



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

CORRELACIÓN ENTRE LOS PROCESOS DE
MAGNETIZACIÓN Y EL EFECTO DE LA
MAGNETOIMPEDANCIA EN HILOS
FERROMAGNETICOS AMORFOS.

292921

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
F I S I C A

P R E S E N T A :
MARIN ELIANA GARCÍA HERNÁNDEZ

FACULTAD DE CIENCIAS
SECCION ESCOLAR

DIRECTOR DE TESIS:

DR. RAUL ALEJANDRO VALENZUELA MONJARAS



FACULTAD DE CIENCIAS
UNAM

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.



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

MAT. MARGARITA ELVIRA CHÁVEZ CANO
Jefa de la División de Estudios Profesionales de la
Facultad de Ciencias
Presente

Comunicamos a usted que hemos revisado el trabajo de Tesis:
"Correlación entre los Procesos de Magnetización y el efecto de la
Magnetoimpedancia en hilos ferromagnéticos amorfos"

realizado por GARCIA HERNANDEZ KARIN LILIANA
con número de cuenta 8910512-2 , pasante de la carrera de Física.

Dicho trabajo cuenta con nuestro voto aprobatorio.

Atentamente

Director de Tesis
Propietario

DR. RAUL ALEJANDRO VALENZUELA MONJARAS

Propietario

DR. GERARDO RUIZ CHAVARRIA

Propietario

DR. JOSE MANUEL SANIGER BLESA

Suplente

DR. ALFONSO HUANOSTA TERA

Suplente

DR. FRANCISCO MORALES LEAL

Consejo Departamental de Física

DRA. PATRICIA GOLDSTEIN MENACHE
Coordinadora de Licenciatura



FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

CORRELACION ENTRE LOS PROCESOS DE MAGNETIZACIÓN
Y EL EFECTO DE LA MAGNETOIMPEDANCIA EN HILOS FERROMAGNETICOS
AMORFOS

AGRADECIMIENTOS

Al Dr. Raúl Valenzuela, mi más profundo respeto y admiración.
Gracias por su ayuda...siempre.

Al Dr. Francisco Morales por sus valiosos comentarios para llevar a buen término este trabajo de tesis.

A mis compañeros del grupo de Propiedades Magnéticas del IIM, Pilar Gutiérrez, Israel Betancourt, Ma. Inés Rosales y Herlinda Montiel por sus valiosos consejos para mejorar la exposición de este trabajo.

A mis amigos de la Facultad de Ciencias, Juan Manuel López, Miriam Islas, Yunuhén Hernández, Sara Zambrano, Marianne Roux-García y Max de Mendizábal por compartir exámenes, sonrisas, café y oporto hasta el final de la carrera.

Dedicada a mi familia
Hacedora de sueños, soñadora omnipresente...

Para Iván
bañado en lágrimas

CONTENIDO

Resumen	1
Introducción	2
Marco Teórico	

Capítulo I

1.1 Origen del momento dipolar permanente	1
1.2 Magnetización en la materia	4
1.3 Campo Magnetizante	6
1.4 Parámetros magnéticos de la materia	7
1.5 Diamagnetismo y Paramagnetismo	8

Capítulo II

2.1 Orden magnético	10
Interacción de intercambio	11
Anisotropía y Magnetostricción	12
2.2 Ferromagnetismo	14
El campo molecular de Weiss	14
Cálculo de propiedades ferromagnéticas mediante la teoría del campo medio	15
2.3 Dominios ferromagnéticos	19
Porque ocurren los dominios magnéticos	20
2.4 Pared de Bloch	21
Energía y espesor en una pared de Bloch	21

2.5	Movimiento de una pared de Bloch	23
	Teoría para un movimiento de pequeña amplitud.	23
	Teoría para un movimiento de alta.	26
2.6	Curvas de Magnetización en ferromagnéticos	27

Capítulo III

3.1	Aleaciones amorfas	28
	Transición vítrea	28
3.2	Aplicaciones magnéticas	29
	Hilos ferromagnéticos amorfos	30
3.3	Magnetoimpedancia en hilos ferromagnéticos suaves	31

Técnica Experimental

Capítulo IV

4.1	Espectroscopia de Impedancias	33
	Ecuaciones de Debye para la dispersión eléctrica.	35
	Interpretación por medio de circuitos equivalentes	39
4.2	Espectroscopia de Inductancias	40
	Metodología	41
	Dispositivo Experimental	41
	Campo H_{ac} superpuesto a un campo alterno de pequeña amplitud	43

Resultados Experimentales y Análisis

Capítulo V

5.1 Resultados	45
Campo circunferencial de baja amplitud	45
Campo circunferencial de alta amplitud	50
Efectos del campo H_{dc}	55
5.2 Análisis	57
Conclusiones	
Referencias	62
Apéndice I	63
Apéndice II	64

Resumen

En este trabajo se presenta un estudio sobre los mecanismos de magnetización responsables de la sensibilidad en el efecto de magnetoimpedancia en hilos ferromagnéticos amorfos basados en cobalto.

El método experimental en el que se basa este estudio, cuenta con un dispositivo que incluye un analizador de impedancias HP4192A controlado por una computadora y un programa que permite realizar medidas del módulo y fase de la impedancia para 94 frecuencias. El procedimiento de medida consiste hacer pasar a través de la muestra una corriente alterna, directamente proporcionada por el analizador, mientras el cambio en su impedancia es registrado para frecuencias en el intervalo de 5 Hz a 13 MHz.

Con el objeto de analizar una respuesta asociada directamente con procesos de magnetización, se sustituye el formalismo de impedancias por el que considera la naturaleza inductiva de la muestra. Esta modificación permite establecer la correlación inductancia-permeabilidad que hace posible evaluar la dispersión de la permeabilidad en función de la frecuencia. Como la permeabilidad es un parámetro que mide directamente las propiedades magnéticas de la muestra, es posible analizar los mecanismos de magnetización mediante su dispersión, en función de la amplitud de campo y frecuencia.

Los resultados experimentales indican la presencia de tres mecanismos de magnetización en un intervalo entre 5 Hz a 13MHz: el abombamiento de paredes magnéticas, la rotación de espín y el desplazamiento de paredes aparecen como las principales contribuciones a la impedancia de la muestra.

En el seguimiento de este análisis se propone simular esta respuesta utilizando circuitos equivalentes. A cada mecanismo de magnetización se asocia un circuito cuyos elementos están relacionados con parámetros físicos de la muestra.

Los resultados de esta simulación son cualitativa y cuantitativamente satisfactorios.

Introducción

El efecto de la magnetoimpedancia consiste en un cambio drástico en la impedancia de un material en presencia de un campo magnético estático. La sensibilidad de esta respuesta se resume en cambios observados de hasta un 500% del valor de inicial de la impedancia, para campos de entre 0-1 Oersted.

En el rango de frecuencias entre 5 Hz y 13 MHz, este efecto se explica a partir de un acoplamiento inductivo entre el campo magnético alterno generado por el flujo de corriente a través del material y su estructura magnética.

El interés del efecto GMI en hilos ferromagnéticos está en el comportamiento extremadamente sensible que muestran ante la aplicación de un campo dc superpuesto a un campo circunferencial de baja amplitud.

Los hilos amorfos basados en cobalto, son el mejor ejemplo de una respuesta sensible al efecto GMI.

Característicos por su baja magnetostricción (10^{-7}), los hilos amorfos basados en cobalto presentan una estructura de dominios conformada por un núcleo con dirección de magnetización axial y una capa externa con dominios circunferenciales. Esto permite un óptimo acoplamiento inductivo entre la estructura de dominios y la simetría del campo alterno aplicado.

En presencia de un campo dc el acoplamiento inductivo se amortigua y su contribución a la impedancia medida disminuye drásticamente.

En la literatura los estudios de magnetoimpedancia se presentan como variaciones de la impedancia total en función de un campo dc aplicado; sin tomar en cuenta la amplitud del campo alterno a frecuencias mayores de 1MHz.

Si bien esta metodología permite valorar el potencial en las aplicaciones de este efecto no proporciona información alguna acerca de los procesos físicos responsables de su respuesta.

En las siguientes páginas mostraremos porque decidimos plantear este estudio en términos no del módulo de la impedancia, sino de la parte real e imaginaria de la permeabilidad. Porque decidimos no sólo observar su comportamiento en función del campo dc, realizando un estudio exhaustivo en función de la amplitud de campo alterno circunferencial, y porque hemos involucrado de manera natural la técnica de espectroscopía de inductancias con la fenomenología responsable de la sensibilidad de efecto GMI en hilos ferromagnéticos amorfos.

Capítulo I

1.1 Origen del momento dipolar permanente.

Para investigar el origen del momento dipolar, consideremos la representación más simple de un átomo como un electrón recorriendo una órbita circular de radio r , con una velocidad v alrededor del núcleo. Este electrón en movimiento genera una corriente $i = -e/\tau$, con una velocidad $v = 2\pi r/\tau$. La corriente debida a este movimiento esta dada por la expresión $i = -ev/2\pi r$; el signo menos indica que el electrón se esta moviendo en dirección opuesta al sentido positivo de la corriente. El momento magnético asociado a esta carga en movimiento esta dado por:

$$\mu = ia \quad (1.1)$$

donde a es el área del ciclo de corriente. La dirección de i sigue el sentido de las manecillas del reloj. Sustituyendo la expresión para i obtenida anteriormente en la ec 1.1 tenemos que el momento dipolar:

$$\mu = -ev a /2\pi r = -e \hbar l /2m \quad (1.2)$$

donde $\hbar l$ es el momento angular del electrón en movimiento ($\hbar l = mvr$) y el área a es πr^2 . Escribimos al momento angular como $\hbar l$, porque \hbar es la unidad natural de medida del momento angular en el átomo. De la ec. (1.2) se sigue que la unidad natural para el momento magnético, llamado magnetón de Bohr μ_B , es

$$\mu_B = e \hbar /2m = 9.27 \times 10^{-24} \text{ J T}^{-1} \quad (1.3)$$

La ecuación (1.2) indica que existirá una contribución al momento magnético total debida al momento angular orbital de todos los electrones que constituyen el átomo

Esta ecuación tiene validez en el tratamiento de la mecánica cuántica, donde $\hbar l$ es el operador de momento angular del electrón.

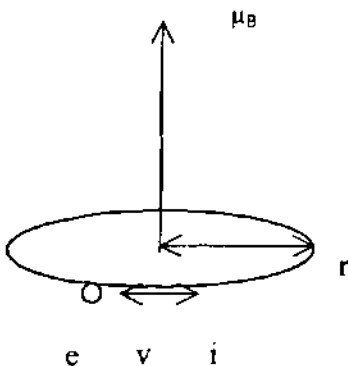


Fig.1 Un electrón en una órbita circular es equivalente a un circuito de corriente y tiene un momento magnético asociado.

Además de la contribución del momento angular al momento magnético total del átomo, existe un momento magnético asociado al espín del electrón de magnitud:

$$\mu_B = -g_0 \mu_B s \quad (1.4)$$

donde g_0 el factor de Landé (Hook, 1991). Una comparación entre las ecuaciones 1.3 y 1.4 muestra que el momento angular del espín $\hbar s$ es dos veces más grande que el momento magnético generado por el momento orbital angular.

Los valores propios $\hbar s$ pueden ser $\pm 1/2 \hbar$, de modo que en la dirección Z el momento angular del espín puede tomar valores de $\pm \mu_B$.

El momento dipolar magnético total de un átomo se obtiene de tomar en cuenta las ecuaciones 1.3 y 1.4 sobre todos los electrones que lo constituyen.

Llamando $L = \hbar \Sigma l$ y $S = \hbar \Sigma s$ a la suma sobre el momento angular y el momento total de espín de los electrones en el átomo, tenemos que el momento total en el átomo esta dado por:

$$\mu = -\mu_B (L+2S) \quad (1.5)$$

La contribución de una capa completa de electrones al momento angular L o al momento de espín S es cero, de manera que la presencia de un momento dipolar permanente ocurre sólo en átomos con capas de electrones incompletas tales como los metales de transición y tierras raras, los cuales presentan incompletos los niveles 3d y 4f respectivamente.

1.2 Magnetización en la materia

Los átomos pueden o no presentar un momento dipolar magnético neto dependiendo de la simetría o la orientación relativa de sus órbitas electrónicas.

Una porción de materia, con excepción de los materiales ferromagnéticos, no presenta momento magnético neto debido a la orientación al azar de las moléculas. Sin embargo la presencia de un campo magnético externo distorsiona el movimiento electrónico dando lugar a una polarización magnética neta o magnetización en el material.

Lo que sucede esencialmente es que el campo magnético externo produce un movimiento de precesión o de rotación sobre el momento dipolar magnético de los electrones en torno a la dirección del campo magnético local. Luego cada electrón contribuye con un momento dipolar magnético dado por la ec. (1.1).

Podemos describir un arreglo de dipolos orientados en la materia como un arreglo de circuitos de corriente en un volumen determinado de materia magnetizada.

Las corrientes internas tienden a cancelarse debido a los efectos contrarios de las corrientes adyacentes, de modo que no se observa una corriente neta dentro del material. Sin embargo, en su superficie habrá una corriente neta llamada corriente de magnetización i_{mag} proporcional a la magnetización del material.

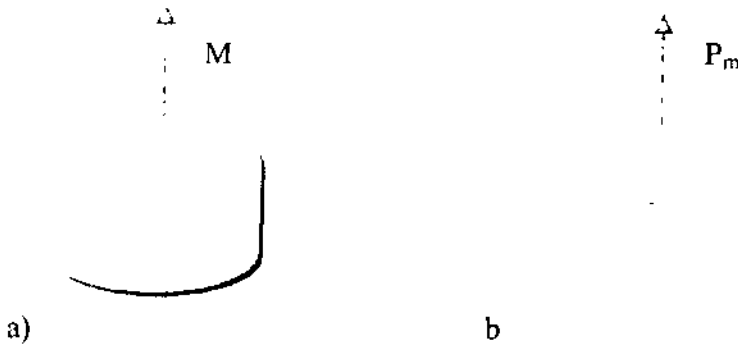


Fig. 2. a) Material uniformemente magnetizado, b) Superficie de corriente que produce una magnetización equivalente.

Existe una relación muy importante entre la corriente sobre la superficie del cuerpo magnetizado y la magnetización que es posible obtener mediante un razonamiento simple:

Si a es el área de la sección transversal de un cilindro de longitud l , su volumen es La . Por otro lado el momento dipolar magnético total será $\mu = i_{mag}a$. Por lo tanto, la magnetización M o momento magnético por unidad de volumen estará dada por:

$$M = i_{mag}a / \text{volumen} = i_{mag} a / a l = i_{mag} / l = J_{mag} \text{ A/m} \quad (1.6)$$

J_{mag} es llamada densidad de corriente de magnetización; esta proporciona el mismo momento magnético que el debido a la suma de los dipolos magnéticos existentes en el material.

1.3 Campo Magnetizante.

Es importante mencionar que las corrientes de magnetización están fijas, en el sentido de que se deben a electrones ligados a átomos y no a electrones libres de moverse a través del material. Llamaremos a la corriente debida a los portadores de carga en movimiento como corriente debida a cargas libres, en virtud de que será necesario distinguirlo de la corriente de magnetización.

Consideremos una porción cilíndrica de materia colocada al interior de un solenoide largo por el que circula una corriente i , Fig. 3.

Esta corriente produce un campo magnético que magnetiza al cilindro y da lugar a una corriente de magnetización sobre la superficie del mismo, en igual sentido que i . La corriente superficial de magnetización por unidad de longitud es M .



Fig. 3 Sección de un material magnetizado uniformemente. La magnetización es producida por un solenoide enrollado en la muestra que no aparece en la figura.

Si el solenoide tiene n espiras por unidad de longitud, i.e, $n = N/L$, el sistema solenoide-cilindro magnetizado equivale a un solenoide que transporta una corriente por unidad de longitud $ni + M$. Esta corriente solenoidal efectiva da lugar a un campo magnético resultante B paralelo al eje del cilindro cuyo módulo está dado por

$$B = \mu_0(ni + M) \quad (1.7)$$

ó

$$(1/\mu_0 B) - M = ni \quad (1.8)$$

Esta expresión proporciona corrientes de conducción por unidad de longitud, ni , sobre la superficie del cilindro en función del campo magnético B en el medio y de la magnetización M del mismo medio. Si observamos que M y B son vectores en la misma dirección este resultado sugiere la introducción de un nuevo campo vectorial H , llamado campo magnetizante definido por:

$$H = (1/\mu_0 B) - M \quad (1.9)$$

que se expresa en Am^{-1} , que son las unidades de los dos términos que aparecen en el segundo miembro de la ecuación.

1.4 Parámetros magnéticos de la materia.

Es común en la práctica describir las características magnéticas de los materiales en términos de la susceptibilidad magnética χ_m , o su permeabilidad magnética μ . Definimos estos términos utilizando la ecuación (1.9) en la forma:

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (1.10)$$

La magnetización \mathbf{M} del material está físicamente relacionada con la resultante de campo magnético \mathbf{B} , por lo que podemos introducir una relación entre \mathbf{B} y \mathbf{M} similar a la establecida entre \mathbf{D} y \mathbf{E} en el caso eléctrico. Por razones históricas, sin embargo, se acostumbra a proceder de distinta manera y relacionar en su lugar \mathbf{M} y \mathbf{H} .

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H} \quad (1.11)$$

La cantidad χ_m se llama susceptibilidad magnética del material, en el sistema internacional SI es una cantidad adimensional.

Sustituyendo la ecuación (1.11) en la (1.10) podemos escribir:

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \chi_m \mathbf{H}) = \mu_0 (1 + \chi_m) \mathbf{H} = \mu \mathbf{H} \quad (1.12)$$

Donde $\mu = \mathbf{B}/\mathbf{H} = \mu_0 (1 + \chi_m)$ es la permeabilidad del medio y se expresa en las mismas unidades que μ_0 es decir, en $\text{mkg}^{-2} \text{C}^{-2}$.

La permeabilidad relativa se define por

$$\mu_r = \mu/\mu_0 = 1 + \chi_m \quad (1.13)$$

μ_r es una cantidad adimensional.

1.5 Diamagnetismo y Paramagnetismo

Diamagnetismo

A partir de un valor de cero, un campo magnético aplicado a cualquier material produce una fem inducida (ley de Faraday) que acelera a los electrones dentro de él. Debido a la ley de Lenz, la corriente eléctrica resultante de esta aceleración tiende a disminuir la intensidad del campo magnético que la produce. Es un hecho experimental que aun cuando el campo aplicado mantiene un valor constante (i.e. cuando la fem inducida es cero), esta corriente persiste provocando en el material una magnetización M en dirección opuesta al campo.

Este fenómeno es conocido como diamagnetismo. La susceptibilidad magnética en materiales diamagnéticos registra valores pequeños, negativos y permanece invariante en función de la temperatura.

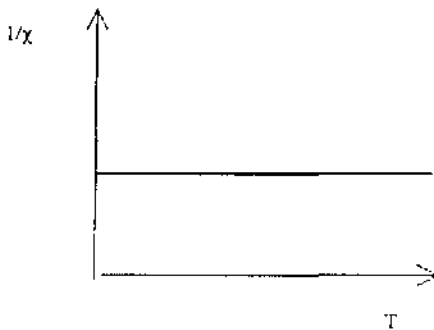


Fig. 4 Dependencia del inverso de la susceptibilidad en función de la temperatura, para un material paramagnético.

Paramagnetismo

La magnetización en materiales paramagnéticos a campo cero es nula, a campos pequeños su comportamiento obedece la ec. (1.9).

Este hecho puede ser explicado suponiendo que los momentos magnéticos permanentes se comportan de manera independiente. A campo cero, los momentos magnéticos están orientados al azar y como consecuencia la magnetización resultante es cero. A campos pequeños existen una competencia entre el efecto de la alineación de espines con el campo y la energía de desorden térmico.

El inverso de la susceptibilidad paramagnética presenta un incremento lineal mientras la temperatura y el desorden térmico aumentan.

A bajas temperaturas, la interacción entre momentos magnéticos no puede ignorarse ya que la energía térmica es insuficiente para causar que los dipolos magnéticos se orienten al azar a campo cero. La alineación resultante se atribuye a su tendencia a minimizar la energía de interacción, por lo que los materiales paramagnéticos presentan una transición hacia algún tipo de estado ordenado a bajas temperaturas, a un campo aplicado cero.

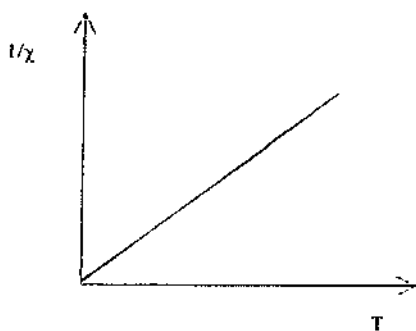


Fig. 5 Dependencia del inverso de la susceptibilidad en función de la temperatura, para un material paramagnético.

Capítulo II

2.1 Orden Magnético

A bajas temperaturas es posible observar que muchos materiales paramagnéticos poseen una magnetización finita en ausencia de campo aplicado. Esta magnetización espontánea se debe a la alineación de dipolos magnéticos e indica que cada dipolo está al tanto de la orientación de otros dipolos. El mantenerse al tanto de su orientación es resultado de una interacción entre momentos que había sido ignorada en el capítulo anterior.

La transición al estado en el que los dipolos son alineados representa un incremento en el grado de orden dentro del sólido y por lo tanto una disminución en su entropía.

El tipo de orden magnético más simple es el orden ferromagnético; en él, todos los momentos magnéticos contribuyen de igual manera a la magnetización espontánea. El orden en materiales antiferromagnéticos no presenta una magnetización neta pues la mitad de los momentos dipolares son alineados en una dirección determinada y la otra mitad en la opuesta. En los materiales ferrimagnéticos existe una alineación antiparalela, sin embargo esta no se cancela y la magnetización resultante es distinta de cero.

La interacción magnética entre dipolos es muy pequeña para ser considerada como totalmente responsable de la alineación entre momentos. Para demostrar esto, se estima la interacción entre dos dipolos de magnitud μ_B a una distancia $r = 3\text{Å}$.

El campo B sobre un momento dipolar debido a otro es $\mu_0\mu_B/4\pi r^3$, la energía de interacción ΔE puede ser estimada como:

$$\Delta E \sim \mu_B B \sim \mu_0\mu_B^2/4\pi r^3 \sim 10^{-7} \times 10^{-46}/3 \times 10^{-29} \sim 3 \times 10^{-25} \text{ J} \sim 2 \times 10^{-6} \text{ eV} \quad (2.1)$$

Esta energía es igual a $k_B T$ para una temperatura de 0.03K. Cualquier agitación térmica por encima de esta temperatura sería suficiente para destruir esta alineación.

Sin embargo muchos materiales ferromagnéticos retienen su magnetización espontánea a temperaturas del orden de 1000K. Lo cual indica que la interacción existente es mucho más fuerte. La única posibilidad existente es que la energía de alineación resulte de interacciones electrostáticas, de electrones entre sí y de electrones con el núcleo.

La energía de intercambio proporciona un mecanismo que explica la interacción electrónica entre electrones y encuentra una dependencia con la orientación relativa entre sus momentos magnéticos.

Interacción de Intercambio

¿De donde proviene?

La interacción de intercambio es una consecuencia directa de la antisimetría presente en la función de onda para dos electrones, bajo el intercambio de todas sus coordenadas:

(espacio y momento)

$$\Psi(r_1, s_1; r_2, s_2) = -\Psi(r_2, s_2; r_1, s_1) \quad (2.2)$$

Podemos observar de esta expresión que la función de onda se anula si las coordenadas de ambos electrones son idénticas i.e.

$$r_1 = r_2$$

Por ello la posibilidad de encontrar dos electrones con el mismo espín, en el mismo punto del espacio es cero.

La antisimetría en la función de onda separa a los electrones de mismo momento magnético hasta disminuir la interacción electrostática entre ellos, proporcionando al sistema un punto estable de energía.

La energía necesaria para llevar a cabo este distanciamiento es llamada energía de intercambio E_{ex} y puede representarse como:

$$E_{ex} = -2Js_1s_2 \quad (2.3)$$

Esta es una expresión dependiente de la orientación relativa entre espines de átomos primeros vecinos y de J , la integral de intercambio, obtenida por Heisenberg en 1928.

De esta expresión, para $J > 0$, es claro que la energía de intercambio promueva una orientación de espines paralela, ya que esta configuración implica dos veces menos energía que la necesaria para mantener una alineación antiparalela.

Cuando el electrón a se mueve alrededor del núcleo B y el electrón b se mueve alrededor del núcleo A , ambos son indiscernibles, excepto por el espín. La orientación relativa se vuelve entonces un factor muy importante.

La antisimetría en la función de onda para dos electrones tiene como consecuencia la interacción de intercambio, el orden magnético y el principio de exclusión de Pauli.

Los orbitales d y f incompletos son los responsables de que exista en los átomos un momento magnético resultante. Su simetría no esférica tiene dos importantes repercusiones en las propiedades magnéticas de los materiales: la anisotropía y la magnetostricción.

Anisotropía y Magnetostricción.

La energía de anisotropía, también llamada energía magnetocristalina, actúa sobre la orientación de la magnetización de una muestra definiendo como orientaciones preferenciales a ciertos ejes cristalográficos llamados ejes de fácil magnetización.

El exceso de energía necesaria para desviar al vector de magnetización de uno de estos ejes (mediante un campo aplicado), representa el valor de energía de anisotropía. Por ejemplo en el caso de hierro que es un cristal cúbico, las curvas de magnetización muestran que las direcciones [100], [010], y [001] son direcciones de fácil magnetización; mientras las diagonales ([111] y equivalentes) son direcciones de difícil magnetización.

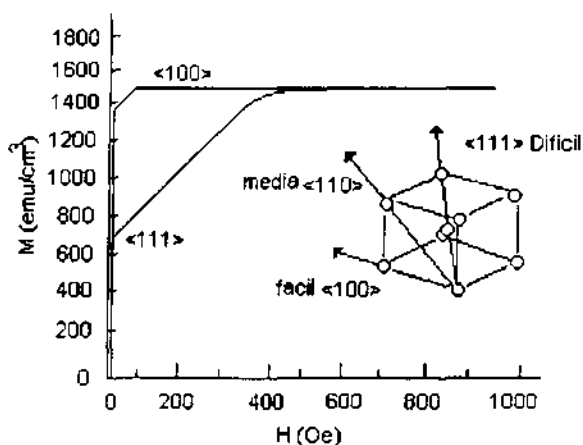


Figura 6. Curvas de magnetización para el hierro a lo largo de los ejes <100> y <111>.

Un intento por representar la energía de anisotropía para el hierro en una dirección arbitraria es posible mediante los cosenos directores α_i , referidos a las caras del cubo, las restricciones son impuestas por la simetría cúbica.

La expresión para la anisotropía debe ser una potencia par de cada ángulo α_i , y debe permanecer invariante ante el intercambio de algún α_i .

La combinación de menor orden que satisface estas condiciones es $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2$, pero esto es idénticamente igual a 1 y no describe los efectos de la anisotropía. La siguiente combinación es de cuarto grado: $\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2$.

Así pues una primera aproximación para calcular la energía de anisotropía en el hierro esta dada por la expresión $E_K = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2)$

El origen físico de la energía anisotropía resulta de la interacción espín-orbita. Cuando un espín es desviado de la dirección de fácil magnetización esta interacción tiende a rotar el espín junto a su orbita. Sin embargo, la orbita interactúa fuertemente con la matriz y su rotación implica mas energía que la necesaria para rotar solamente el momento magnético.

Las constantes de anisotropía varían considerablemente con la temperatura. La anisotropía decrece drásticamente de un valor muy alto a bajas temperaturas hasta su valor cero en la temperatura de Curie.

La magnetostricción es otro efecto relacionado con el acoplamiento espín-orbita. Los cambios en la dirección de espín provocan cambios en la orientación del orbital, lo que a su vez modifica la longitud de la muestra, como se ilustra en la figura 7.

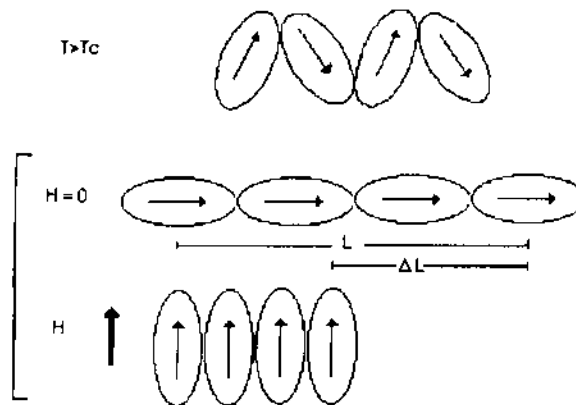


Figura 7. Representación esquemática del origen de la magnetostricción en términos del acoplamiento espín orbita.

La magnetostricción se cuantifica a través de la constante de magnetostricción λ_s , definida como la deformación ΔL debida a la aplicación de un campo externo, entre la longitud inicial L_0 :

$$\lambda_s = \Delta L/L_0.$$

λ_s positiva implica un aumento de longitud en la dirección del campo. Los valores típicos de λ_s son del orden de $\sim 10^{-6}$ a 10^{-7} . λ_s es también anisotrópico, ya que la deformación en la longitud de un cristal depende de la dirección del campo con respecto a los ejes cristalográficos

2.2 Ferromagnetismo

El campo molecular de Weiss.

Antes del desarrollo de la mecánica cuántica, Weiss había sugerido que la magnetización espontánea observada en el hierro se debía a la alineación entre momentos magnéticos. Había postulado la existencia de un campo molecular que explicaba este efecto, en que el momento magnético efectivo sobre un espín estaba descrito por:

$$B_{ef} = B_{loc} + \zeta\mu_0 M \quad (2.4)$$

En esta expresión B_{loc} es el campo magnético real en el átomo y el término $\zeta\mu_0 M$ representa el campo molecular.

Al sustituir el valor para B por el de B_{ef} en la expresión correspondiente a la energía de alineación de un dipolo magnético con un campo, $H_p = -\mu B$, observamos el término adicional $-\zeta\mu_0\mu M$.

$$H_p = -\mu(B_{loc} + \zeta\mu_0 M) \quad (2.5)$$

Mediante una aproximación al hamiltoniano de Heisenberg es posible demostrar que la interacción de intercambio prevé la existencia del término correspondiente al campo molecular de Weiss.

La naturaleza de esta aproximación consiste en asumir que la interacción de intercambio sobre un espín pueda ser reemplazada por su valor promedio $\langle s \rangle$. En un material ferromagnético $\langle s \rangle$ es el mismo para todos los espines y está relacionado con la magnetización por la expresión:

$$M = -Ng\mu_B \langle s \rangle \quad (2.6)$$

Donde N es el número de espines por unidad de volumen. Haciendo esta aproximación, la expresión para el Hamiltoniano de Heisenberg $H = -\sum \sum J_{ij} S_i S_j$ nos lleva al valor adimensional para ζ que determina el campo molecular actuando en el i -ésimo momento magnético:

$$\zeta = 2\sum_{j \neq i} J_{ij} / N\mu_0 g^2 \mu_B^2 \quad (2.7)$$

La constante ζ es proporcional a la suma de la energía de intercambio de un espín con todos los otros momentos magnéticos en el sólido.

El reemplazar a cada uno de los espines por su valor promedio significa que las fluctuaciones a su alrededor serán ignoradas; este tipo de aproximación es utilizada en el cálculo de otras transiciones de fase y es conocida generalmente como teoría de campo medio.

Cálculo de propiedades ferromagnéticas mediante la teoría de campo medio.

La teoría de campo medio propuesta por Weiss fue postulada originalmente para explicar el comportamiento de la susceptibilidad de algunas sustancias paramagnéticas en función de la temperatura. Sin embargo, ésta aproximación demostró la existencia de una temperatura crítica T_c , bajo la cual la energía térmica resulta insuficiente para mantener una alineación paramagnética. Es decir, la teoría de campo medio demostró ser válida para explicar el comportamiento de materiales con un orden magnético a temperaturas menores a cierta T_c .

El tratamiento siguiente es un argumento análogo al propuesto por Langevin para investigar el comportamiento de la susceptibilidad en paramagnéticos con respecto a la temperatura, aplicado a materiales ferromagnéticos. (Jiles, 1991)

Consideramos la expresión para la magnetización:

$$M = N\mu_B \tanh(\mu_B B_{ef} / k_B T) \quad (2.8)$$

En la que por simplicidad se considera que el momento magnético de cada átomo se debe solo al espín i.e., $L = 0, J = S = 1/2, g = 2$.

Consideremos el límite de altas temperaturas $(\mu_B B_{ef} / k_B T) \ll 1$, en donde la aproximación $\tanh(x) = x$ puede ser utilizada, entonces:

$$M = (N\mu_B^2 / k_B T) B_{ef} \quad (2.9)$$

$$M = (N\mu_B^2 / k_B T) (B_{loc} + \lambda \mu_0 B) \quad (2.10)$$

En este límite M resulta proporcional al campo local B_{loc} , por lo que no existe una magnetización resultante. Para identificar la susceptibilidad paramagnética existente debemos relacionar B_{loc} con el campo microscópico $\mu_0 H$ en el material; los campos involucrados difieren una cantidad $\mu_0 M$, la diferencia puede ser incorporada al campo molecular donde será apantallada por la interacción de intercambio y podrá ser ignorada. Sustituyendo $\mu_0 H$ por B_{loc} en la ecuación (2.10) y resolviendo para M podemos identificar la expresión para la susceptibilidad:

$$\chi = M/H = C/(T - T_c) \quad (2.11)$$

donde

$$C = N\mu_0\mu_B^2 / k_B \quad \text{y} \quad T_c = \lambda C$$

La ecuación (2.11) es la ley de Curie modificada conocida como ley de Curie-Weiss, que describe muy aceptablemente la susceptibilidad de metales ferromagnéticos a altas temperaturas. A $T = T_c$ la susceptibilidad diverge y por debajo de esta temperatura la suposición $(\mu_B B_{ef} / k_B T) \ll 1$ ya no es válida. Mostramos a continuación que el modelo de Weiss predice una magnetización espontánea a temperaturas menores que T_c , por lo que T_c representa la temperatura más alta a la que el material puede mostrar propiedades ferromagnéticas; esta temperatura es conocida como temperatura de Curie. Al sustituir $N = 9 \times 10^{28} \text{m}^{-3}$ (valor de N para el hierro) obtenemos que $C \sim 1 \text{K}$. Como T_c es típicamente 1000K para ferromagnéticos deducimos que la constante de campo molecular λ es del orden de 1000 .

Para temperaturas menores que T_c , la ecuación (2.8) no puede resolverse analíticamente para M , sin embargo una solución gráfica es posible. Deseamos mostrar que hay una magnetización distinta de cero en ausencia de un campo aplicado.

Dando a B_{loc} el valor de cero e introduciendo medidas convenientes y adimensionales para la magnetización $y = M / N\mu_B$ y el campo efectivo, $x = (\mu_B B_{ef} / k_B T)$ las ecuaciones (2.8) y (2.9) pueden escribirse como:

$$x = T_c / T y \tag{2.12}$$

$$y = \tanh x \tag{2.13}$$

La solución simultánea del sistema se obtiene de graficar ambas ecuaciones para distintos valores de T_c .

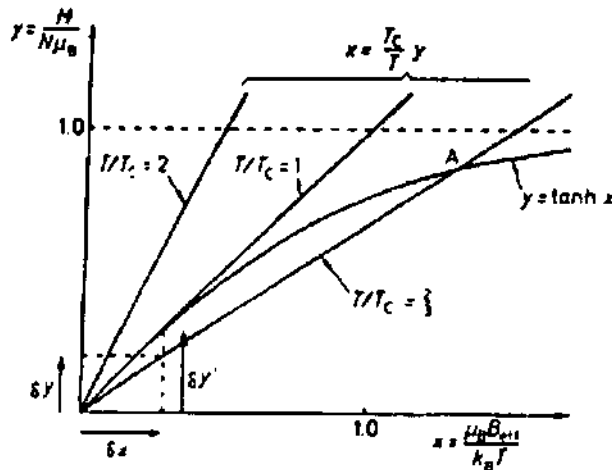


Fig. 8. Solución gráfica de las ecuaciones (2.12) y (2.13).

Para $T/T_c < 1$ la única intersección es el origen que corresponde a una magnetización cero, $y = 0$; Esta es la región de temperatura en la cual el comportamiento paramagnético se predice como se ha discutido anteriormente. Para $T/T_c = 1$ la intersección sigue siendo el origen, pero ambas curvas tienen la misma pendiente. Para $T > T_c$ hay dos intersecciones una en el origen y otra en el punto A.

La magnetización espontánea representada en el punto A incrementa de cero a T_c y de T_c al valor de saturación $N\mu_B$ a $T = 0$. La figura 9 compara la dependencia de la magnetización espontánea para el níquel con la que predice esta teoría.

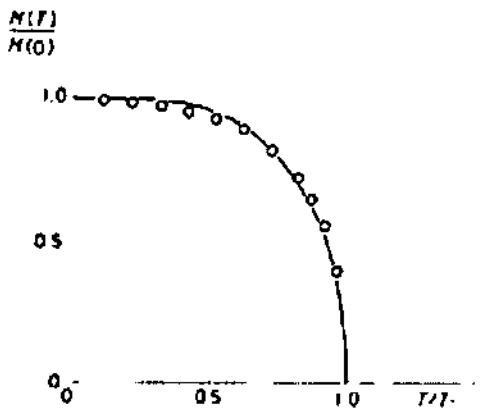


Fig. 9. Magnetización espontánea de un ferromagnético, como función de T/T_c . La curva representa el campo medio teórico, resultado de $J = S = 1/2$, obtenida de resolver las ecuaciones (2.12), (2.13). Los círculos muestran los valores experimentales para Ni, tomados del American Institute of Physics Handbook, 3er edición. McGraw Hill, New York (1972).

En la tabla I se presentan valores de magnetización de saturación para varios materiales ferromagnéticos comparados con los valores teóricos asumiendo que el momento en cada ión es el que predicen las reglas de Hund (Hund, 1927).

Tabla I Propiedades de materiales ferromagnéticos

Material	T_c (K)	Magnetización espontánea						
		$(\mu_B \text{ por átomo a } T = 0)$	gJ	Teoría		Exponentes críticos		
				2S	γ	β		
Fe	1043	2.22		Fe^{3+}	5	5	1.33 ± 0.02	0.34 ± 0.04
Co	1388	1.72		Fe^{2+}	6	4		
Ni	627	0.61			6	3	1.21 ± 0.04	
Gd	292	7.63			7		1.30 ± 0.10	
Dy	88	10.2			10			
EuO	69	6.8			7		1.30 ± 0.01	0.36 ± 0.01

(Kittel, 1988)

2.3 Dominios ferromagnéticos

A pesar de la existencia de la magnetización espontánea, las muestras macroscópicas de materiales ferromagnéticos no presentan un momento magnético neto en ausencia de campo aplicado. Esto es debido a la tendencia de estos materiales a formar pequeñas regiones conocidas como dominios, en las que la magnetización apunta en diversas direcciones.

La siguiente figura muestra los dominios en un cristal de hierro de $50\mu\text{m}$.

En este material la anisotropía favorece direcciones de magnetización paralelas a la celda unitaria, es decir, en cualquiera de sus seis direcciones equivalentes: $[100]$, $[010]$, $[001]$, $[-100]$, $[0-10]$, $[00-1]$; esto explica las direcciones adoptadas por la magnetización dentro de los dominios señaladas en la figura.

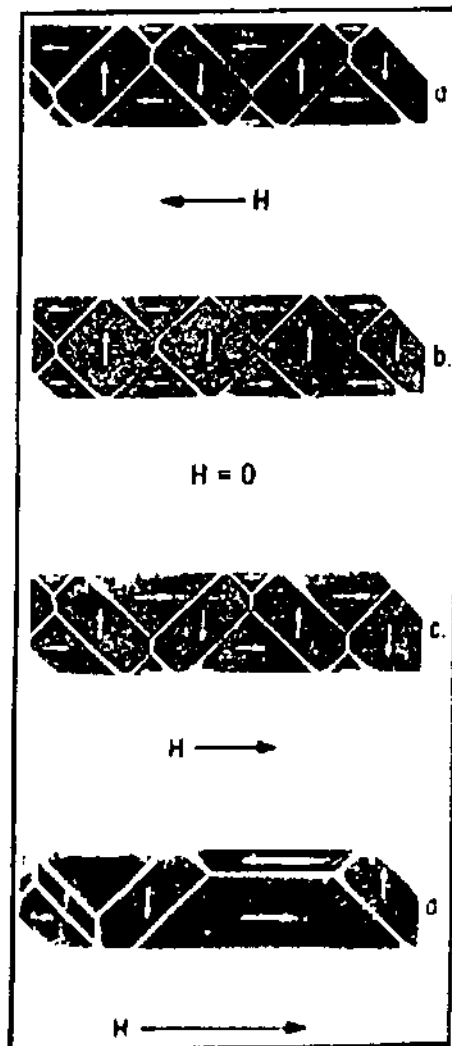


Fig.10. Efecto de un campo magnético aplicado a dominios en un cristal de $50\mu\text{m}$ de hierro. a) y c) muestran un movimiento de pared reversible asociada a campos pequeños; (d muestra que a un campo mayor la desaparición de los dominios, proceso no completamente reversible.

Por qué ocurren los dominios

Si un cristal ferromagnético consistiera de un solo dominio, una cantidad considerable de su energía total ($B^2/2\mu_0$ por unidad de volumen) quedaría fuera del cristal; para reducir este flujo de energía las muestras ferromagnéticas tienden a dividirse en dominios, como se muestra en la figura 11.



Fig. 11. Reducción de la energía magnetostática por la división de dominios.

El tamaño óptimo de dominios se determina al minimizar la energía del campo externo y la energía necesaria para formar una pared de Bloch. Si los dominios rebasan este tamaño óptimo la energía almacenada será la contribución dominante, y si son más pequeños la energía de pared será muy alta. El tamaño de dominios en este tipo de materiales se determina por el balance entre la energía de pared y la energía magnetoelástica.

Aun cuando las fronteras entre dominios en la figura 10 parecieran inmediatas, estas son en realidad una zona de transición esencial conocida como pared de dominio en la cual la magnetización presenta cambios graduales en su valor de un dominio a otro.

En la figura 12 se muestra un tipo de pared en la cual la magnetización cambia gradualmente su dirección de un dominio a otro en un ángulo de 180 grados.

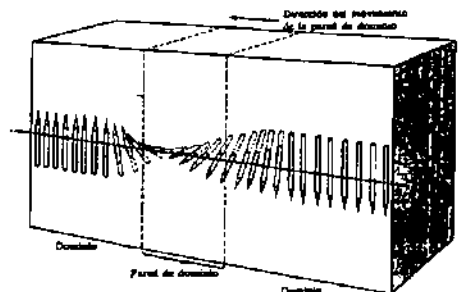


Fig. 12. Pared de Bloch.

2.4 Pared de Bloch.

El término 'pared de Bloch' denota una zona de transición que separa dominios adyacentes magnetizados en direcciones opuestas (Bloch , 1932).

La idea esencial de esta transición es que presenta un cambio gradual en la dirección de espines entre dominios de magnetización opuesta. La razón y la naturaleza de este cambio gradual se encuentran en el mínimo que la energía de intercambio presenta si una rotación de 180 grados es distribuida de igual manera entre los espines involucrados.

La siguiente expresión explica la afirmación anterior:

$$E_{ex} = Js^2\varphi^2 \quad (2.14)$$

donde E_{ex} es la energía de intercambio entre dos espines con un ángulo φ entre ellos, J es la integral de intercambio y s el momento angular de espín medido en unidades de \hbar .

Si el cambio de dirección a efectuarse es el ángulo φ_0 y este ocurre en N pasos iguales, el ángulo φ_0/N entre espines proporciona una energía de intercambio entre primeros vecinos de:

$$E_{ex} = Js^2(\varphi_0/N)^2 \quad (2.15)$$

La contribución de la energía de intercambio a la pared W_{ex} , para un arreglo lineal de $N+1$ átomos es:

$$W_{ex} = Js^2 \varphi_0^2 / N \quad (2.16)$$

Espesor y energía de una pared de Bloch

Ya que los espines en la zona de transición están en una dirección distinta a la de fácil magnetización, es necesario considerar además de la energía de intercambio, la contribución de la anisotropía a la energía total de la pared.

Consideremos una pared paralela a una de las caras de una matriz cúbica simple de lado a , separando dominios de magnetización opuesta. Deseamos estimar el espesor de la pared en términos del número de planos atómicos N contenidos en ella y también deseamos determinar la energía por unidad de área de pared σ_{wall} .

La energía por unidad de área se representa como una suma de la contribución de las energías de intercambio y de anisotropía:

$$\sigma_{\text{wall}} = \sigma_{\text{ex}} + \sigma_{\text{anis}} \quad (2.17)$$

La energía de intercambio calculada para una distribución lineal de átomos esta dada por la ecuación 2.16; Existe $1/a^2$ de estas líneas por unidad de área por lo que la energía de intercambio por unidad de superficie esta dada por:

$$\sigma_{\text{ex}} = \pi^2 J s^2 / N a^2 \quad (2.18)$$

La energía de anisotropía es del orden de la constante K de anisotropía, por el volumen de pared:

$$\sigma_{\text{anis}} = K N a$$

la energía total por unidad de área de pared es:

$$\sigma_{\text{wall}} \sim (\pi^2 J s^2 / N a^2) + K N a \quad (2.19)$$

que tiene un mínimo con respecto a N en:

$$d\sigma_{\text{wall}}/dN = 0 = -(\pi^2 J s^2 / N^2 a^2) + K a \quad (2.20)$$

cuando

$$N = [\pi^2 J s^2 / K a^3]^{1/2} \quad (2.21)$$

La energía total de pared por unidad de área es:

$$\sigma_{\text{wall}} = 2\pi [J K s^2 / a]^{1/2} \quad (2.22)$$

2.5 Movimiento de una pared de Bloch

Landau & Lifshitz fueron los primeros en estudiar la relación existente entre la velocidad de una pared ferromagnética y el campo responsable de su desplazamiento (Landau, 1930). William, Shockley & Kittel produjeron una muestra de hierro con una sola pared de dominio de 180 grados capaz de ser detectada y estudiada (William, 1950). Los efectos de las corrientes de eddy fueron muy importantes al determinar el movimiento de esta pared. Kittel lo demostró en su momento, sin embargo estos autores coinciden que aún en condiciones como esta, el relajamiento previsto por Landau & Lifshitz tiene un efecto predominante.

Teoría para un movimiento de pequeña amplitud.

Consideramos una pared de 180 grados entre dos regiones de material magnético saturado. La teoría de movimiento de paredes (Kittel, 1956) propone la siguiente ecuación de movimiento por unidad de área de una pared de dominio:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + \beta \frac{dx}{dt} + \alpha x = -2M_s H(t) \quad (2.23)$$

Para un movimiento de baja amplitud, x es el abombamiento de la pared en dirección normal a la magnetización, m es su masa por unidad de área, β es un parámetro de amortiguamiento y α es el coeficiente de restitución, que sólo tiene sentido en amplitudes de campo pequeñas como las utilizadas en mediciones de permeabilidad inicial.

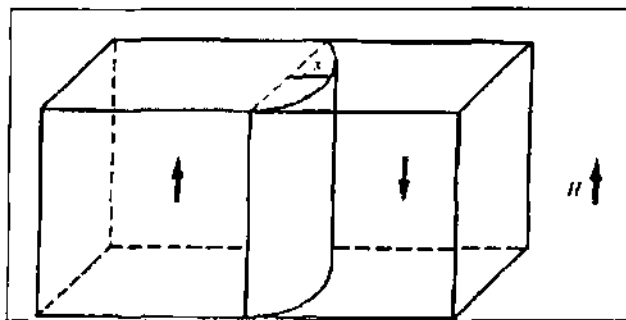


Fig.13. Movimiento de pared de baja amplitud.

La contribución del movimiento de pared a la permeabilidad puede deducirse de la ecuación 2.23 asumiendo una área de pared d^2 , cuando la pared se encuentra en una matriz cúbica de distancia interplanar d (Gyorgy, 1975).

En este caso la permeabilidad tiene una relación con el desplazamiento x

$$\mu = 8\pi M_s x / Hd \quad (2.24)$$

Experimentalmente un movimiento de pared de baja amplitud muestra una relajación. Fig. 14.

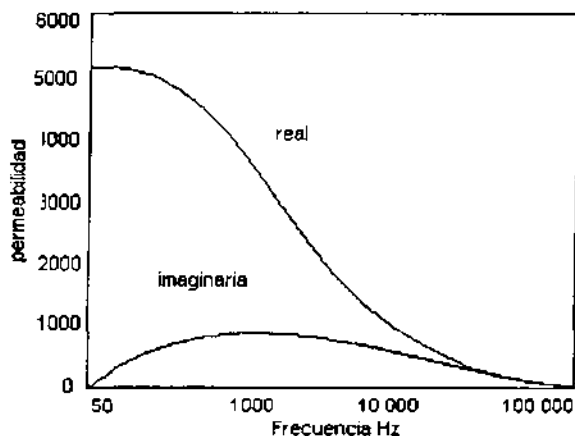


Fig. 14. Parte real e imaginaria de la permeabilidad en función de la frecuencia

En este intervalo de frecuencias el término $m d^2 x / dt^2$ en la expresión 2.23 se desprecia. Entonces la ecuación del movimiento (Galt, 1951) de pared es:

$$\beta dx/dt + \alpha x = -2M_s H \quad (2.25)$$

con solución para $H = H_0 e^{j\omega t}$:

$$x = [2M_s H_0 / \alpha] [1 / (1 + \omega^2 \beta^2 / \alpha^2) - (j\omega \beta / \alpha) / (1 + \omega^2 \beta^2 / \alpha^2)] e^{j\omega t} \quad (2.26)$$

En este caso tenemos definidas (Vella-Coleiro, 1972) a la permeabilidad real e imaginaria como:

$$\mu' = (16\pi M_s^2 / d) \alpha / [\alpha^2 + (\omega \beta)^2] \quad \mu'' = (16\pi M_s^2 / d) \omega \beta / [\alpha^2 + (\omega \beta)^2] \quad (2.27)$$

Por otra parte, es posible encontrar el valor de β a partir de datos experimentales (Fig 14), recurriendo a la relación:

$$\omega\beta/\alpha=1 \quad (2.28)$$

habiendo utilizado las expresiones (2.24) y (2.26) para encontrar α .

Para que α no sea cero en este modelo es necesario considerar a la pared de dominio fija entre dos puntos. La constante del resorte α proviene de un incremento de energía resultado de forzar la pared y de una energía desmagnetizante producida mientras la configuración de dominios cambia. En la figura 13, una pared de 180 grados fija en dos de sus extremos experimenta una deformación debida al campo aplicado sin producir discontinuidades adicionales a M.

El cálculo original del coeficiente de restitución α de este problema fue realizado por Kersten (Kittel, 1956).

$$\alpha = 18\gamma/d^2 \quad (2.29)$$

La permeabilidad inicial para una pared anclada esta dada por:

$$\mu_i = 8\pi M_s^2 d / 9\gamma \quad (2.30)$$

Si $\mu = GL$ la inductancia de un material con constante geométrica G estará relacionada (Aguilar-Sahagún, 1994) con el factor de restitución α por la relación:

$$L = [16\pi M_s^2 / Gd](1/\alpha) \quad (2.31)$$

De la relación para la frecuencia de relajamiento $\omega_x = \alpha/\beta$, o su equivalente eléctrico $\omega_x = R/L$ tenemos que el factor de amortiguamiento β esta relacionado de manera inversa con el elemento resistivo:

$$R = [16\pi M_s^2 / Gd]1/\beta \quad (2.32)$$

Para obtener una resonancia es necesario que el termino de inercia sea no despreciable; de manera análoga en su símil eléctrico, la condición de resonancia $\omega_s = (1/LC)^{1/2}$ exige una proporcionalidad entre la masa y la capacitancia de la forma:

$$C = [Gd/16\pi M_s^2]m \quad (2.33)$$

Estas relaciones son extremadamente útiles, ya que parámetros microscópicos como la energía de pared, amortiguamiento y anclaje pueden ser evaluados a partir de los elementos de un circuito eléctrico equivalente obtenido de mediciones macroscópicas de la permeabilidad en función de la frecuencia.

Teoría para un movimiento de alta amplitud.

Una aproximación interesante que nos lleva al concepto de campo de propagación (Galt, 1951) es asumir que un desplazamiento de paredes planas a velocidad constante, de manera que la ecuación de movimiento se simplifique al caso:

$$\beta dx/dt = 2M_s H_{\text{eff}} \quad (2.34)$$

Cuando campos mas altos que el campo de anclaje se aplican, el campo efectivo dentro del material es menor que el campo aplicado por una cantidad igual a la del campo de propagación.

Llamemos H_p al campo de propagación de pared de manera que $H_{\text{eff}} = H_{\text{apl}} - H_p$ y la expresión 2.34 sea explícitamente:

$$\beta dx/dt = 2M_s (H_{\text{apl}} - H_p) \quad (2.35)$$

Esta expresión propone que para valores de $H < H_p$ no existe un desplazamiento de pared, lo que define de manera natural al campo de propagación H_p .

Las constantes m , α , β caracterizan una pared ferromagnética. β es una propiedad fundamental del material mientras α mide el cambio en que la energía magnetostática se restituye, es una constante característica de la muestra.

La obtención del valor numérico de estos parámetros ha sido realizada por John K. Galt (Galt, 1951).

2.6 Curvas de Magnetización en ferromagnéticos

Si bien el momento magnético neto en una muestra macroscópica es cero a un campo aplicado cero, debido a la formación de dominios, es posible provocar un momento dipolar muy alto con la aplicación de un campo casi imperceptible. Se dice en este caso que el material tiene una permeabilidad efectiva muy alta.

El proceso de magnetización se ilustra de manera sencilla para un cristal de hierro mediante su estructura de dominios en la figura 10. Para campos pequeños la magnetización ocurre por el movimiento reversible de paredes de dominio; a campos mas altos ocurren cambios irreversibles en la magnetización debido al desanclaje de paredes en dirección del campo aplicado. Eventualmente se alcanzara un estado en que el cristal consiste de un solo dominio cuya dirección de magnetización este dirigida entre el eje de fácil magnetización y el campo externo. Campos magnéticos muy altos son capaces de vencer la anisotropía de la muestra causando que la magnetización gire entre la dirección del campo y la de fácil magnetización.

Los procesos de magnetización son esencialmente los mismos en un material policristalino. El movimiento en la pared de dominios puede ser mucho menos reversible por las inhomogeneidades. Una de las técnicas mas importantes para producir materiales de alta coercitividad magnética, es la introducción de inhomogeneidades para inhibir el movimiento de paredes, por ejemplo, un sistema de una aleación en la que coexisten dos fases.

Un ejemplo del tipo de curva de histéresis que puede ser obtenida de esta manera se muestra en la figura 15.

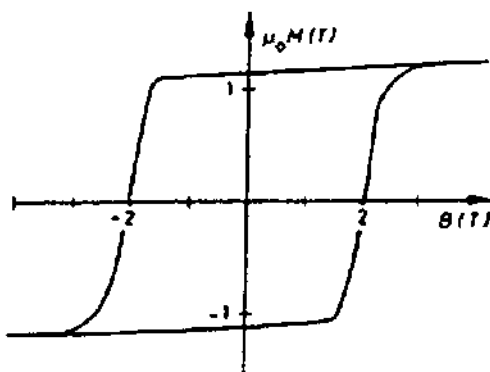


Fig. 15. Curva de histéresis para $Nd_2Fe_{14}B$ con pequeñas cantidades de Dy. Compuestos de NdFeB son utilizados para producir materiales de alta coercitividad, o imanes permanentes.

En contraste es posible preparar materiales ferromagnéticos con muy alta permeabilidad y ciclos de magnetización casi reversibles; tales materiales son utilizados como núcleos de transformadores y usos de apantallamiento magnético (Jiles, 1991).

Capítulo III

3.1 Aleaciones amorfas

Un orden magnético de largo alcance en materiales atómicamente desordenados representa una nueva e interesante fenomenología y una amplia gama de aplicaciones. Parecería contradictorio tener dominios del orden de micras en un medio donde los átomos (portadores de momentos magnéticos) están espacialmente desordenados. Es que un material amorfo no tiene orden traslacional de largo alcance en su arreglo atómico. Sin embargo, esta ausencia de periodicidad no excluye el orden de corto alcance. El orden de corto alcance consecuencia del enlace químico responsable del estado sólido del material.

Transición vítrea

Considérese un experimento en el que se efectúa el enfriamiento de la fase vapor de un material, su condensación al estado líquido y finalmente su solidificación (proceso a presión constante, casi nula). Un seguimiento de este experimento se especifica en una gráfica volumen vs temperatura como la que se muestra en la siguiente figura:

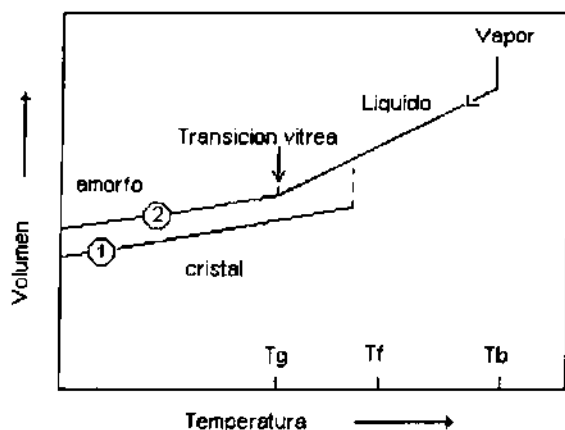


Fig. 16. Diagrama de volumen y temperatura, mostrando las rutas de cristalización y transición vítrea.

Un primer cambio drástico en la gráfica indica el cambio de fase vapor líquido a la temperatura de ebullición T_b . Al continuar el enfriamiento tendrá lugar la transición líquido sólido en dos formas posibles:

- De manera continua, para dar como resultado un sólido cristalino.
- De forma discontinua lo que permite la formación de un sólido amorfo.

Estas dos formas de solidificar están indicadas en la figura con los números 1 y 2. El primer caso ocurre a la temperatura de solidificación T_s y está caracterizado por una disminución abrupta del volumen al efectuarse la transición líquido-sólido cristalino. Cuando el enfriamiento tiene lugar lo suficientemente rápido, la ruta 2 es la que se sigue para la solidificación para alcanzar la temperatura de transición vítrea T_g . En este caso, no hay discontinuidad en el volumen, ya que se observa como una contracción térmica lenta característica de la formación de un sólido amorfo.

3.2 Aplicaciones magnéticas

La existencia del ferromagnetismo en el estado amorfo no es de extrañar debido al orden local de corto alcance que prevalece en los vidrios metálicos. Gubanov predijo la existencia del orden magnético en amorfos al considerar solo la interacción de intercambio entre átomos vecinos y la función de distribución radial para los átomos. Consideró esta interacción de intercambio actuando hasta los segundos vecinos próximos para calcular la magnetización y el punto de Curie de un sistema (Gubanov, 1960).

Actualmente las aleaciones metal de transición-metaloides son las más explotadas para las aplicaciones magnéticas debido a que son magnéticamente suaves, es decir, poseen bajo campo coercitivo, alta magnetización de saturación, alta permeabilidad y mínima o nula anisotropía. Estas cualidades son resultado en gran parte de la ausencia de defectos cristalinos o fronteras de grano que dificultan el movimiento de paredes magnéticas. Además poseen propiedades mecánicas importantes como alta dureza y resistencia a la fractura, lo que posibilita su aplicación en dispositivos expuestos al desgaste continuo (como cabezas magnéticas lectoras, por ejemplo). Por su nivel de aplicación como materiales suaves, los siguientes tres tipos de aleación metal de transición-metaloides son los más importantes:

- a) Aleaciones en base de hierro, con valores altos de inducción a saturación
- b) Aleaciones a base hierro-níquel, con altos valores de saturación y menos magnetostrictivos.
- c) Aleaciones a base de cobalto, con magnetostricción casi nula, lo que las hace insensibles a tensiones mecánicas.

Las aleaciones basadas en cobalto tienen las mejores propiedades como materiales magnéticamente suaves. Aunque su magnetización de saturación está entre los valores intermedios ($M_s \sim 0.5-0.8T$), su magnetostricción es cercana a cero, lo que las coloca por encima de las otras aleaciones. Además presentan las permeabilidades más altas (hasta 100 000) y los campos coercitivos más pequeños (menos de 4mA/cm).

Hilos ferromagnéticos amorfos

Los hilos amorfos de composición $(Co_{0.96}Fe_{0.04})_{75.5}B_{15}Si_{12.5}$ de magnetostricción casi nula, son fabricados por la técnica de enfriamiento ultrarrápido. Esta técnica consiste en enfriar la aleación fundida con la composición deseada, lo suficientemente rápido para no dar tiempo a que los átomos se arreglen en una configuración de energía mínima (como el estado cristalino).

Por esto se dice que el estado amorfo es metaestable.

La rapidez de enfriamiento típica requerida es del orden de 10^6 K/s (con 10^3 K/s se pueden formar nanocristales y cuasi cristales). Un procedimiento común es el siguiente: sobre un disco de cobre que gira rápidamente (se alcanzan velocidades tangenciales de 30m/s). Se inyecta una aleación fundida previamente en un tubo de cuarzo. El sólido amorfo emerge de la rueda en forma de hilos o cintas con espesores del orden de $30 \mu\text{m}$ y su diámetro típico es de $125 \mu\text{m}$.

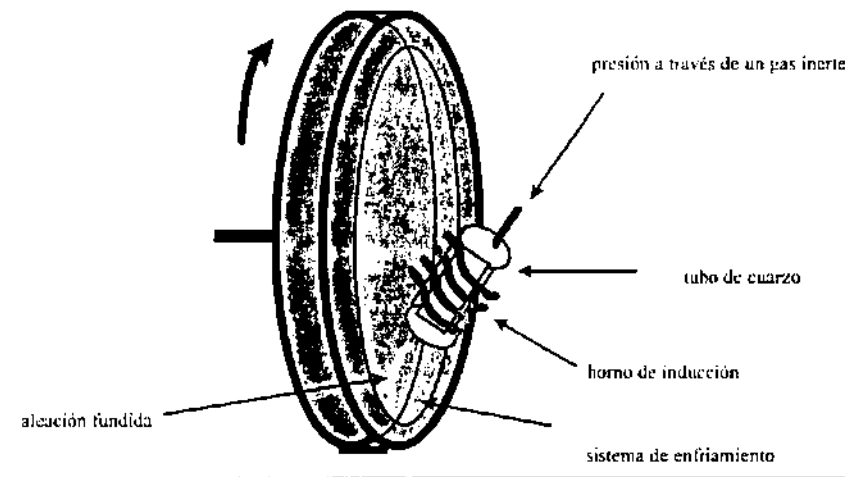


Fig.17. Técnica de enfriamiento ultrarrápido.

Debido al gradiente de temperatura entre la superficie y el núcleo la estructura de dominios se conforma como se muestra a continuación:

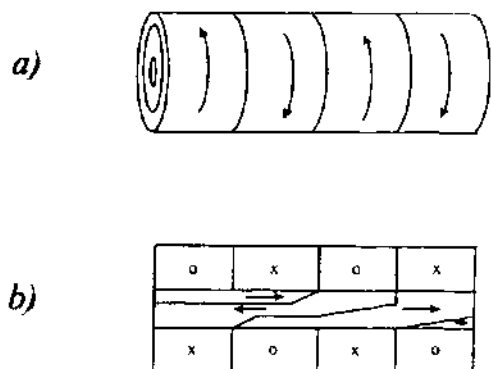


Fig. 18 a) Representación esquemática de la estructura de un hilo amorfo ferromagnético de magnetostricción negativa, con dominios magnetizados axial y circunferencialmente.

b) Vista transversal.

3.3 Magnetoimpedancia en hilos ferromagnéticos suaves.

El efecto de la magnetoimpedancia gigante GMI consiste en un cambio dramático en la impedancia de un material en presencia de un campo magnético estático. La sensibilidad de esta respuesta se resume en cambios observados de hasta un 500% del valor de inicial de la impedancia, para campos dc entre 0-1 Oersted (Beach, 1995).

En el intervalo de frecuencias entre 5Hz y 13MHz, este efecto se explica a partir de un acoplamiento inductivo entre el campo magnético alterno generado por el flujo de corriente a través del material y su estructura magnética.

El interés del efecto GMI en hilos ferromagnéticos esta en el comportamiento extremadamente sensible que muestran ante la aplicación de un campo dc superpuesto a un campo circunferencial de baja amplitud (Mohri, 1997).

Los hilos amorfos basados en cobalto, son el mejor ejemplo de una respuesta óptima del efecto GMI. Característicos por su magnetostricción baja (10^{-7}), presentan una estructura de dominios conformada por un núcleo con dirección de magnetización axial y una capa externa con dominios circunferenciales (Sánchez, 1997). Esto permite un acoplamiento inductivo óptimo entre estructura de dominios y la simetría del campo alterno aplicado.

Cuando un campo externo dc es aplicado el acoplamiento inductivo se amortigua, por lo que disminuye drásticamente su contribución a la impedancia medida.

En la siguiente figura se muestra una de las curvas más representativas del efecto GMI.

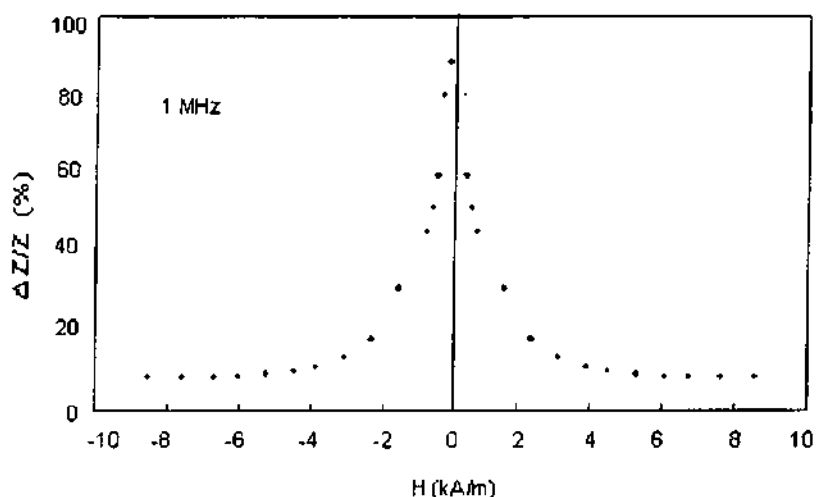


Fig.19. Impedancia total en función del campo magnético dc, a 1MHz

Como se muestra en la figura, la literatura presenta los estudios de magnetoimpedancia en función de variaciones de la impedancia total, sin tomar en cuenta el campo alterno aplicado, a frecuencias mucho mayores de 1MHz (Machado, 1995).

Si bien esta metodología permite valorar el potencial de aplicaciones de este efecto, no provee información alguna acerca de los procesos físicos responsables de su respuesta (Vázquez, 1997).

En las siguientes páginas mostraremos porque decidimos plantear este estudio en términos no del módulo, sino de la parte real e imaginaria de la impedancia. Porque decidimos no solo observar su comportamiento en función del campo dc, realizando un estudio exhaustivo en función de la amplitud de campo alterno circunferencial, y porque hemos involucrado de manera natural la técnica de espectroscopia de inductancias con la fenomenología responsable del efecto GMI.

Capítulo IV

4.1 Técnica experimental

Espectroscopia de impedancias

Las mediciones de propiedades eléctricas y magnéticas de materiales en función de la frecuencia han mostrado ser de extrema importancia para aplicaciones y para la investigación de los procesos básicos de polarización (Jonscher, 1983).

La principal ventaja de estas mediciones es que en un intervalo de frecuencias es posible resolver varios mecanismos de polarización que poseen distintas constantes de tiempo.

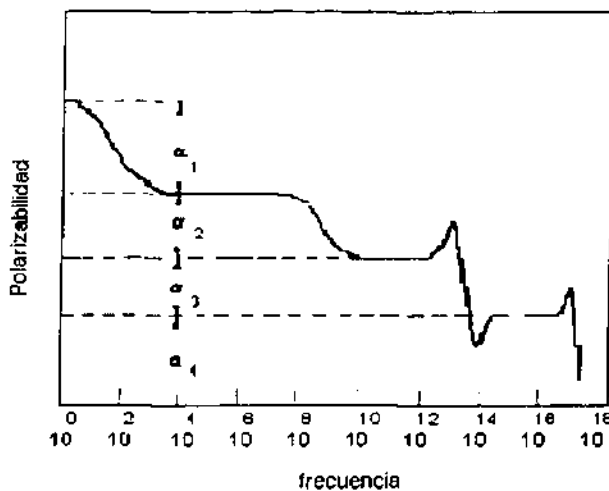


Fig. 20 Procesos de polarización.

A bajas frecuencias, todos los mecanismos contribuyen a la respuesta global de la muestra, pero a medida que aumenta solo los procesos capaces de seguir el campo (los procesos con constantes de tiempo más bajas) permanecen activos.

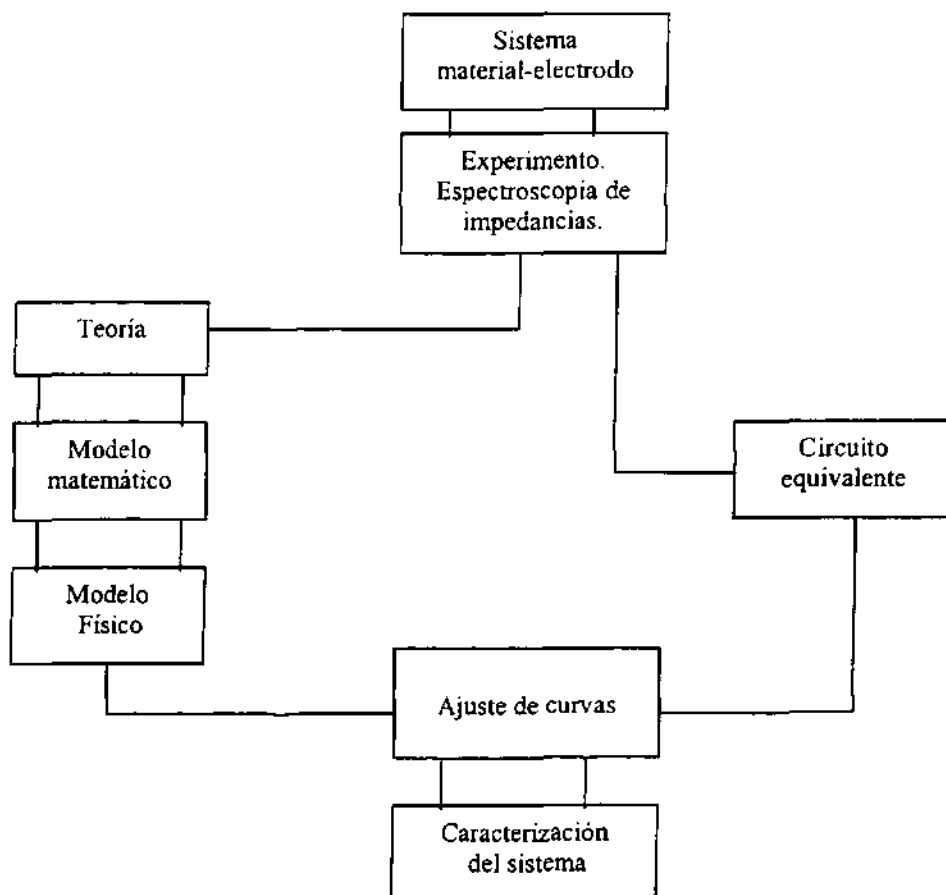
El análisis de resultados puede ser realizado utilizando formalismos complejos. Las gráficas de la impedancia, la admitancia, la permitividad y sus módulos, así como su representación espectroscópica, muestran una clara idea del comportamiento de la muestra en función de la frecuencia.

El carácter de las dispersiones (la manera en que los mecanismos de polarización dejan de ser capaces de seguir al campo) es fácilmente identificable entre los casos de resonancia o de relajación.

En muchos casos, el análisis de impedancias nos permite plantear un circuito eléctrico equivalente que modela la respuesta de la muestra. El punto significativo es que los elementos de este circuito pueden ser asociados con los parámetros físicos del material, tales como resistencia de fronteras de grano, conductividad iónica, capacitancia de granos, permeabilidad rotacional y muchos otros.

La espectroscopia de impedancias es un método rápido, no destructivo y preciso para analizar las propiedades eléctricas de materiales. Esta técnica provee una resolución clara de procesos de polarización eléctrica en virtualmente cualquier material, mono cristal o agregado policristalino. Además las propiedades importantes relacionadas con la superficie, como las fronteras de grano pueden ser convenientemente analizadas.

La impedancia medida de un sistema puede ser analizada mediante un modelo matemático basado en una teoría física plausible, o mediante la impedancia de un circuito equivalente. En ambos casos los parámetros teóricos pueden ser estimados y comparados con la respuesta experimental de la muestra. A continuación, se presenta un diagrama del procedimiento general de caracterización de materiales utilizando la técnica de espectroscopia de impedancias.



A nivel experimental esta técnica se basa en analizar los cambios en la impedancia de un material sometido un estímulo de frecuencia variable $E = E_0 \sin(\omega t)$, en un intervalo amplio de frecuencias.

Las curvas obtenidas al graficar la parte real e imaginaria de la impedancia, son denominadas gráficas espectroscópicas y se analizan en base al estudio realizado por Debye para la dispersión eléctrica.

A continuación se presenta la deducción de las ecuaciones de Debye como un ejemplo ilustrativo del método y de la interpretación de resultados.

Relajación dieléctrica en materiales con una sola constante de tiempo

Cuando un campo eléctrico E se aplica a un material aislante, la polarización resultante P puede dividirse en dos partes de acuerdo a la constante de tiempo de cada respuesta:

1. Una polarización casi instantánea debida al desplazamiento de los electrones con respecto al núcleo. Esto define una constante dieléctrica de alta frecuencia ϵ_∞ relacionada con el índice de refracción:

$$\epsilon_\infty - 1 = P_\infty / E \epsilon_0 \quad (4.1)$$

La constante de tiempo de este proceso es aproximadamente 10^{-16} s, tiene lugar en la región UV del espectro electromagnético.

2. Una polarización dependiente del tiempo $P(t)$ debida a la orientación de los dipolos con el campo eléctrico. Si el campo permanece fijo por un tiempo infinitamente largo, la polarización resultante P_s define la constante dieléctrica estática ϵ_s :

$$\epsilon_s - 1 = P_s / E \epsilon_0 \quad (4.2)$$

$$P_s = P_\infty = P(t = \infty)$$

La aproximación más simple para calcular las propiedades de dicho sistema es que $P(t)$ este gobernada por una cinética de primer orden, es decir con una constante de tiempo τ tal que:

$$\tau dP(t) / dt = P_s - P \quad (4.3)$$

Es decir, que la velocidad a la que P se aproxima a su condición estática sea proporcional a su diferencia en magnitud.

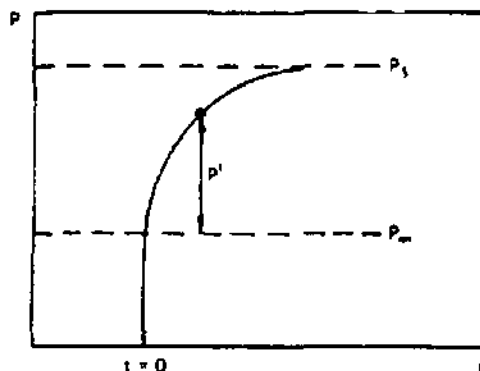


Fig.21. Dependencia de la polarización P con el tiempo en un aislante, sometido a un campo eléctrico.

Aplicando un pulso de voltaje $\mu_0(t)$:

$$P = P_\infty \mu_0(t) + P(t) \quad (4.4)$$

Tomando la transformada de Laplace para las últimas dos ecuaciones y resolviendo para $\{P\}$ se obtiene:

$$\{P\} = P_\infty / (p + \omega_0) + \omega_0 P_s / p(p + \omega_0) \quad (4.5)$$

Donde $\{P\}$ es la transformada de Laplace de la polarización y $\omega_0 = \tau^{-1}$; p es la frecuencia compleja.

La densidad de corriente se obtiene de la siguiente relación:

$$\{i\} = p\{P\} - P(t=0) \quad (4.6)$$

$$\{i\} = P_\infty + (P_s - P_\infty) \omega_0 / (p + \omega_0) \quad (4.7)$$

y por lo tanto

$$i = P_\infty \delta(t) + (P_s - P_\infty) \tau^{-1} \exp(-t/\tau) \quad (4.8)$$

Este es el mismo resultado que el obtenido para el circuito en la figura 22, sustituyendo

$$\begin{aligned} \tau &= RC_2 \\ C_2 &= (\epsilon_s - \epsilon_\infty)\epsilon_0 \\ C_1 &= \epsilon_\infty\epsilon_0 \end{aligned} \tag{4.9}$$

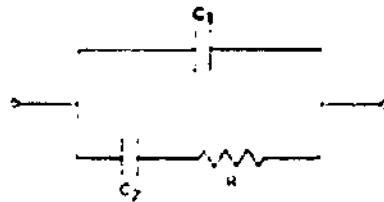


Fig.22. Circuito equivalente de Debye

La admitancia debida a este proceso de relajación, dado que $\{E\}=1/p$ es:

$$Y^* = \{i\} / \{E\} = \epsilon_\infty\epsilon_0 p - (\epsilon_s - \epsilon_\infty)\epsilon_0 [\omega_0 p / (p + \omega_0)] \tag{4.10}$$

separando la parte real e imaginaria:

$$Y^* = \omega^2 RC_2 / (1 + \omega^2 R^2 C_2^2) + j\omega C_2 / (1 + \omega^2 R^2 C_2^2) + j\omega C_1 \tag{4.11}$$

Esta expresión puede ser rescrita en términos de la constante dieléctrica $\epsilon^* = Y^* / j\omega\epsilon_0$:

$$\epsilon^* - \epsilon_\infty = \epsilon_s - \epsilon_\infty / (1 + \omega^2 \tau^2) - j\omega\tau(\epsilon_s - \epsilon_\infty) / (1 + j\omega^2 \tau^2) \tag{4.12}$$

La parte real e imaginaria de esta expresión son las relaciones de dispersión de Debye, mismas que a la fecha continúan siendo el modelo de relajación dieléctrica.

Estas curvas son conocidas como gráficas espectroscópicas en el plano complejo, o de manera independiente contra la frecuencia.

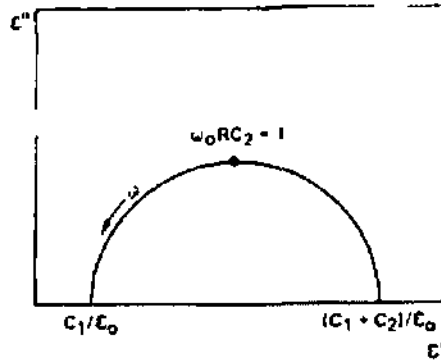


Fig.23. Dependencia de permitividad compleja con la frecuencia modelada por el circuito de la Fig.22.

En la práctica muy pocos sistemas obedecen las ecuaciones de Debye con exactitud. A menudo se encuentra, especialmente en materiales desordenados, que el pico de Debye es considerablemente mas ancho que la media teórica $\log[(2-\sqrt{3})/(2+\sqrt{3})]$.

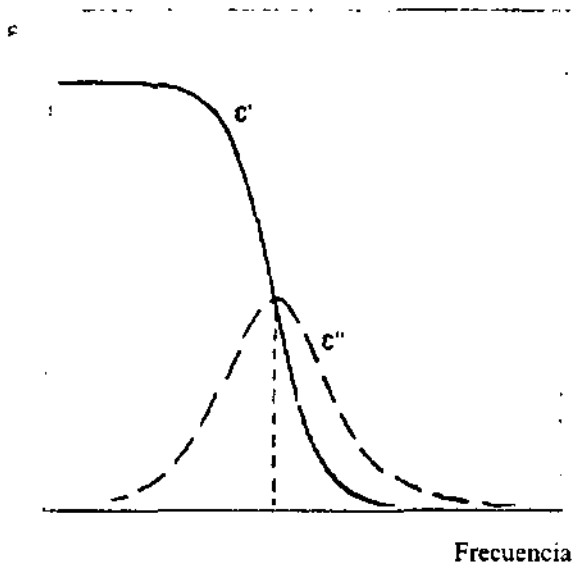


Fig.24. Parte real e imaginaria de la permitividad en función de la frecuencia normalizada.

Interpretación por medio de circuitos equivalentes

En materiales dieléctricos la espectroscopia de impedancias ha demostrado ser una técnica útil que hace posible discernir las contribuciones de cada mecanismo involucrado en la conductividad del material. Las fuentes de impedancia en contra de los procesos de polarización y migración de carga son en este caso: granos, fronteras de grano y electrodos. Cada una de las cuales puede ser representada como una combinación de impedancias individuales de la siguiente manera:

$$Z_T = Z_g + Z_{fg} + Z_e$$

Z_T impedancia total

Z_g impedancia de los granos

Z_{fg} impedancia de las fronteras de grano

Z_e impedancia de los electrodos

Cada una de estas impedancias tiene una curva característica en el plano complejo Z'' - Z' : un semicírculo correspondiente a una relajación.

Un circuito RC reproduce este comportamiento, como se explica a continuación.

La impedancia equivalente de un circuito RC en paralelo es:

$$1/Z = 1/R + j\omega C \quad (4.13)$$

al resolver para Z se obtiene:

$$Z = R / [1 + (\omega RC)^2 - j[\omega R^2 C / 1 + (\omega RC)^2]] \quad (4.12)$$

Al tomar el modulo de Z y describir en términos de Z' y Z'' se tiene:

$$(Z'')^2 + (Z' - R/2)^2 = (R/2)^2 \quad (4.13)$$

Esta expresión define un semicírculo en el plano Z'' - Z' con centro en $R/2$ sobre el eje real.

De esta forma Z_T describe en el plano complejo tres semicírculos generados por tres mallas RC en paralelo como se indica a continuación.

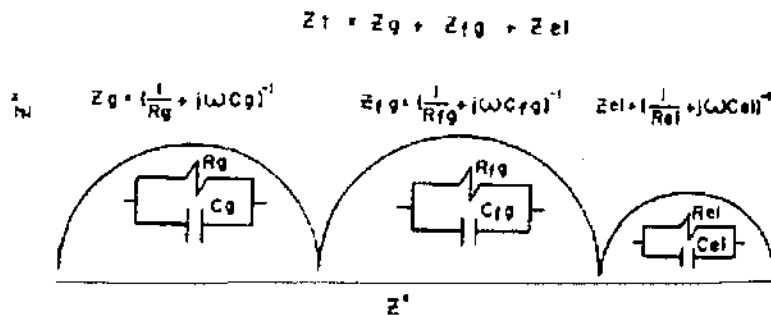


Fig.25. Representación esquemática del circuito equivalente representativo de la respuesta eléctrica de un material policristalino con electrodos metálicos.

La frecuencia de relajación se presenta cuando la impedancia de los dos brazos, resistivo y capacitivo es igual, es decir:

$$\omega_{\max} RC = 1 \tag{4.14}$$

en donde $C = 1/\omega_{\max}R$.

R es el diámetro del semicírculo y $\omega_{\max} = 2\pi f_{\max}$ con f_{\max} la frecuencia experimental máxima. La importancia de C es su orden de magnitud, ya que caracteriza la región de la muestra correspondiente la dispersión obtenida experimentalmente.

4.2 Espectroscopia de Inductancias

Las propiedades magnéticas como función de la frecuencia se han analizado por años (Verweel, 1971). En algunos casos, la impedancia y la permeabilidad han sido determinados. Sin embargo, hasta donde sabemos no se ha propuesto asociar los elementos de un circuito equivalente a algún proceso de magnetización específico a través de formalismos complejos.

En el caso de materiales ferromagnéticos y ferrimagnéticos, es de gran utilidad estudiar la inductancia o la permeabilidad del material en lugar de la respuesta en impedancias.

Utilizando la relación:

$$L^* = L' + jL'' = -j\omega Z^* \tag{4.15}$$

L' y L'' son la parte real e imaginaria de la inductancia respectivamente y ω es la frecuencia angular igual a $2\pi f$.

El análisis de resultados se lleva a cabo tomando en cuenta la estructura magnética de la muestra así como los mecanismos básicos de magnetización. En materiales ferromagnéticos suaves los principales mecanismos disponibles para efectuar cambios en la magnetización son:

- Rotación de espines individuales dentro de cada dominio.
- Abombamiento de paredes reversible.
- Movimiento de paredes irreversible.

La rotación de espines es amortiguada por el acoplamiento espín orbita; el movimiento reversible de paredes involucra el movimiento colectivo de espines en un pequeño volumen, y el desplazamiento de paredes de dominio es un mecanismo complejo, que involucra abombamiento, desanclaje, y desplazamiento. Este último mecanismo es el mas lento, seguido del abombamiento y finalmente de la rotación de espín. Se espera que la rotación de espines permanezca hasta altas frecuencias, como se observa en experimentos de resonancia ferromagnética (Ciureanu, 1999).

Metodología

A nivel experimental la técnica empleada consiste en analizar los cambios de un materia sometido a un estímulo de frecuencia variable $V=V_0 \text{ sen } (\omega t)$, en un amplio intervalo de frecuencias.

El dispositivo experimental necesario para realizar este estudio incluye un analizador de impedancias HP 4192A, controlado por una computadora y un programa que permite el registro del módulo y fase de la impedancia a 94 frecuencias entre 5 Hz y 13 MHz.

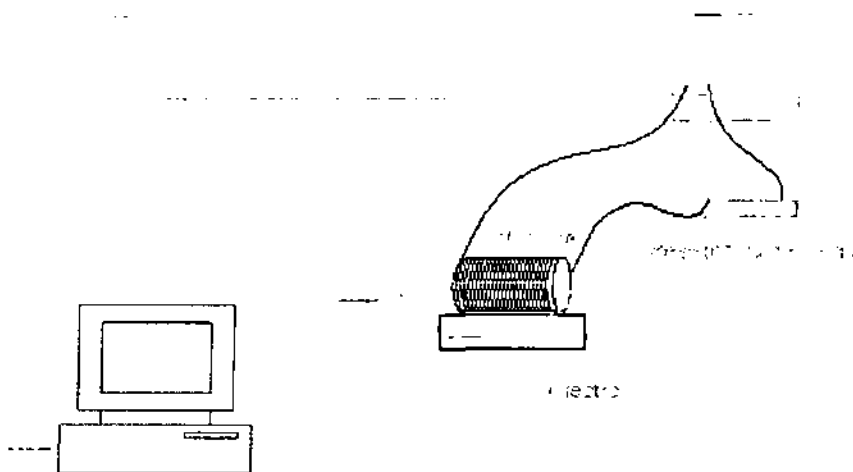
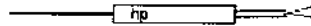


Fig. 26. Dispositivo experimental

La muestra es sometida al voltaje de puente del analizador directamente utilizando conectores especiales fabricados por HP, considerando que el radio de la muestra es de 120 μm .



Micrograber HP

Tomando en cuenta todas la impedancias del circuito de salida, el analizador proporciona un intervalo de corriente entre 0.1 y 22 mA. El campo RMS que esta corriente induce sobre la muestra puede ser calculado como $h_{ac} = ir/2\pi a^2$, donde r es un punto en dirección radial y a es el radio del hilo.

El rango del campo aplicado a la superficie de la muestra donde es un máximo está entre 0.05-17 A/m.

El registro de datos arrojado por el programa incluye los parámetros frecuencia f , Z_{total} , Z_{real} y $Z_{imaginaria}$. Con el objeto de analizar una respuesta asociada a directamente con procesos de magnetización, se sustituye el formalismo de impedancias por el que considera la naturaleza inductiva de la muestra.

Utilizamos la transformación:

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

Esta modificación nos permite establecer la correlación inductancia-permeabilidad que hace posible evaluar la dispersión de la permeabilidad en función de la frecuencia.

$$\mu = LG$$

donde G es una constante geométrica.

Como la permeabilidad es un parámetro que mide directamente las propiedades magnéticas de la muestra, es posible analizar los mecanismos de magnetización mediante su dispersión, en función de la amplitud de campo y frecuencia.

La fuente dc y el solenoide se incluyen en el dispositivo por la necesidad de aplicar un campo magnético axial que sea capaz de saturar la muestra. En la siguiente sección se justifica esta necesidad y la importancia, que tiene en términos del análisis de datos, el considerar el comportamiento en función de la frecuencia en el estado de saturación de la muestra.

Un campo axial dc superpuesto a un campo ac de pequeña amplitud.

Como resultado de considerar la geometría de la estructura de dominios y la del campo h_{ac} aplicado a la muestra, sabemos que la permeabilidad obtenida de estas mediciones corresponde únicamente a la proporcionada por la estructura de dominios circunferencial. Podemos afirmar este hecho porque se ha demostrado que el núcleo axial de esta estructura es incapaz de mostrar algún desplazamiento, independientemente de la geometría y de la amplitud del campo alterno. (Ménard, 1999)

En la siguiente figura se explica las condiciones físicas de la muestra en presencia de un campo alterno con y sin la aplicación del campo H_{dc} :

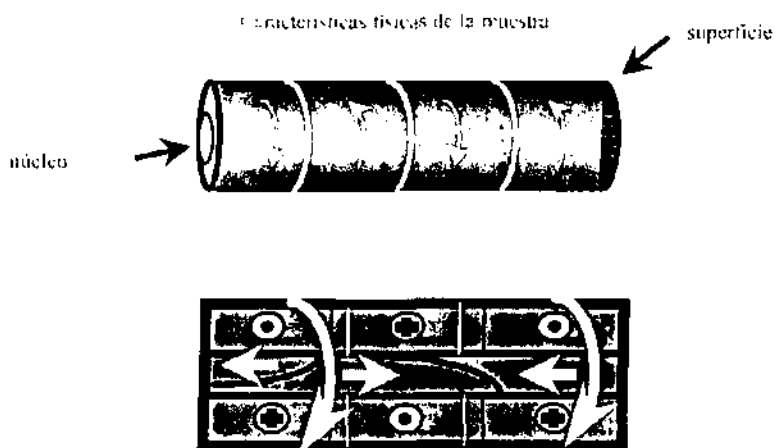


Fig. 27. La muestra en presencia de un campo magnético alterno h_{ac} , en ausencia del campo axial H_{dc}

En la sección transversal de este esquema es posible apreciar el movimiento de las paredes cuya simetría coincide con el campo alterno.

El mecanismo de rotación o precesión de espines está presente, de manera que la permeabilidad circunferencial se constituye $\mu_{\phi} = \mu_{\text{pared}} + \mu_{\text{rotacional}}$ tiene dos componentes. Según esta expresión para la permeabilidad circunferencial, es posible eliminar la respuesta de la permeabilidad rotacional y estudiar únicamente la componente correspondiente al movimiento de paredes de la muestra.

En el siguiente esquema se observa el caso en que la muestra se satura mediante un campo magnético axial H_{dc} de 80 Oe.

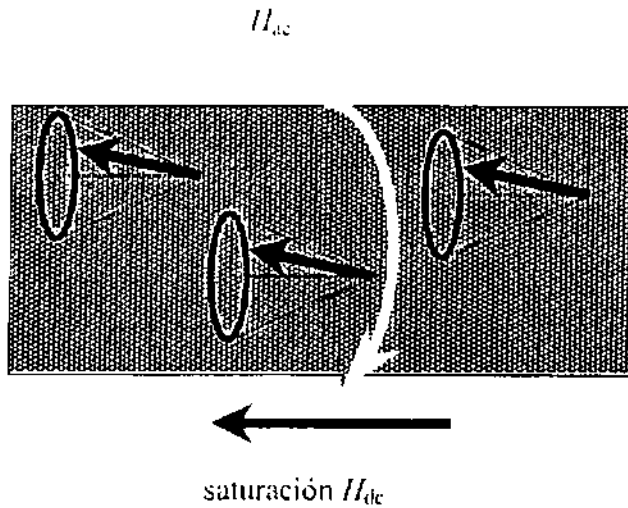


Fig. 28. La muestra en presencia de un campo magnético alterno h_{ac} circunferencial y un campo axial H_{dc} de 80 Oe.

La contribución de las paredes desaparece prevaleciendo únicamente el mecanismo de rotación de espín.

De esta interpretación se concluye que el campo H_{dc} aplicado por el solenoide, nos permite separar la respuesta del movimiento de paredes de la contribución correspondiente a la rotación de espines, restando punto a punto las medidas de μ vs f en los casos $H_{dc} = 0$ y $H_{dc} = 80$.

Explícitamente, para obtener valores de la permeabilidad debida al movimiento de paredes magnéticas, todas las medidas serán efectuadas para estos dos valores de campo externo y se llevara a cabo una resta $H_{dc} = 0 - H_{dc} = 80$ (Valenzuela, 1994)

Capítulo V

5.1 Resultados Experimentales y Análisis.

En esta sección de resultados se estudia la permeabilidad circunferencial de hilos ferromagnéticos amorfos de composición $(\text{Co}_{0.96}\text{Fe}_{0.04})_{72.5}\text{B}_{15}\text{Si}_{12.5}$, en un intervalo de frecuencia entre 5Hz y 13MHz aplicando un campo alterno de amplitud fija $h_{\phi} = 0.1$ A/m. Un campo magnético dc de magnitud 80 Oe, se aplica simultáneamente por medio de un solenoide de 200 vueltas y 10 cm de longitud.

Campo circunferencial de pequeña amplitud.

En la siguiente figura se muestra el comportamiento de la parte real de la permeabilidad en función de la frecuencia para un campo $H_{dc} = 0$ y $H_{dc} = 80$ Oe

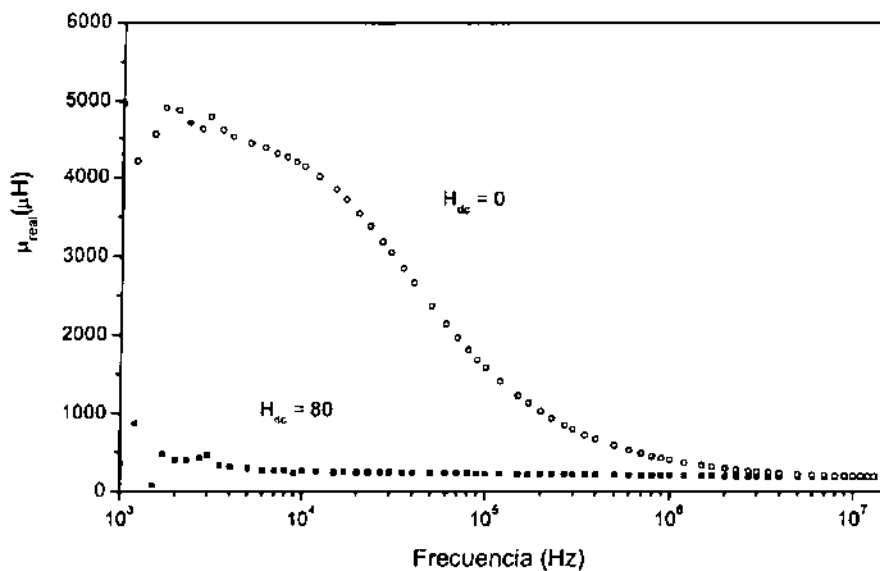


Fig.29. Gráfica de la parte real de la permeabilidad a campo $H_{dc} = 0$ y $H_{dc} = 80$ Oe. Amplitud de campo alterno $h = 0.1$ A/m.

El experimento a campo $H_{dc} = 0$ exhibe un valor alto a frecuencias bajas seguido de una dispersión (es la manera en que un mecanismo deja de seguir al campo). A campo $H_{dc} = 80$ Oe los resultados son independientes de la frecuencia y muestran un valor muy pequeño para μ_{real} .

La parte imaginaria de la permeabilidad también muestra la influencia del campo dc.

Ambos experimentos (a campo 0 y a 80 Oe) exhiben una pendiente muy cercana a -1 (en una grafica log-log), hasta frecuencias de 10 kHz.

Los resultados a campo cero exhiben una pendiente menor, sin embargo las variaciones importantes aparecen sólo a altas frecuencias.

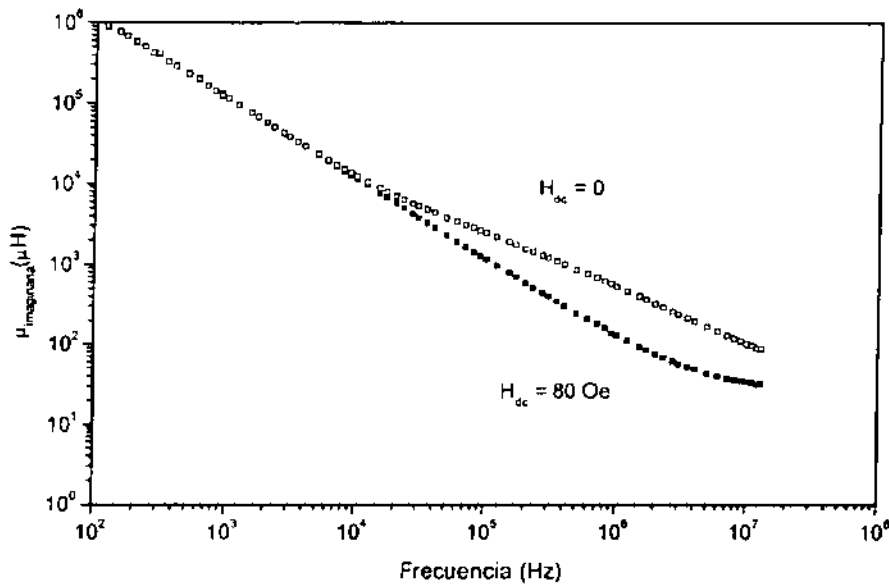


Fig.30. Gráfica de la parte imaginaria de la permeabilidad a campo $H_{dc} = 0$ y $H_{dc} = 80 \text{ Oe}$.

La representación de los datos en el plano complejo resulta útil al asignar el circuito equivalente que modele de manera apropiada el comportamiento de la muestra. En la figura 31 podemos apreciar la presencia de un pico para el campo $H_{dc} = 80$, mientras que a campo cero el resultado muestra un comportamiento más complejo.

Es posible demostrar que el pico observado en la gráfica 31, está asociado a la respuesta de un circuito RL en serie. Los resultados para campo $H_{dc} = 80$ en las figuras 29 y 30 reafirman la asociación con este arreglo circuital.

Por otro lado, la dispersión observada en la parte real de la permeabilidad a campo cero (Fig.29) representa un proceso de relajamiento relacionado con un arreglo que incluye un circuito RL en paralelo.

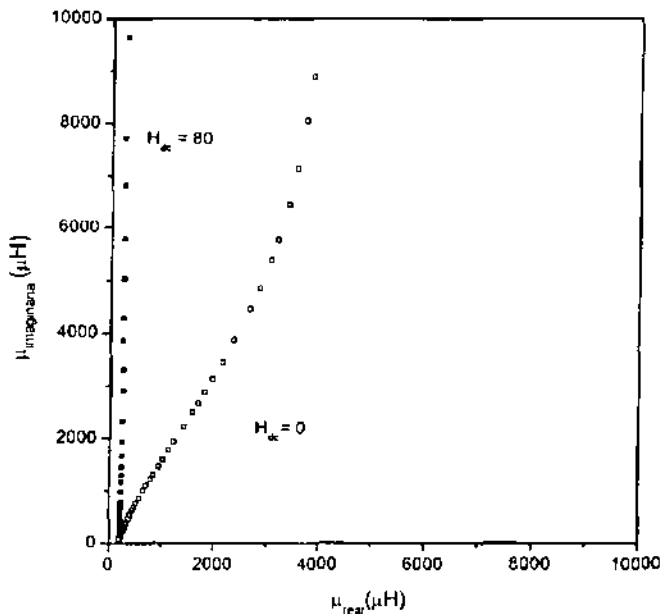


Fig.32. Representación en el plano complejo de la parte real e imaginaria de la permeabilidad.

Podemos asumir debido a estas observaciones, que el circuito equivalente que simula la respuesta observada a campo cero consiste de un arreglo RL en serie y un circuito RL en paralelo; en el caso del campo $H_{dc} = 80$ se obtiene un simil eléctrico en un circuito RL en serie.

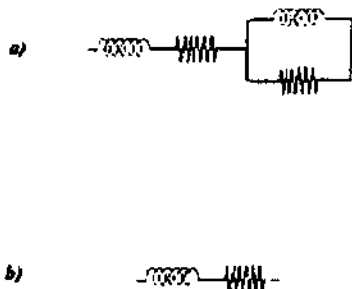


Fig.33. Circuito equivalente que modela la respuesta de la permeabilidad de la muestra. a) Un arreglo RL en serie y un circuito RL en paralelo para campo $H_{dc} = 0$. b) El campo $H_{dc} = 80$ Oe elimina el circuito RL en paralelo; solo el arreglo RL en serie permanece.

Al restar punto a punto los resultados a campo alto de los resultados a campo cero, se espera obtener la respuesta de un circuito RL en paralelo. Este circuito es fácil de identificar porque implica un relajamiento simple en μ_{real} , y un máximo para la parte imaginaria en función de la frecuencia. Además en el plano complejo, la relajación observada se presenta como un semicírculo. Fig. 34

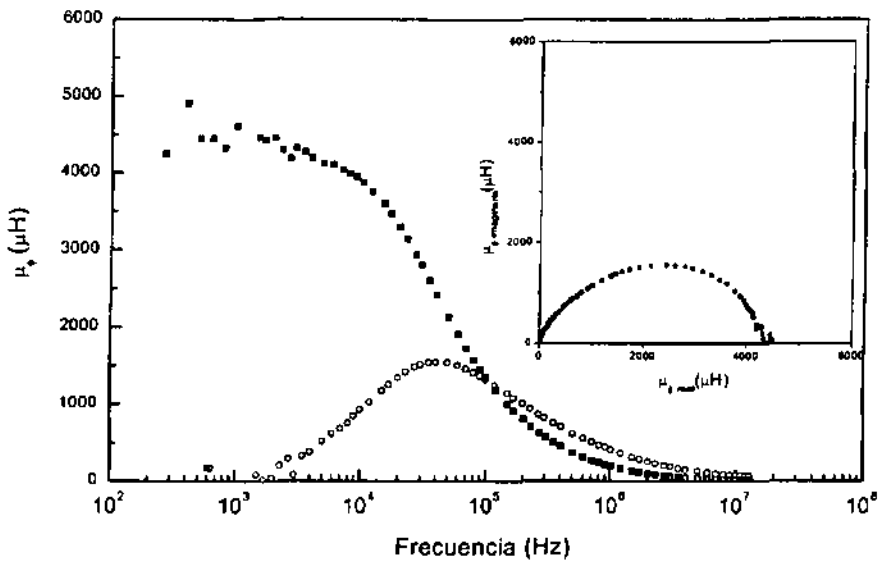
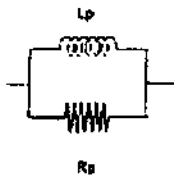


Fig.34. Diferencias entre el experimento a campo cero y campo H_{dc} 80 Oe en la respuesta de la parte real e imaginaria de la permeabilidad en la muestra. En el recuadro, la representación de esta diferencia en el plano complejo.

De estos resultados podemos decir que para amplitudes de campo alterno $h_{ac} = 0.1 A/m$, el símil eléctrico del comportamiento es un circuito RL en paralelo con los siguientes valores de circuito:



$$L_p = 43.4 \mu H$$

$$R_p = 11.30 \Omega$$

$$f_x = 41.4 \text{ kHz}$$

El valor de R_p se obtiene de considerar que en la frecuencia de relajamiento f_x se cumple la relación $R_p = \omega_x L_p$, donde $\omega_x = 2\pi f_x$.

El factor f_x , es el valor de frecuencia en que el mecanismo responsable de la respuesta medida, es incapaz de seguir al campo alterno aplicado.

El resultado de esta simulación se muestra en la siguiente figura:

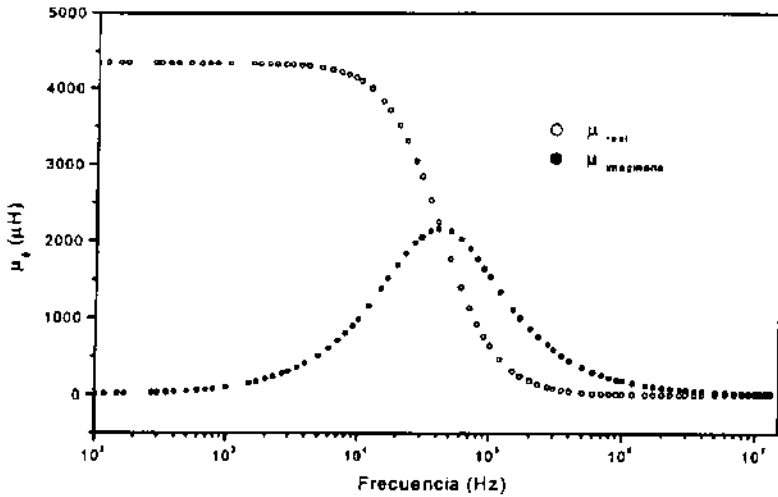
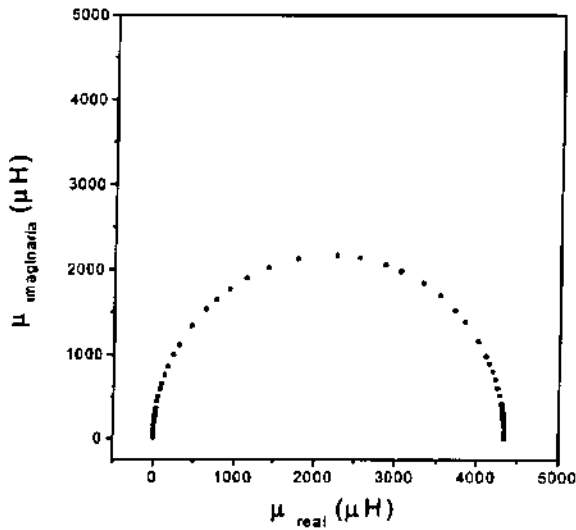


Fig.35. Resultado de simular la respuesta de la parte real e imaginaria de la permeabilidad en la muestra mediante un circuito RL en paralelo.



Plano complejo de la simulación

Campo circunferencial de alta amplitud.

En esta sección de resultados las medidas de permeabilidad se efectúan en un intervalo entre 5Hz y 13 MHz. La amplitud de campo h_{ac} aplicado es variada entre 0.05-17 A/m. Se realizó un estudio detallado de la permeabilidad en función de la frecuencia a diferentes amplitudes de campo circunferencial.

En la siguiente figura se muestra la parte real de la permeabilidad a amplitudes de campo seleccionadas.

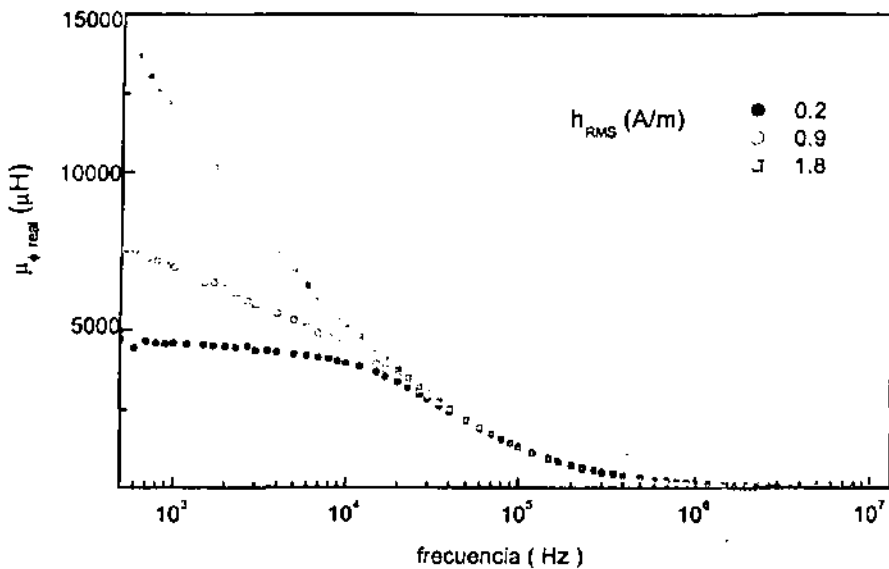


Fig.36. Parte real de la permeabilidad en función de la frecuencia. La amplitud de campo aparece como parámetro.

A baja amplitud de campo y bajas frecuencias, la permeabilidad muestra un valor constante seguido de una dispersión. En los experimentos realizados para $h < 0.1$ A/m las curvas mostraron siempre el mismo comportamiento.

Para campos mas altos, el valor de la permeabilidad depende de la amplitud del campo, sin embargo a medida que la frecuencia aumenta todas las curvas siguen el mismo proceso de relajación.

Para frecuencias mayores que 20 kHz se observa una sola curva independientemente de la amplitud del campo.

Utilizando la relación $\mu = GL$, se muestra el comportamiento de la permeabilidad a bajas frecuencias en función del campo alterno aplicado, a una frecuencia, fija por debajo de la frecuencia de relajación.

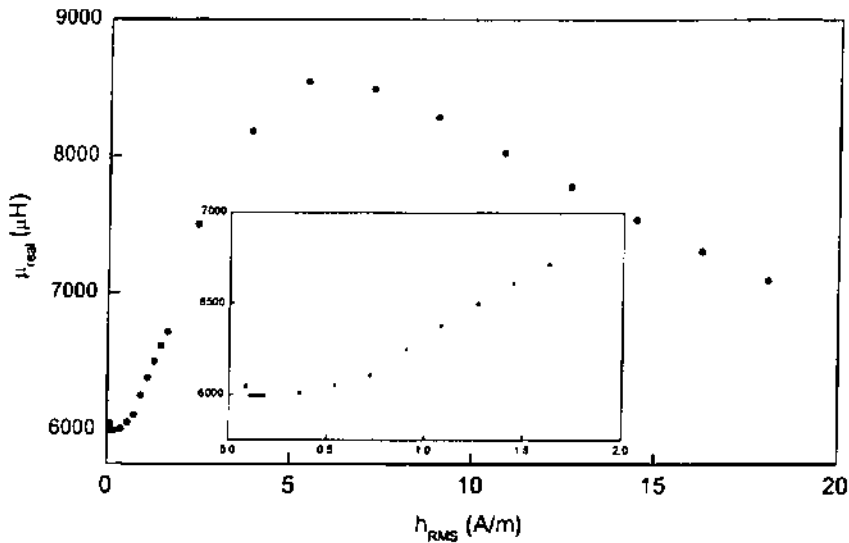


Fig.37. Comportamiento de la parte real de la permeabilidad en función del campo alterno a una frecuencia fija $f=5kHz$. En el recuadro se amplía la sección de campo a baja amplitud.

Es posible observar un máximo. Puede demostrarse como en estas condiciones el comportamiento observado en la figura 37, es equivalente al obtenido en el caso en que la permeabilidad se atribuye completamente al movimiento de paredes.

La parte de campo inicial en la figura 37 se ha expandido para hacer notar que a campos menores de $h_p = 0.36$ A/m la parte real de la inductancia muestra un valor constante. A partir de este valor la permeabilidad real sufre un incremento dramático.

La sección de la grafica en donde μ_{real} es constante está directamente relacionada con la permeabilidad inicial, donde las paredes de dominio permanecen ancladas a defectos (como la superficie del material) y son por lo tanto incapaces de efectuar un desplazamiento. El valor determinado de $\mu_i = 6000\mu H$

El comportamiento de $\mu_{\text{imaginaria}}$ en función de la frecuencia para varias amplitudes de campo se muestra en la figura 38.

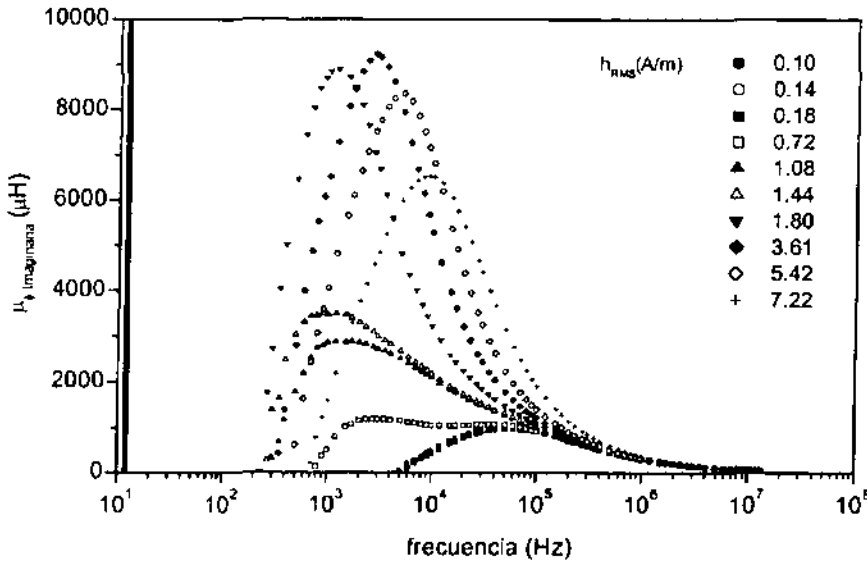


Fig.38. Parte de la imaginaria de la permeabilidad en función de la frecuencia, para varias amplitudes de campo.

Para amplitudes de campo menores que el campo de propagación (0.36 A/m), sólo se aprecia un máximo que se ha atribuido al proceso de abombamiento de paredes. A medida que la amplitud de campo aumenta, este máximo permanece insensible al campo alterno mientras una nueva dispersión aparece a bajas frecuencias. El nuevo máximo incrementa su valor con el campo aplicado; para $h = 0.72$ A/m es posible distinguir claramente los dos procesos. Para campos mas altos, el máximo a bajas frecuencias domina sobre el de frecuencias altas ocultando por completo su dispersión.

El máximo de menor frecuencia se asocia a proceso de histéresis magnética, ya que involucra distintos procesos (abombamiento, desanclaje, anclaje en una nueva posición, etc.) y consecuentemente posee una constante de tiempo mayor.

Para continuar con la interpretación de estos resultados recurrimos al plano complejo correspondiente.

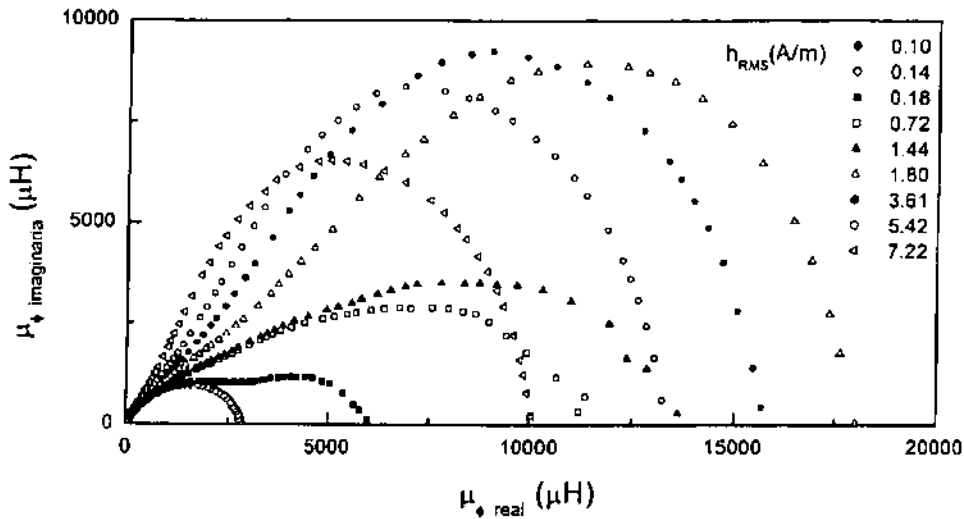
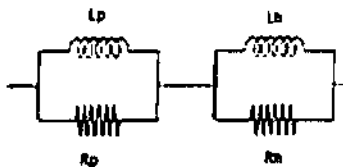


Fig.39. Plano complejo de inductancias.
La amplitud de campo alterno aparece como parámetro.

Es evidente que para campos más altos que el de propagación, existe más de un proceso de magnetización activo. El máximo a altas frecuencias tiene un valor aproximado de 42kHz, lo cual indica que el proceso de magnetización presente es el mismo que se estudió para amplitudes de campo menores que el de propagación h_p . Por lo tanto el mecanismo de abombamiento de paredes permanece activo mientras se efectúa su desplazamiento.

De estos resultados podemos decir que para un campo alterno mayor que h_p se involucra, además del circuito RL en paralelo correspondiente al abombamiento de paredes, un arreglo en RL en paralelo con:



$$L_h = 178.5 \mu\text{H}$$

$$R_h = 3 \Omega$$

$$f_x = 2.682 \text{kHz}$$

Los resultados de esta simulación se muestran en la figura siguiente:

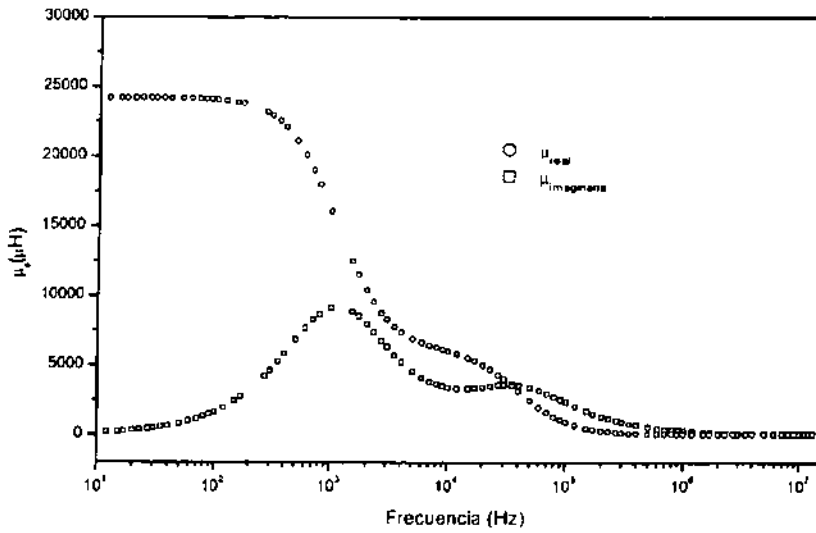


Fig.40. Resultado de simular la respuesta de la permeabilidad, debida al movimiento de paredes por medio de dos circuitos RL en paralelo, en serie.
Amplitud de campo $h_{ac} = 1.8$ A/m.

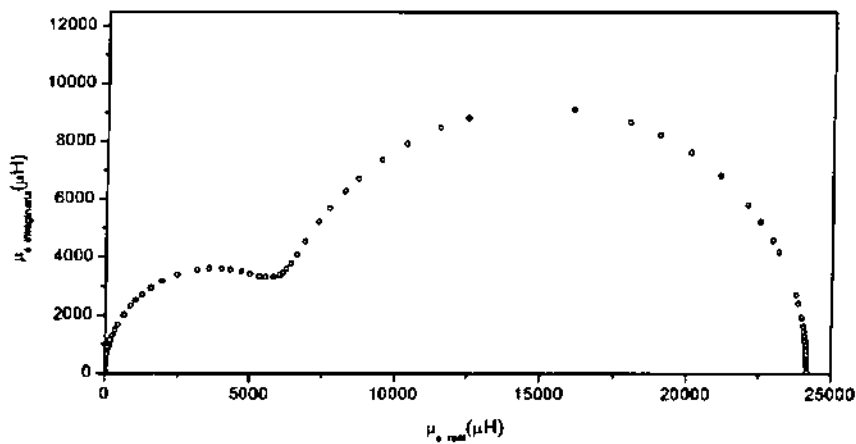


Fig.41 Plano complejo de permeabilidades para dos circuitos RL en paralelo, en serie.
Amplitud de campo $h_{ac} = 1.8$ A/m

Efecto del campo H_{dc}

La aplicación gradual de un campo magnético de simetría axial, H_{dc} se traduce en una disminución drástica en el valor de la permeabilidad real e imaginaria.

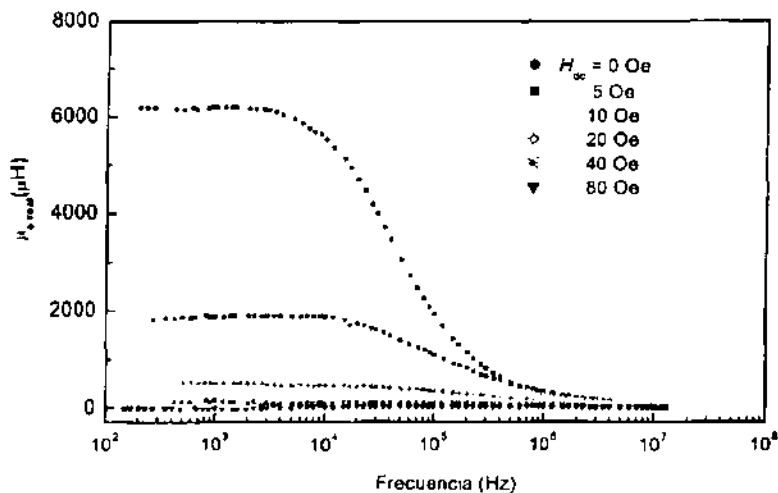


Fig.42. Parte real de la permeabilidad en función de la frecuencia. El campo H_{dc} aplicado aparece como parámetro.

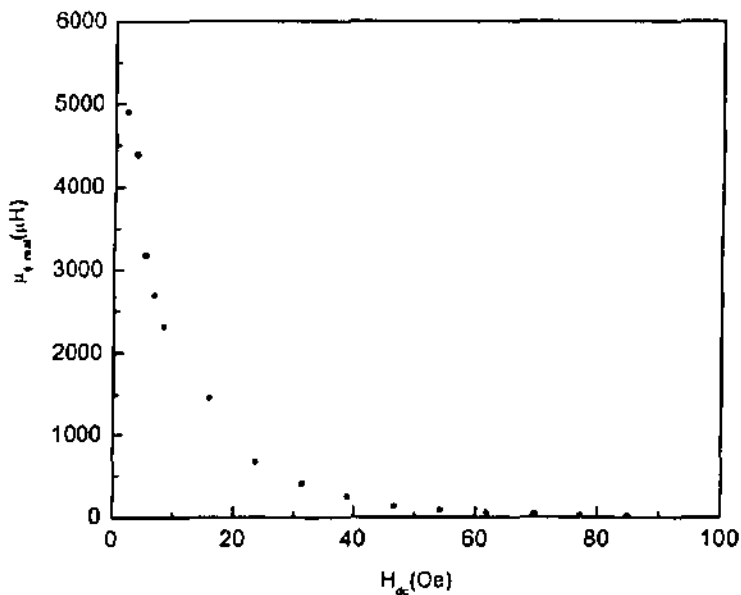


Fig.43. Comportamiento de la parte real de la permeabilidad a 10kHz, en función del campo dc aplicado.

La gráfica 43 muestra la sensibilidad de la respuesta a campos dc de muy baja amplitud, característica del efecto GMI en hilos amorfos. Se obtiene de mantener la frecuencia fija, considerando solo las variaciones de μ_{real} con el campo dc aplicado.

Mientras la forma de la dispersión en ambas componentes prevalece, el campo dc provoca un desplazamiento a frecuencias mas altas del valor de f_x .

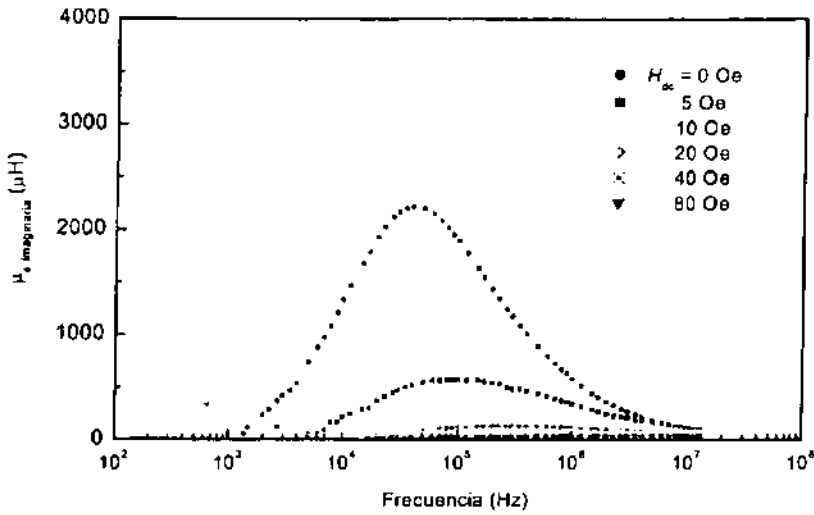


Fig.44. Parte imaginaria de la permeabilidad en función de la frecuencia. El campo H_{dc} aplicado aparece como parámetro.

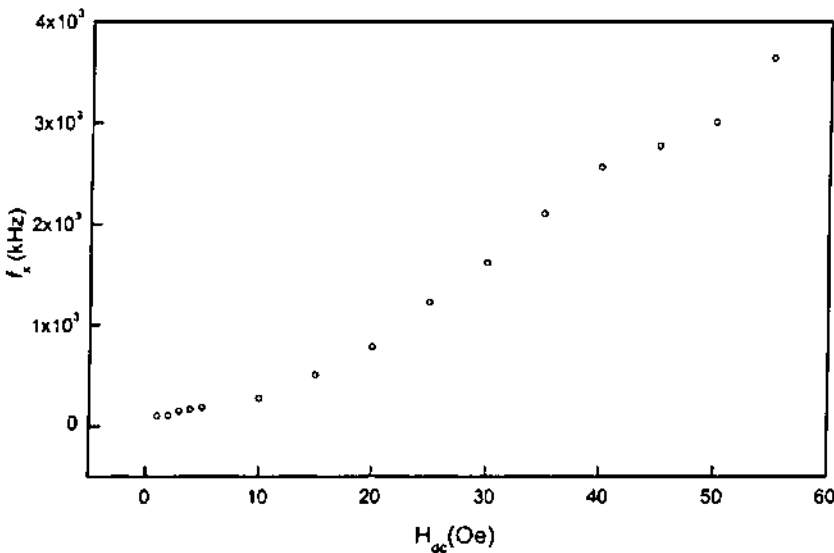


Fig.45. Frecuencia de relajamiento, f_x , en función de un campo H_{dc} aplicado.

Este comportamiento se explica de considerar al campo de como una contribución adicional a la anisotropía, k que depende a su vez de la energía de pared γ :

$$\gamma = Ak$$

donde A es una constante.

- La dependencia lineal existente entre la energía de pared y la frecuencia de relajamiento:

$$f_x = \gamma / \beta$$

implica la dependencia lineal medida entre f_x y H_{dc} .

5.2 Análisis

Campo circunferencial de baja amplitud.

El comportamiento observado se interpreta sobre la base de la interacción existente entre el campo alterno circunferencial y la estructura magnética de la muestra.

Como resultado de la técnica de preparación, por enfriamiento rápido para prevenir la cristalización del material, un estado de esfuerzos complejo da lugar a una configuración que se conforma de un núcleo interno, con dominios orientados en dirección axial y una capa externa con una configuración de dominios circunferencial.

Para el caso $H_{dc} = 0$, el campo alterno circunferencial interactúa libremente con la estructura de la muestra, fomentando un movimiento periódico y reversible en las paredes de dominio. Este acoplamiento inductivo es tan fuerte, que representa la contribución mas significativa a la impedancia de la muestra. Debido a la amplitud del campo, menor al de propagación, el movimiento de paredes es reversible. Cuando la frecuencia aumenta este proceso reversible es incapaz de seguir al campo alterno aplicado y presenta un relajamiento en $f = f_x$.

Se ha propuesto un circuito RL en serie y un arreglo RL en paralelo para modelar esta respuesta, mismo que tiene sentido si los elementos pueden asociarse directamente con parámetros físicos de la muestra; En este caso R_s es la resistencia dc de la muestra, L_s es la inductancia asociada con la permeabilidad rotacional; L_p se asocia a la permeabilidad por el movimiento de paredes, y R_p se relaciona con el inverso del factor de amortiguamiento del movimiento de pared.

Cuando un campo longitudinal satura la muestra, el arreglo RL en paralelo (que representa la contribución de las paredes), desaparece. En esta representación circuital la diferencia $(\mu)_{H_{dc}=0} - (\mu)_{H_{dc}=80 \text{ Oe}}$ realizada punto por punto elimina el arreglo RL en serie y representa solo la contribución de la magnetización circunferencial de la muestra. Para $h < h_p$ (donde h_p es el campo umbral que determina el desanclaje de paredes), esta contribución se atribuye al abombamiento reversible de paredes magnéticas.

- La inductancia de un circuito RL en paralelo es obtenida fácilmente como:

$$L_{\text{real}} = R_p^2 L_p / (R_p^2 + \omega^2 L_p^2)$$

$$L_{\text{imaginaria}} = \omega R_p L_p^2 / (R_p^2 + \omega^2 L_p^2)$$

Si la reactancia inductiva iguala el valor de la resistencia, se produce un relajamiento: $\omega_x = R_p/L_p$. Los resultados obtenidos de la simulación de la respuesta por medio del circuito equivalente, están en plena concordancia con los obtenidos experimentalmente. Sin embargo es necesario mencionar que no existe una coincidencia punto por punto, debido a que los elementos del circuito son ideales, es decir, que se supone que su valor permanece invariante en función de la frecuencia. Por otro lado, las propiedades de la muestra provienen una distribución de procesos de magnetización con una distribución de frecuencias de relajación que no es una constante.

Campo circunferencial amplitud alta.

El campo alterno circunferencial aplicado a la muestra provoca un abombamiento reversible paredes ancladas. A medida que el campo aumenta se alcanza un valor de propagación h_p en el que las paredes comienzan a desplazarse.

En el recuadro de la figura 37 se muestra un cambio de pendiente que define el valor del campo de propagación. Esto parece inesperado si consideramos que el campo en la muestra es inhomogéneo, es decir, varía desde un valor cero en el centro del hilo hasta un valor máximo en la superficie. El anclaje en el radio del hilo debería implicar una distribución inhomogénea de campos de propagación, desde la superficie hasta el núcleo. Una gráfica de μ_{real} en función del campo alterno h_{ac} debería mostrar un cambio gradual en su pendiente, en lugar del cambio radical obtenido experimentalmente. Una explicación a este resultado es que los dominios circunferenciales estén anclados preferencialmente en la superficie de la muestra, en donde coincidentemente el campo alterno tiene un valor máximo.

El otro sitio de anclaje para las paredes de dominio se espera en la frontera entre el núcleo y la capa externa. Pero esta sección no se considera una simple pared de dominio de 90 grados, ya que la configuración axial proviene de la rotación de dominios en la capa externa. Puede esperarse que dada esta pared de configuración compleja, los dominios circunferenciales permanezcan anclados en su sitio inclusive a campos altos ac.

De acuerdo con resultados anteriores (García, 2000), la parte real de la permeabilidad a campos h_{ac} de alta amplitud se asocia al proceso de histéresis. La técnica utilizada no nos permite realizar un ciclo de histéresis circunferencial, sin embargo la parte imaginaria de la permeabilidad provee cierta evidencia de la existencia de este proceso, además de que $\mu_{imaginaria}$ está asociada a procesos disipativos.

El proceso de histéresis involucra mucha más energía disipada que el mecanismo de abombamiento de paredes, explicando el valor de inductancia mas alto observado en este proceso. En la figura 37, la permeabilidad pasa por un máximo a un valor de campo alterno alto y después decrece. En las curvas espectroscópicas es posible identificar un valor máximo de μ_{real} y $\mu_{imaginaria}$ a campos del mismo valor.

Una explicación para este incremento es que la amplitud de campo rebasa el máximo de permeabilidad por desplazamiento de paredes, después del cual la rotación se vuelve un factor importante. Dado que el proceso de rotación posee una constante de tiempo mucho mas pequeña, la respuesta global de la relajación se desplaza hacia valores más grandes.

El simul eléctrico propuesto puede representar la respuesta de la permeabilidad, a una amplitud de campo fija $h_{ac} = 1.8$ A/m. Esto porque el proceso que representa es de carácter irreversible, no así la respuesta de un circuito eléctrico simple.

Efecto del campo H_{dc} .

A bajas amplitudes de campo alterno, el modelo propuesto para modelar el acoplamiento inductivo responsable del aumento en la impedancia, característico del fenómeno GMI, está representado por un arreglo RL en paralelo. El elemento L_p se asocia con la permeabilidad circunferencial de la muestra que puede ser calculada utilizando la constante geométrica pertinente. El elemento R_p no es un resistor real; representa el inverso del factor amortiguamiento β . En tal circuito, a una baja amplitud del campo circunferencial, el proceso de magnetización dominante es el abombamiento de paredes.

Para este proceso reversible, la frecuencia de relajamiento está dada por:

$$\omega_x = R_p/L_p$$

ESTA TESIS NO SALE
DE LA BIBLIOTECA

La figura siguiente muestra el comportamiento de R_p en función de campo aplicado.

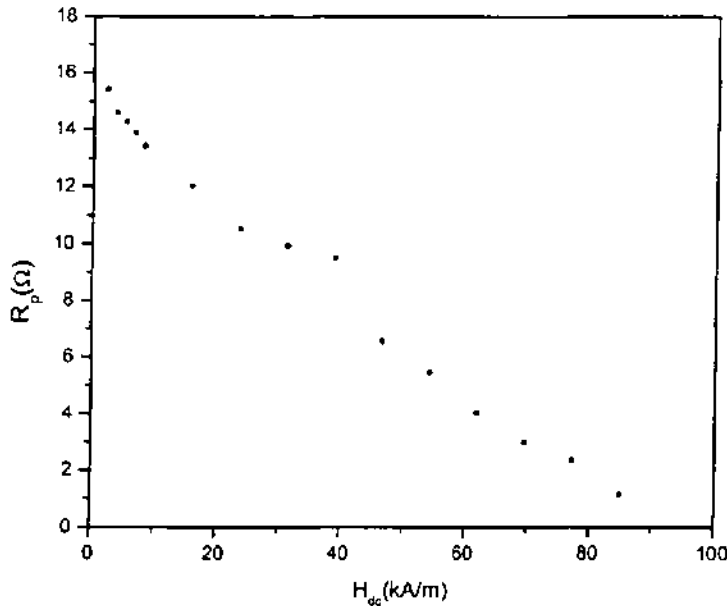


Fig.46. Comportamiento del elemento resistivo R_p en función de un campo externo H_{dc} .

R_p exhibe una clara disminución con el aumento del campo magnético externo.

Esto puede ser interpretado en base a un cambio en las propiedades intrínsecas de los dominios o de las paredes de dominio, es decir, cambios en la energía de intercambio o de anisotropía.

Cuando hilos amorfos como los utilizados en este estudio, se someten a un campo magnético axial muy fuerte, el mecanismo que permite alcanzar la saturación es de rotación de espines. Por razones todavía no muy claras la frontera entre el núcleo y la capa externa es extremadamente dura, lo cual impide que los dominios axiales crezcan a expensas de los circunferenciales.

El efecto del campo aplicado es entonces el de provocar una rotación de espines sin que la pared se mueva. La presencia de un campo magnético muy fuerte se convierte en un incremento en la anisotropía de la pared. Como las direcciones de magnetización se ven afectadas por H_{dc} , el abombamiento de paredes se vuelve menos eficiente para producir variaciones debidas al campo alterno. En la aproximación del circuito equivalente la disminución en R_p implica un incremento en el factor de amortiguamiento de pared.

Conclusiones

Utilizando la técnica de espectroscopia de inductancias y una muestra comercial ferromagnética amorfa de composición $(\text{Co}_{0.96}\text{Fe}_{0.04})_{72.5}\text{B}_{15}\text{Si}_{12.5}$, ha sido posible resolver los mecanismos de magnetización que dan origen al efecto de magnetoimpedancia gigante (GMI) en un intervalo entre 100Hz-1MHz de frecuencia.

Un estudio sistemático de la permeabilidad en función de la frecuencia ha demostrado la existencia de tres mecanismos de magnetización de distinta naturaleza, con distinta frecuencia de relajamiento y por lo tanto distinto intervalo de activación.

Se encontraron dos mecanismos de carácter reversible que han sido asociados al proceso de rotación de espines y al de abombamiento de paredes ancladas en la muestra.

El mecanismo de rotación de espines mantiene una contribución constante a la inductancia no muy significativa en este rango de frecuencias. El circuito asociado a esta respuesta es un R_sL_s en serie. Sin embargo está reportado que para frecuencias del orden de giga hertz, dónde este proceso alcanza una resonancia, el circuito asociado es un RLC. (Ciureanu, 2000).

La magnetización obtenida por el mecanismo de abombamiento de paredes ancladas está relacionada directamente con la permeabilidad inicial μ_i , y cómo tal presenta un carácter reversible. Este parámetro fue medido junto con el de campo de propagación H_p y ambos representan características intrínsecas de la muestra. El mecanismo de paredes ancladas tiene un símil eléctrico válido en un circuito R_pL_p en paralelo, siempre y cuando el campo aplicado a la muestra sea menor al campo de propagación H_p .

Existe un tercer mecanismo de carácter irreversible que ha sido asociado al mecanismo de desplazamiento de paredes, o de histéresis magnética. Es el responsable de la mayor cantidad de magnetización registrada, su intervalo de activación está delimitado por la amplitud de campo aplicado y por la frecuencia. Para campos mayores que H_p , existe el desplazamiento de paredes y con él coexiste el mecanismo de abombamiento de paredes ancladas.

El mecanismo de desplazamiento de paredes es similar al de abombamiento, independientemente de su carácter reversible o irreversible, en la literatura ambos se han interpretado como una rotación colectiva de espines (Landau, 1935). En este trabajo se observa esta similitud por presentar ambos una relajación aun cuando la frecuencia de relajamiento entre uno y otro mecanismo sean muy diferentes.

El símil eléctrico apropiado para describir ésta respuesta esta constituido de un RL en paralelo para el desplazamiento además del ya existente para paredes ancladas. Dos circuitos RL en paralelo, en serie representan dos mecanismos activos en dicho intervalo de frecuencias.

Referencias

Beach R.S and Berkowitz A.E. (1995)

Giant magnetic field dependent impedance of amorphous FeCoSiB wire

Appl. Phys. Lett. **64** (26), pp. 3652-3654

Bloch F. (1930)

On the theory of ferromagnetism

Zeitschrift Physik **61**, 206-219

Duwez, P. (1967)

The structure and properties of alloys rapidly quenched from the liquid state

Transaction of the American Society for Metals **60**, 607-616

Finn J.E

Campos y Ondas

Física vol. II

Ed. Fondo Interamericano

Galt. J. K. (1951)

Motion of a ferromagnetic domain wall in Fe₃O₄

Phys. Rev. **85** pp 664-669

García K.L and Valenzuela R. (1998)

On the equivalent circuit approximation of magnetoimpedance in amorphous wires

Materials Letters **34**(1) 10-13

García K.L and Valenzuela R. (1998)

The effects of axial dc field on magnetoimpedance; circumferential domain wall damping

IEEE Transactions on Magnetics **34** (4) 1162-1164

García K.L and Valenzuela R. (2000)

Domain wall bulging and displacement in circumferential domains in CoFeBSi in amorphous wires

Journal of applied physics **87** (9) 5257-5259

Gubanov. A (1960)

Fiz. Tver. Tela.2 502

Gyorgy E.M. (1975)

Defects in solids

The imperfect solid - Magnetic Properties.

Treatise on Solid State Chemistry vol. II

Ed. By N. Bruce Hannay

Herzer G. (1991)

Magnetization processes in nanocrystalline ferromagnets

Material Science and Engineering A133, pp. 1-5

Hilzinger H. R, Mager A & Warlimont H. (1978)

Amorphous ferromagnetic materials - Magnetic fundamentals, properties & applications.

Journal of Magnetism & Magnetic Materials 9 191-9

Hook J.R & H.E Hall. (1991)

Introduction to Solid State Physics.

J. Wiley

Hund F. (1927)

Linienpectren und Periodische System der Elemente

Springer. Berlin

Irvine, J.T.S, West A. R, Amano E, Huanosta A & Valenzuela R. (1990)

Characterization of magnetic materials by impedance spectroscopy

Solid State Ionics 40/41 , pp. 220-223

Jiles D. (1991)

Introduction to Magnetism and Magnetic Materials

Chapman & Hall, London.

Jonscher A. K. (1983)

Dielectric relaxation in solids

Chelsea Dielectric Press, London

Kipp A.

Fundamentamentals of Electricity and Magnetism

Mc. Graw Hill.

Kittel C. (1986)

Introduction to Solid State Physics

Wiley, New York

Kittel C. and Galt J. (1956)
In solid State Physics, vol 3, pp 439-554
Academic New York

Kuanr B.K, Singh P.K, Kishan P, Kumar N, Rao S.L (1988)
Dielectric and magnetic properties of polycrystalline cobalt-substituted LiTi ferrites
J. Appl. Phys. 63 3780-2

Landau L. & Lifshitz E. (1935)
On the theory of dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic solids
Phys. Z Soviet Un. 8 pp 153-169

Machado F.L.A, Martins C.S and Rezendes S.M. (1995)
Giant magnetoimpedance in the ferromagnetic alloys $\text{Co}_{75-x}\text{Fe}_x\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$
Phys. Rev. B 51, pp. 3926-3929

Ménard D, Britel M, Ciureanu P, Yelon A, Rouabhi & Cochrane W. (1999)
J.Magn. Magn. Mat. 203, 111

McDonald R. (1993)
Impedance Spectroscopy
Ed. J Wiley/ Sons

Mohri K, Uchiyama T and Panina L.V. (1997)
Recent advances of micro magnetic sensors and sensing application
Sensors and Actuators A59, pp. 1-8

Sánchez M.L, Valenzuela R, Vázquez M and Hernando A. (1996)
Circumferential permeability in nonmagnetostrictive amorphous wires
J. Mater. Res. 11, pp. 2486-2489

Valenzuela R. (1994)
Magnetic Ceramics
Cambridge University Press

Valenzuela R.
Inductance Spectroscopy
Advance topics in Materials Science and Engineering
Plenum Press New York

Valenzuela R, Irvine J.T.S, Amano E, Quintana P, Aguilar-Sahagún G. (1994)
Equation of motion of domain walls and equivalent circuits in soft ferromagnetic materials.
J. Appl. Phys. 75 (10), pp. 7000

Vázquez M, Knobel M, Sánchez M.L, Valenzuela R and Zuhov A.P. (1997)
Giant magnetoimpedance effect on soft ferromagnetic wires for sensors applications
Sensors and Actuators A59, pp. 20-29

Vellā– Coleiro G.P, Smith P.H. & Van Uiter L.G. (1972)
Resonant motion of domain walls in yttrium gadolinium iron garnets
J. Appl. Phys. 43. pp 2428

Verweel, J. (1971)
Ferrites at radio frequencies- In Magnetic properties of Materials
Ed. J. Smith. Mc. Graw Hill, New York.

Williams H.J, Shockley W. & Kittel C. (1950)
Studies on the propagation velocity of a ferromagnetic domain boundary
Phys. Rev. 80, 1090-1094

Apéndice I

Campo circunferencial h_{ac}

$$\begin{aligned}\oint_c \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} &= \oint_s \mathbf{J} \cdot d\mathbf{a} = I \quad (\text{ley de faraday}) \\ &= J\pi r^2 \\ &= (I/\pi r^2) \pi a^2\end{aligned}$$

por otro lado

$$\begin{aligned}\oint_c \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} &= \int_0^{2\pi} H_\phi r d\phi \quad (H_\phi \text{ es paralelo a la direcci3n de } r d\phi = \text{longitud de arco}) \\ &= H_\phi \int_0^{2\pi} r d\phi \\ &= H_\phi 2\pi r\end{aligned}$$

$$H_\phi 2\pi r = (I/\pi r^2) \pi a^2$$

Campo magnetizante H_ϕ

$$H_\phi = I r / 2\pi a^2$$

Apéndice II

Constante geométrica

Flujo de la intensidad de campo magnético

$$\phi = BA$$

Sabemos que $B = \mu H$

μ (permeabilidad del material)

$$\mu = \mu_0 \mu_r$$

$$\phi = \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{a} = (\mu I / 2\pi a^2) \int r (dr \times l)$$

$$da = dr \times l$$

$$\int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{a} = (\mu I l / 2\pi a^2) \int r dr$$

$$\phi = (\mu I l / 2\pi a^2) (a^2/2)$$

$$\phi = \mu I l / 4\pi$$

Inductancia

$$L = \phi / I$$

$$L = \mu l / 4\pi$$

$$L (4\pi/l) = \mu$$

$$L (4\pi/l) = \mu_0 \mu_r$$

$$L (4\pi/l\mu_0) = \mu_r$$

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$$

$$L (4\pi / 4\pi \times 10^{-7}) = \mu_r$$

$$L (1/l \times 10^{-7}) = \mu_r$$

$$L (1 \times 10^7) / l = \mu_r$$

Para $l = 10\text{cm} = 1 \times 10^{-1}\text{m}$

$L (1 \times 10^7) / l = \mu_r$

$(L/l)G = \mu_r$

$G = 1 \times 10^7$

Magnitud	Símbolo	Nombre de la unidad	Relación con las unidades fundamentales
Inductancia	L	Henry (H)	mKgC^{-2}
Permeabilidad Magnética	μ	-----	$\text{m}^2\text{KgC}^{-2}$

$L (1 \times 10^8) = \mu_r$

$L [\text{mKgC}^{-2}] [\text{m}] * [\text{m}^{-2}(\text{Kg})^{-1}\text{C}^2] = 1$

$G = (1 \times 10^7) \text{H}^{-1}$