como sensor se sugiere trabajar a un campo dc $H_{dc} = 2 \text{ Oe}$ ($\cong 159.15 \text{ A / m}$) y a una frecuencia de 1 MHz. A este valor de campo dc y de frecuencia el efecto de los campo parásitos externos es menos importante y se detectará el cambio en la respuesta de la impedancia Z más fácilmente. Utilizamos la Z_{total} como función del campo dc H_{dc} para encontrar el campo al cual el hilo es más sensible en condiciones de trabajo. Los valores de campo dc analizados fueron $-20 \text{ Oe} < H_{dc} < 20 \text{ Oe}$ a las frecuencias representativas de 1 kHz y 1 MHz.

Encontramos también que existe una torsión del hilo a la cual éste es más sensible a la presencia de un campo magnético dc ya que presenta un máximo en la impedancia Z_{total} . Ésta es a 180° para el hilo de 10 cm lo que equivale a $10 \pi \text{ rad / m}$. Obtuvimos una curva torsión vs. impedancia total Z a 1 MHz que servirá como curva de calibración para un sensor de giro. El origen de este máximo se debe al proceso de precesión de los espines del material debido a la geometría resultante de las propiedades del hilo, la torsión, el campo \vec{h} ac y el campo H dc.

10. BIBLIOGRAFÍA Y REFERENCIAS

BIBLIOGRAFÍA

- ANANTHARAMAN, T.R.
Metallic Glasses. Production, Properties and Applications
Trans Tech Publications
USA 1984
- ASKELAND, David
The Science and Engineering of Materials
3rd edition
PWS Publising Co, USA 1994
- CRUZ, Chamizo, Garritz
Estructura Atómica, un enfoque químico
Addison Wesley Iberoamericana
- HALLIDAY, David et al
Física Vol 2
3ra edición
Compañía Editorial Continental, S.A. de C.V., México 1996
- HAYT, William H.
Engineering Electromagnetics
4th edition
McGrawHill, USA 1988
- JILES, David
Introduction to Magnetism and Magnetic Materials
Chapman & Hall, USA 1991
- MacDONALD, J.R.
Impedance Spectroscopy
Wiley NY, USA 1987

- MURRAY, T
Introduction to Engineering Materials: behavior, properties and selection
Marcel Dekker Inc., USA 1993
- SMITH, William
Fundamentos de la Ciencia e Ingeniería de Materiales
3ra edición
MacGraw Hill, España 1998
- VALENZUELA, Raúl
Magnetic Ceramics
Cambridge University Press, UK 1994
- WOHLFARTH, E.P.
Ferromagnetic Materials, Vol. 1
North-Holland Publishing Company, New York 1980

REFERENCIAS

EFECTO GMI

- *Magneto-impedance effect in amorphous wires*; L.V. Panina & K. Mohri; Appl Phys. Letters 65 (9), 29 August 1994
- *Giant magnetoimpedance in CoFeBSi wires and polycrystalline ferrites*; E. Carrasco, K.L.García, R. Valenzuela; IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 34, No. 4, July 1998
- *The effects of the axial dc field on MI: circumferential domain wall damping*; R. Valenzuela, K.L.García; IEEE Transactions on Magnetics Vol. 34 No. 4 July 1998
- *Giant magnetoimpedance: A relevant application of Impedance Spectroscopy*, Valenzuela R. Et al; Material's Research Symposium Proceedings Vol. 500 1998
- *Effect of AC driving current on magneto-impedance effect*; Aragonese P. et al, Sensors & Actuators 81(2000)86-90
- *MI in Cu-based amorphous wires and circular domain dynamics*; Vulfovich, Panina; Sensors & Actuators 81 (2000)111-116

APLICACIÓN PARA SENSORES

- *Amorphous wires and their applications*; Squire, P.T. et al; Journal of Magnetism and Magnetic Materials 132 (1994) 10 - 21
- *A position sensor based on MI*; Vázquez, M. et al; J. Appl. Phys. 79 (8) 15 April 1996, 6549-6551
- *A soft magnetic wire for sensor applications*; Vázquez, M. et al; Journal of Physics D: Applied Physics 29 (1996) 939 - 949
- *Recent advances of micro magnetic sensors and sensing application*; Mohri K., et al, Sensors & Actuators A 59 (1997) 1-8
- *Giant magnetoimpedance effect in soft magnetic wires for sensor applications*; Vázquez M., et al; Sensors & Actuators A 59 (1997) 20-29
- *Sensor applications for magnetic materials*; Ramsden Ed; Sensors Magazine, September 1998
- *Applications of amorphous and nanocrystalline magnetic materials*; Marín P. et al, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 215-216 (2000) 729-734
- *An integrating magnetic sensor based on the GMI effect*; Squire P.T. et al, Sensors and Actuators 81(2000) 82-85

HILOS

- *Circumferential magnetization processes in CoFeBSi wires*; Domínguez L. et al; Journal of Applied Physics 79 (8) 15 april 1996, 6539-6541
- *Circumferential magnetization curves of Co-rich amorphous wires under tensile stress*; M.T.González, K.L.García and R.Valenzuela; Journal of Applied Physics Vol 85, No. 1, 319-324 January 1999

CIRCUITOS EQUIVALENTES

- *On the equivalent circuit approximation of MI in amorphous wires*; K.L.García and R. Valenzuela; Materials Letters 34 (1998) 10-13
- *Effects of bias field and driving current on the equivalent circuit response of magnetoimpedance in amorphous wires*; Valenzuela R., et al J. Physics D: Appl. Phys. 28 (1995) 2404-2410

ESTÁ COPIADA PARA
EL INSTITUTO TECNOLÓGICO

TENSIÓN, TORSIÓN

- *Torsion dependence of the magnetization process in magnetostrictive amorphous wires*; Vázquez M, et al; Journal of Magnetism and Magnetic Materials 96 (1991) 321 - 328
- *Effects of tensile stress on the domain wall dynamics of Co-based amorphous ferromagnetic wires*; Echavarrieta C. et al; Journal of Magnetism and Magnetic Materials 140-144(1995) 1903-1904
- *Asymmetrical MI effect in twisted amorphous wires for sensitive magnetic sensors*; T.Kitoh, K.Mohri; Transactions on Magnetics Vol. 31, No. 6 november 1995, 3137-3139
- *Effects of tensile stress on the magnetization properties of Co-based amorphous wires*; Noleru, Nakayama, Murashige and Saito; IEEE Transactions on Magnetics Vol 31, No. 6 November 1995, 3140-3142
- *Effect of dc current on MI in CoSiB twisted wires*; Furmanova T.A. et al; Sensors and Actuators 81(2000) 95-97