

00368

3

2ef

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO
FACULTAD DE CIENCIAS

MECANISMOS DINAMICOS DE MAGNETIZACION EN
MATERIALES AMORFOS FERROMAGNETICOS

T E S I S :

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:

MAESTRO EN FISICA DE MATERIALES

P R E S E N T A :

MIGUEL MONTEMAYOR REYNOSO

México, D.F.

Octubre de 1990

TESIS CON
FALSA FE CRIGEN



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis está 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.

INDICE

Pags.

Agradecimientos

RESUMEN

INDICE DE FIGURAS

INTRODUCCION

CAPITULO 1	Materiales Magnéticos	1
1.1	Características estructurales y magnéticas de los amorfos.	1
1.2	Características estructurales y magnéticas de los ferritas	5
CAPITULO 2	Mecanismos de magnetización	9
2.1	Modelo de paredes ancladas en policristalino.	11
CAPITULO 3	Mediciones de corriente alterna	22
3.1	Análisis preliminar circuitos equivalentes	25
3.2	Modelo teórico No. 1	26
3.3	Modelo teórico No. 2	28
3.4	Modelo teórico No. 3	30
CAPITULO 4	Separación de Mecanismos	33
4.1	Ferritas	33
4.2	Amorfos	42
CONCLUSIONES		54
REFERENCIAS		56
APENDICE A		
APENDICE B		

INDICE DE FIGURAS

CAPITULO 1

- Fig.1.1 Representación esquemática un arreglo amorfo. 2
- Fig.1.2 Posible caracterización de la secuencia de empaquetamiento en una ferrita hexagonal. Ej. $BaO \cdot Me_4 \cdot Fe_{18}O_{82}C_2$ 6
- Fig.1.3 Arreglo de cationes en sitios c.a. y d en cuatro octantes de la celda unitaria del granate. 6
- Fig.1.4 Celda unitaria de la estructura espinela. 7

CAPITULO 2

- Fig. 2.1 Abombamiento X de la paredde un dominio en un grano de diámetro D, como se propone en el modelo de globus. La pared está anclada al grano esférico. 12
- Fig.2.2 Para cada punto se muestra la forma de la pared del dominio y la posición dentro del grano esférico. 13
- Fig. 2.3 Cambio en el área de la pared del dominio. 16
- Fig.2.4 Predicción del ciclo de histéresis ferromagnético. 18
- Fig.2.5 Curva de magnetización (a) resultado experimental, Ref.13; (b) predicción por Globus; (c) predicción obtenida en la ref.16. 19
- Fig. 2.6 Ciclo de histéresis ferromagnético. (a)resultado experimental ref.13. (b) obtenido en la ref.16. El campo magnético como la magnetización están dados en unidades reducidas, éste es $h=H/H_c$ y $m=M/M_s$. 20

CAPITULO 3

Fig. 3.1a Una ferrita con forma de toroide.	24
Fig. 3.1b Una cinta magnetica enrollada toroidalmente con el embobinado de baja capacitancia.	24
Fig. 3.2 Circuito más simple para representar un mecanismo de magnetización en un material magnético.	26
Fig. 3.3(a) Gráfica de la ec. 3.4 de Y_r Vs Y_i .	27
Fig. 3.3(b) Y_r Vs $\text{Log} f$.	27
Fig. 3.3 Circuito eléctrico para simular dos mecanismos dinámicos de magnetización.	28
Fig. 3.4 Circuito eléctrico para simular dos mecanismos dinámicos de magnetización.	28
Fig. 3.5(a) Curva teórica de Y_i Vs Y_r hecha con el circuito de la fig. 3.4;	29
Fig. 3.5 (b) curva teórica de Y_i, Y_r Vs f .	29
Fig. 3.7(a) Curva teórica del comportamiento de Y_i Vs Y_r correspondiente al circuito de la fig. 3.6;	31
Fig. 3.7 (b) curva teórica del comportamiento de Y_i, Y_r Vs f , correspondiente al mismo circuito.	31
Fig. 3.8(a) Curva teórica del comportamiento de Z_i Vs Z_r correspondiente al circuito de la fig. 3.6;	32
Fig. 3.8(b) curva teórica del comportamiento de Z_i, Z_r Vs f , correspondiente al mismo circuito.	32

CAPITULO 4

Fig. 4.1 Permeabilidad de una ferrita hexagonal BaFe ₁₂ O ₁₉ .	34
Fig. 4.2 Plano de impedancias complejas para una ferrita	35
Fig. 4.3 Gráfica logarítmica de la parte real de la admitancia como una función de la frecuencia para una ferrita hexagonal BaFe ₁₂ O ₁₉ .	35
Fig. 4.4 Se gráfica Y _i Vs Y _r para una ferrita hexagonal.	36
Fig. 4.5 Gráfica de μ Vs f (permeabilidad Vs frecuencia) para una ferrita polidominio Zn. 64Ni. 36Fe ₂ O ₄ . (a) H > H _c , (b) H = H _c y (c) H < H _c .	38
Fig. 4.6 Gráfica de Y _r Vs f para una ferrita polidominio.	39
Fig. 4.7 Gráfica de Y _i Vs Y _r .	40
Fig. 4.8 Gráfica de Z _i Vs Z _r .	40
Fig. 4.9 Gráfica de μ Vs f para una cinta mag. Vitrovac 6205.	42
Fig. 4.10 Se gráfica Y _r Vs f para la cinta Vitrovac 6205.	42
Fig. 4.11. Gráfica de la admitancia imaginaria Vs admitancia real para una cinta amorfa Vitrovac 6025.	44
Fig. 4.12 Muestra el comportamiento de una cinta Metglas 2605-SC. se gráfica L Vs f. (a) con un campo magnético inferior al campo crítico; (b) apx. igual al campo crítico; (c) mayor a Cr	46
Fig. 4.13 Curvas de magnetización para campos bajos y altos.	47
Fig. 4.14(a) gráfica de Y _r Vs f cinta Metglas 2605-SC.	50
Fig. 4.14(b) gráfica de Z _r Vs f, cinta Metglas 2605-SC.	50
Fig. 4.15 Y _i Vs Y _r para una cinta de Metglas 2605-SC.	52
TABLA 1 Frecuencia, Impedancia, campo aplicado.	49

A continuación, fue un maestro el que pidió:
háblanos sobre la Enseñanza.

Y él dijo:

"Ningún hombre puede revelarnos cosa alguna
que no se halle ya medio adormecida
en el alba de vuestro conocimiento.

El maestro que camina a la sombra del templo,
entre sus discípulos, no os hace partícipes de su sabiduría
sino más bien de su fe y de su cariño.

Si es realmente sabio no os impedirá acceder
al hogar de su sabiduría, sino que os llevará
hasta el dintel de vuestra propia inteligencia.

El astrónomo puede hablaros de su conocimiento
del espacio, pero no podrá daros ese entendimiento suyo.

El músico podrá entonar junto a vosotros
el ritmo existente en todo el espacio,
pero lo que no podrá daros es el oído que capta ese ritmo
ni la voz que le hace eco.

Y aquel que está versado en la ciencia de los números,
podrá hablaros de las regiones, del peso y la medida,
pero no podrá llevaros hasta ellas.

Porque la visión de un hombre no presta sus alas
a ningún otro en el conocimiento de Dios,
así debe cada uno de vosotros estar solo en su conocimiento
de Dios

y en su interpretación de la tierra."

GIBRÁN JALIL GIBRÁN
(El profeta)

INTRODUCCION

Un estudio similar se inició para entender el comportamiento eléctrico de materiales ferroeléctricos, y recientemente se ha extendido el estudio a materiales ferromagnéticos, como ferritas y cintas magnéticas amorfas, para así, explicar su comportamiento magnético.

El proposito de este trabajo es conocer como funcionan los mecanismos dinámicos de magnetización en ferritas y cintas amorfas mediante espectroscopia de impedancias, esto es, cómo se comportan los dominios magnéticos en estos materiales, cuando están sujetos a un campo magnético variable en el tiempo e intensidad.

Esta técnica nos permite separar adecuadamente los mecanismos dinámicos presentes en el material a estudiar, lo que nos permite conocer las características magnéticas del material con el que trabajamos.

Así mismo, deseamos estudiar cada mecanismo que hace posible la existencia del fenómeno de histéresis magnética.

El contenido de este trabajo consta, así, en cuatro partes o capítulos, más conclusiones y referencias.

En el capítulo uno se ofrece una visión general de las características estructurales y magnéticas de cintas magnéticas amorfas y de las ferritas. Se mencionan también, algunas ventajas económicas en cuanto al uso de ellas se refiere, y se exponen algunas aplicaciones relevantes de estos materiales.

En el capítulo dos se describen algunos resultados de modelos magnéticos anteriores al modelo de paredes ancladas que se utiliza en este trabajo, por lo cual, ésta expuesto con más detalle en este capítulo.

En el capítulo tres mencionamos el equipo y la técnica utilizada, como también exponemos una analogía para simular el comportamiento magnético de estos materiales, con circuitos eléctricos simples.

Finalmente en el capítulo cuatro, se muestran los resultados obtenidos experimentalmente y sus interpretaciones.

Las unidades utilizadas son las siguientes: la impedancia en kilohms (KΩ), la admitancia en milimhos, la frecuencia en Hertz, la inductancia en milihenrios, el campo magnético en Oersted, la inducción magnética en Gauss, las demás cantidades, a no ser de que se especifique, están dadas al sistema MKS. En todas las graficas se obtiene los logaritmos en base diez.

CAPÍTULO 1

Dixeron que antiguamente
se fue la Verdad al cielo;
tal la pusieron los hombres,
que desde entonces no ha vuelto.

Lope de Vega

Características estructurales y magnéticas de los amorfos.

Los vidrios metálicos ("Metallic Glasses"), a los que principalmente se les conoce como aleaciones amorfas, no son recientes. Alrededor de 1845, se descubrió un método¹ con el que se obtuvo un depósito de níquel sobre un sustrato de hierro por descomposición de una solución de hiperfosfato de níquel.

De los detalles dados en este trabajo, muy probablemente el depósito metálico fue amorfo, pero no existe evidencia de esto ya que fue hecho 65 años antes del descubrimiento de la difracción por rayos X. Alrededor de 1945, se redescubrieron aleaciones de Ni-P obtenidas por electrólisis y se usaron industrialmente como recubrimiento de alta dureza y resistentes a la corrosión. Entonces la naturaleza amorfa de estas aleaciones se confirmó. En poco tiempo, los progresos

en la tecnología de películas delgadas condujo a la producción de películas amorfas de muchas aleaciones, y de metales puros, las cuales se obtuvieron por evaporación sobre un sustrato muy frío. En 1960 se publicó el primer trabajo sobre una aleación amorfa de Au-Si obtenida por enfriamiento rápido, y el interés en este campo, condujo a que el número de trabajos sobre el tema se incrementara exponencialmente¹.

Estos materiales se producen por aleaciones enfriadas muy rápidamente ("Quenching Liquid Alloys") enfriamientos del orden de 10^6 Grados/seg., de tal forma que pasan de un estado líquido a uno sólido, pero con una estructura de líquido subenfriado; sin pasar por un estado cristalino. Debido a esto, los vidrios metálicos no tienen características estructurales familiares a las metalúrgicas; sus estructuras son homogéneas, tanto macroscópica como microscópicamente, ver fig.1.1.

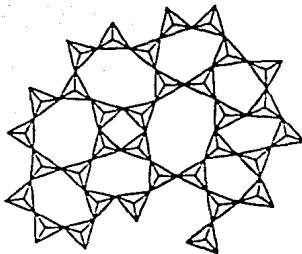


Fig.1.1 Representación esquemática del arreglo de SiO₄ tetrahédrico en un vidrio. En las aberturas irregulares relativamente grandes pueden acomodarse varios iones.

Los vidrios metálicos usualmente se producen en forma de cintas o alambres, los cuales pueden hacerse continuamente con velocidades del orden de 90 km/hr.

Debido a su alta tensión de ruptura, estos materiales pueden encontrar aplicaciones como elementos de refuerzo en sistemas compuestos.

La ausencia de cristalinidad en los vidrios metálicos ferromagnéticos se acompaña por la ausencia de la anisotropía magnetocristalina. Estos vidrios son fácilmente magnetizables y al mismo tiempo son mecánicamente más duros, que en su estructura usual, como aleación.

Los usos potenciales para muchos materiales están determinados generalmente por el factor económico. Frecuentemente, para obtener las mismas propiedades magnéticas de los vidrios metálicos, las aleaciones cristalinas deben contener más Ni o Co, que por ser elementos caros, resulta ventajoso económicamente para las aleaciones amorfas. El costo de producción requerido, para la fabricación de cintas amorfas con espesores del orden de 3×10^{-3} cm, es menor que el gasto para darle el mismo espesor a un material cristalino.

Una de las primeras aplicaciones de los vidrios amorfos debe ser a frecuencias altas (>400 Hz), donde las corrientes

de parásitas disminuyen con el uso de estas cintas amorfas delgadas, no sólo por su espesor sino también por sus propiedades eléctricas, ya que son menos conductores que los materiales cristalinos.

La estabilidad de las aleaciones amorfas es necesaria para aplicaciones en dispositivos de trabajo pesado y continuo. Los vidrios amorfos tienen temperaturas de recocido inferiores que las observadas para muestras policristalinas. A temperaturas tan bajas como 100°C, se tienen efectos notables en los materiales vitreos. Este tratamiento térmico puede cambiar las propiedades magnéticas en forma indeseable, debido a que una fase amorfa hecha por enfriamiento rápido es inestable.

Características estructurales y magnéticas de las ferritas.

La importancia técnica de las ferritas consiste principalmente en su alta resistividad $10^6 \Omega\text{-m}$ y en sus propiedades magnéticas^{2,7}. Para materiales metálicos ferromagnéticos, la resistividad no puede ser mayor que alrededor de $10^{-4} \Omega\text{-m}$. En materiales magnéticos, una baja resistividad implica un incremento en las corrientes parásitas, y da grandes pérdidas por disipación de calor.

Para obtener una alta resistividad junto con las propiedades magnéticas útiles y/o requeridas es necesario tener un gran conocimiento químico y de la tecnología de preparación de ferritas.

Las ferritas son muy estables al cambiar su temperatura ambiente varios grados.

Las tres principales clases de ferritas de acuerdo a su estructura son las espinelas, los granates y las hexagonales.

Las ferritas tipo hexagonal usualmente tienen una alta constante de anisotropía. Estas son útiles a muy altas frecuencias ($>100\text{MHz}$) donde todas las demás ferritas muestran altas pérdidas.

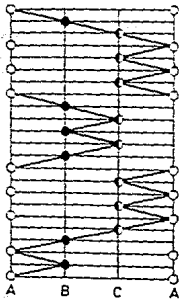


Fig.1.2 Posible caracterización de la secuencia de empaquetamiento en una ferrita hexagonal. Ejemplo de $\text{BaO} \cdot \text{Me}_2 \cdot 14 \text{Fe}_2 \text{O}_3 \cdot 2 \text{ZnO}$

Las ferritas tipo granate ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$), tienen una magnetización de saturación a temperatura ambiente de 1800 gauss o menor. Esta es relativamente pequeña comparada con los valores de 4000 a 5000 gauss obtenidas con ferritas espinelas, ver fig.1.3.

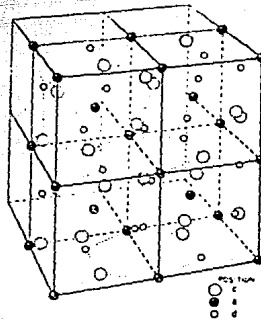


Fig.1.3 Arreglo de cationes en sitios c.a. y d en cuatro octantes de la celda unitaria del granate.

El costo de los granates es mucho mayor que el de las espinelas porque contienen Itrio y elementos de tierras raras. Como consecuencia en altas frecuencias, mayores a 1MHz, se usan regularmente las ferritas espinelas, lo mismo

que para aplicaciones a bajas frecuencias por abajo de 1MHz. Es más fácil obtener una baja anisotropía, y consecuentemente una alta permeabilidad con espinelas que con granates. En consecuencia en las frecuencias hasta 100MHz las espinelas son muy usadas. Arriba de 100MHz en muchos casos sólo las ferritas hexagonales pueden ser usadas.

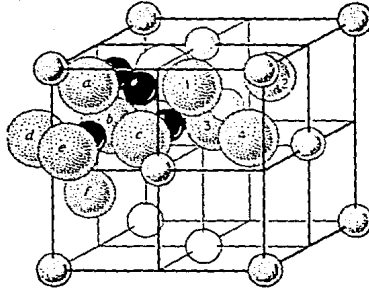


Fig. 1.4 La celda unitaria de la estructura espinela. Los aniones de oxígeno se muestran como esferas grandes. Las esferas pequeñas ligeramente sombreadas son cationes de metal en sitios tetrahédricos, uno de los cuales se muestra rodeado por cuatro iones de oxígeno numerados. Los iones de oxígeno letrados rodean a un ion metálico (negro) sobre un sitio octaédrico. Los iones han sido dibujados sólo en dos de los ocho octantes de la celda unidad.

En las aplicaciones de rf (radio frecuencia) la propiedad más importante, es la permeabilidad. El requerimiento primario es que el material tenga la más alta permeabilidad posible, junto con las menores pérdidas en el intervalo de frecuencias de interés.

Los materiales ferrimagnéticos para rf pueden usarse en las siguientes aplicaciones:

1.-Las ferritas que tienen aplicación en frecuencias inferiores a 1MHz, como núcleos para transformadores y para bobinas en circuitos de filtros electrónicos.

2.-Como núcleos para bobinas, transformadores y antenas que son usadas en radios y televisores.

3.-Las ferritas también son usadas en equipos de sintonía de circuitos osciladores de rf. En aceleradores de protones de alta energía.

4.-Como elementos de circuitos no lineales. Como amplificadores magneticos basados en que la inducción es una función no lineal de la amplitud del campo. Ferritas que producen ciclos de histéresis cuadrados.

5.-Muchas otras aplicaciones muy importantes como lo son; en transductores ultrasonicos, cabezas de grabación y dispositivos magneticos para almacenar información analítica o digital.

CAPÍTULO 2

La única manera de librarse del dolor
de perder las ilusiones es no tenerlas.

CHARLES MARRIOTT

Mecanismos de magnetización

Los modelos existentes para explicar los mecanismos de magnetización en materiales cristalinos^{4,5} no eran suficientes para entender el comportamiento en ferritas policristalinas. Shoenk⁶ propuso un modelo para la permeabilidad del mecanismo rotacional μ_{rot} .¹

$$(\mu-1)_{rot} = \frac{4\pi Ms}{Ha}$$

¹ El aumento de la magnetización se debe a que el campo externo produce una pequeña rotación en los momentos magnéticos de los dominios, tendiendo a orientarlos en dirección del campo aplicado.

donde M_s es la magnetización de saturación y H_a el campo de anisotropía. De la expresión para la permeabilidad rotacional en ferritas se ve que el mecanismo rotacional es controlado principalmente por el campo de anisotropía, el cual puede ser muy alto en ferritas.

La permeabilidad μ_v correspondiente a el mecanismo de desplazamiento de las paredes magneticas, es decir, a el mecanismo irreversible; ha sido estudiado por Smit y Wijn⁷. encontraron que esta permeabilidad esta dada de la siguiente manera.

$$\mu_v \cong 4 \frac{M_s^2 D^2}{\gamma d}$$

donde M_s es la magnetización de saturación, D es la longitud de la pared, γ es la energía de la pared y d es el ancho del dominio.

J. Verweel⁸ realizó un tratamiento similar encontrando una expresión para la permeabilidad inicial, es decir, para el mecanismo reversible de magnetización;

$$\mu \cong \frac{4M_s^2 \cos^2 \theta}{kL}$$

donde k es el parámetro de rigidez del dominio, L es el ancho del dominio, θ es el ángulo entre el vector de magnetización y el campo aplicado. Aquí, la permeabilidad

inicial experimental muestra un amplio intervalo de variación y no puede ser atribuido al parámetro de rigidez, o a la anchura del dominio.

En las muestras policristalinas, los valores medidos de la permeabilidad no están muy relacionados con estos modelos.

1.- Modelo de paredes ancladas en policristalinos.

Globus^{10,11} estudió el caso específico en ferritas policristalinas y propuso un modelo para la permeabilidad.

En este modelo el grano se supone que tiene forma esférica y es dividido por una pared diametral en dos dominios semiesféricos. Esta pared de Bloch está anclada en las fronteras de grano y el efecto de un pequeño campo aplicado produce un efecto de "arco esférico" sobre la pared. Este comportamiento de la pared, parecido a una membrana, tiene un carácter reversible, ver fig 2.1.

Globus calculó¹¹ la deformación de la pared X para condiciones de energía mínimas, y despreciando el término de segundo orden, calculó la permeabilidad inicial como

$$(\mu-1) = \frac{3\pi M^2 D}{4\gamma}$$

donde γ es la energía de la pared y D es el diámetro medio del grano.

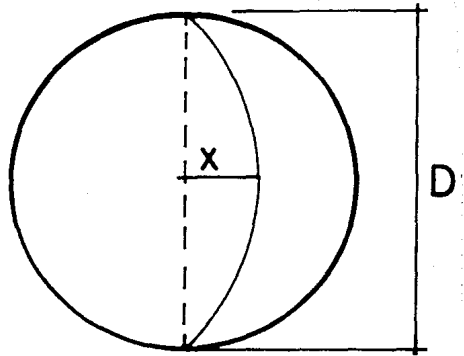


Fig. 2.1 Abombamiento X de la pared de un dominio en un grano de diámetro D , como se propone en el modelo de Globus. La pared está anclada a el grano esférico.

A temperatura constante, esta relación predice un comportamiento lineal de $(\mu-1)$ Vs D , para ferritas que tienen la misma composición.

En este modelo existe un parámetro de "fricción" f , que es una fuerza por unidad de longitud, que permite el fenómeno de anclaje de las paredes de los dominios sobre las fronteras de grano.

Este término representa la oposición al paso de las paredes a través de los defectos de la red, y puede relacionarse con el área de las paredes de los dominios, que puede ser creada o destruida durante su desplazamiento. El

origen de f está estrechamente relacionado con γ . La relación f/γ es una constante, independiente de la temperatura para YIG y ferritas Ni-Zn.

El modelo de Globus, para el caso de ferritas policristalinas, ha sido extendido al intervalo irreversible¹⁸. Se muestra esquemáticamente en la fig. 2.2.

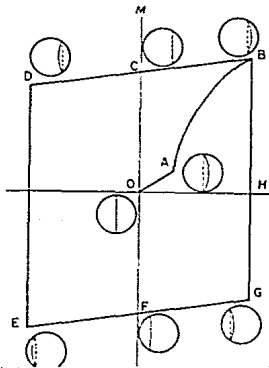


Fig.2.2 Para cada punto se muestra la forma de la pared del dominio y la posición dentro del grano esférico.

Comenzamos del estado desmagnetizado en el punto O, con un campo magnético igual a cero.

La pared del dominio está anclada a la frontera del grano y tiene forma plana. Aplicando un pequeño campo magnético externo se abomba la pared llevándola por la parte reversible de la curva de magnetización y este, es el principal mecanismo para la permeabilidad inicial.

Si el campo magnético externo aumenta, existe un valor bien definido para el campo, llamado campo crítico, para el cual ocurre el desanclaje de la pared. Considerando que el

campo magnético produce una presión magnética (campo externo sobre la superficie de la pared del dominio), y que la red opone una fuerza en contra de esta presión, debido al anclaje; Globus¹⁹ llega a una expresión simple,

$$H_{cr} = \frac{2f}{MsD} \quad (2.1) ,$$

la cual relaciona al campo crítico con la fricción (f), (fuerza por unidad de longitud, de la pared del dominio anclada).

Una vez que la pared del dominio ha sido desanclada, se desplaza hasta una nueva posición dentro del grano que depende del valor del campo aplicado, el cual llega a un equilibrio entre la presión magnética y el término de la fricción (perímetro de la pared del dominio anclado a la frontera del grano). La trayectoria \overline{OAB} es la curva de magnetización.

Ahora si el campo aplicado es eliminado, la pared del dominio recobra su forma plana, pero permanece anclada en esta nueva posición, quedando el material con una magnetización neta diferente de cero, esta es la magnetización remanente.

La sección \overline{BC} tiene una pequeña pendiente la cual se debe a que la pared recupera su forma plana. Aplicando un

campo magnético en dirección opuesta, al principio, la pared del dominio es abombada en la dirección impuesta por el campo, cuando se llega al campo crítico, en esta posición la pared se desancla y se desplaza hacia el centro del grano.

La pared no es anclada durante este movimiento, porque, para cualquier posición cercana al centro, el campo crítico es menor que el campo aplicado, ya que, el campo crítico está relacionado al perímetro de la pared, $H_{cr} \propto 1/D$. La sección \overline{DE} es entonces un cambio abrupto de una posición en equilibrio a una nueva posición.

Para completar el ciclo de histéresis, si se disminuye el campo aplicado, la sección \overline{EF} es simétrica a \overline{BC} y la parte inversa (sección \overline{FGB} es simétrica a \overline{CDE}).

Usando estas ideas Escobar, Valenzuela y Magaña¹⁶ extendieron el modelo de Globus, para predecir un ciclo de histéresis ferromagnético. Ellos partieron del hecho de que pueden obtener la forma de equilibrio de la pared minimizando los cambios de la energía total en el grano. La energía en el grano consta de dos términos en este trabajo, uno el cambio en energía volumétrica y el otro el cambio en la energía superficial, llegando a una ecuación para el abombamiento de la membrana o pared de Bloch de nuestro grano esférico. En función de variables que se pueden conocer, la ecuación en términos de variables reducidas es,

$$\lambda = (1/2\eta h) [1 - \sqrt{1 - 4\eta^2 (0.25 - \zeta^2) h^2}] \quad (2.2)$$

donde $\lambda = x'/d$, $\eta = f/\gamma$, $\zeta = z/D$ y $h = H/H_{cr}$, ver fig. 2.3.

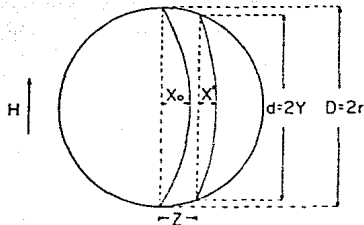


Fig. 2.3 cambio en el área de la pared del dominio.

A partir de esta ecuación, se puede encontrar la fórmula que usó Globus, para encontrar el campo crítico en este modelo,¹⁶ las consideraciones que se piden a esto son: antes de que la pared comience a desplazarse $\zeta=0$, $h=1$ para saber cuál es el campo crítico y para η pequeños tenemos,

$$\lambda_{ocr} = (1/4)\eta \quad (2.3).$$

En este mismo trabajo, también obtienen una expresión para la magnetización reducida (m) en la parte reversible, que es la parte inicial de la curva de magnetización, esto es,

$$m = \frac{M}{M_s} = 2\lambda(300.25 - \zeta^2) + \lambda^2 \quad (2.4).$$

Para encontrar el valor del campo magnético crítico, o sea el campo magnético necesario para desplazar la pared del dominio magnético, también lo hacen considerando los cambios de energía total (ΔE_T), sólo que ahora, son con respecto al desplazamiento de la pared. ésto es,

$$F_T = - \frac{d(\Delta E_T)}{dz} \quad (2.5) ,$$

donde $F_T = F_{vol} + F_{sup}$.

Encontraron una expresión de la forma,

$$F_T(H, z) = 2\pi(\gamma^2 - z^2)^{1/2} f,$$

a partir de esto, pudieron encontrar una expresión para la magnetización en la parte irreversible, usando variables reducidas nuevamente, tenemos

$$m(\zeta) = 2\lambda[3(0.25 - \zeta^2) + \lambda^2] + 3\zeta - 4\zeta^3 \quad (2.6) ,$$

fácilmente se observa, que se reduce a la ecuación (2.4), con $\zeta=0$, y $\lambda=\lambda_{cr}$, como debe ser; observemos la fig 2.4.

Encontraron en su trabajo¹⁶, que la primera parte \overline{OA} de la curva de magnetización, dada en la ecuación 2.4, con $\lambda=0$, muestra un comportamiento prácticamente lineal de la magnetización con el campo aplicado.

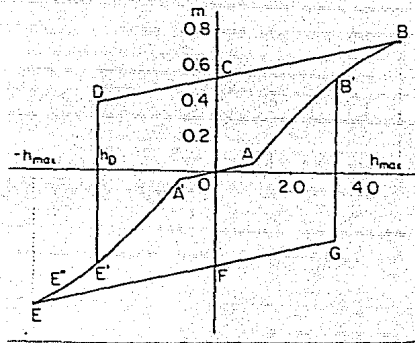


Fig. 2.4 Predicción típica del ciclo de histéresis ferromagnético¹⁶.

El valor máximo para la magnetización reversible ocurre en el campo crítico, en el punto A y se obtiene también de la ecuación (2.4) con $\zeta=0$ y λ_c . La parte no reversible de la magnetización (sección AB), está dada en la ecuación (2.6).

La curva OA'E'E se obtiene cuando se aplica un campo magnético en la dirección opuesta. Las curvas OA'E'E y OAB'B son simétricas con respecto al origen.

El punto A' es el equivalente al punto A y el punto E es el equivalente al B. La porción BC del ciclo de histéresis, se obtiene de la ecuación (2.6) con $\zeta=\zeta_{max}$ (una constante) y con h aproximándose a cero.

El valor de la magnetización en el punto C (magnetización remanente) está dada en la ecuación (2.6) cuando $\lambda \rightarrow 0$ y $h \rightarrow 0$, esto es, la pared regresa a ser plana,

pero con $\zeta \neq 0$, el valor CD está dado por la ecuación (2.6), pero con una λ negativa.

En el punto D, la pared está anclada en ζ_{\max} , y si seguimos aplicando un campo $h > h_D$ (h_D corresponde al valor del campo coercitivo), la pared se desancla y se desplaza al extremo opuesto del grano, y llega a una nueva posición de equilibrio, esta es E'. Si continuamos aumentando la amplitud del campo magnético, la nueva posición de equilibrio, debe coincidir con la intersección de la línea vertical DE', correspondiendo al campo aplicado y a la curva de magnetización OA'E'E. Si aplicamos $-h_{\max}$ llegamos al punto E, con una magnetización obtenida por el negativo de la magnetización dada en el punto B, y el valor de ζ es $-\zeta_{\max}$.

La descripción del resto de la curva de histéresis, es una repetición de los pasos anteriores, ya que la parte EFGB'B es simétrica respecto a BCDE'E, pero con $h < 0$.

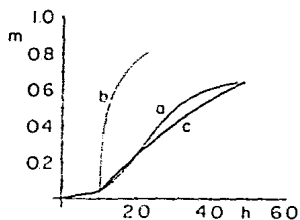


Fig. 2.5 Curva de magnetización (a) resultado experimental, Ref. 19; (b) predicción por globos; (c) predicción obtenida en la ref. 16.

En la Fig.2.5 se comparan los resultados del trabajo de Escobar¹⁶ et.al., con los resultados experimentales del YIG¹⁹, los cuales son bien conocidos como ferrimagnetos.

Se puede observar que la curva de magnetización calculada por Escobar¹⁶ et. al.(curva c) se aproxima más a la curva experimental del YIG (curva a) que la curva obtenida de las ecuaciones de Globus¹³ (curva b). Esto es debido a que Escobar trabaja con energías magnéticas, además de considerar ecuaciones mas generales en la predicción de este tipo de curvas.

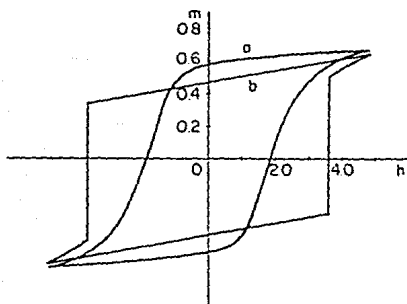


Fig. 2.6 Ciclo de histéresis ferromagnético. (a) resultado experimental ref. 13. (b) obtenido en la ref. 16. El campo magnético como la magnetización están dados en unidades reducidas, ésto es $h=H/H_0$ y $m=M/M_s$.

En la fig.2.6 se compara el ciclo de histéresis teórico obtenido en trabajo de Escobar et.al. (curva b) y el resultado experimental para el YIG¹⁶ (curva a).

La diferencia entre las curvas teórica y experimental, obedece a que en el cálculo teórico, se considera sólo un tamaño de grano y en realidad, la muestra policristalina tiene una distribución de tamaños de grano.² Y hay que recordar que campo crítico depende del inverso del tamaño de grano; es decir, para los granos grandes el proceso de la magnetización se inicia antes que para los pequeños, debido a que en éstos, se necesita un mayor campo magnético para poder desanclar las paredes. Además, la distribución del tamaño de grano influye en la pendiente del ciclo de histéresis magnético¹⁸.

² Los diferentes tamaños se producen en los procesos de sinterizado durante la fabricación de la muestra.

CAPÍTULO 3

Ne diga "he hallado la verdad", sino "he hallado una verdad".

KHLIL GIBRAN

Mediciones de corriente alterna

Las mediciones experimentales se llevaron a cabo con un analizador de impedancias Hewlett Packard HP4192A, sobre un intervalo de frecuencias de 5Hz - 13MHz, y un intervalo de voltajes de 0.005V - 1.1Volts, el cual estuvo controlado por una microcomputadora Hewlett Packard HP65 y sus periféricos correspondientes^a.

^a * ver apéndice A.

El programa que recolecta los datos del analizador de impedancias fue realizado en el IIM, el cual consiste en una serie de subrutinas que ordenan al analizador fijarse a un voltaje previamente dado y a una frecuencia determinada, que podemos cambiar a nuestro gusto. El mismo programa toma 94 lecturas, de todos los parámetros que el aparato puede medir a 94 frecuencias diferentes, estos valores son almacenados en un disco de 3 1/2".

Después es posible, si se desea, recolectar estos mismos valores ya sea en un listado, o bien en una gráfica o en la pantalla de la computadora, el programa está diseñado de tal forma que puede hacer diez mediciones en los mismos valores de voltaje y frecuencia y promediarlos, guardando en el disco los valores promedio. Al programa se le pueden modificar los parámetros de voltaje o frecuencia de acuerdo a cada una de las necesidades del usuario, lo que facilita su manejo y un ahorro de tiempo considerable.

Por otro lado, para calcular el campo aplicado y la magnetización, es necesario tomar en cuenta el número de vueltas que se enrollan en el toroide, el voltaje que se le aplica a la bobina enrollada en el toroide, la forma del embobinado, el tamaño de la muestra; en fin una serie de parámetros muy importantes, todos ellos útiles para facilitar la interpretación de los resultados.

Las muestras de ferritas y de cintas amorfas son comerciales y se les dió la forma de toroides, porque de esta manera el campo magnético no escapa de la muestra, es decir, es un circuito magnético cerrado, ver Fig. 3.1a.

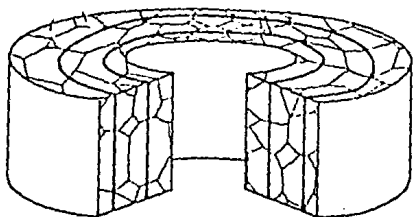


Fig.3.1a Una ferrita con forma de toroide.

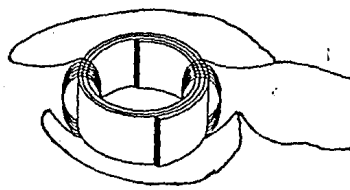


Fig.3.1b Una cinta magnética enrollada toroidalmente con el embobinado de baja capacitancia

Para que la bobina presentara baja impedancia, se enrolló como lo muestra la fig.3.1b.

Se comentó anteriormente, que el número de vueltas de esta bobina (ND), está relacionado con la magnitud del campo magnético (HD) que se desea inducir al toroide, por la ecuación:

$$2\pi r_m H = NI,$$

donde I es la intensidad de corriente en el alambre de la bobina y r_m es el radio medio del toroide.

Para conocer el valor del campo crítico se utilizó un histeresiscópio, diseñado y construido en el IIM, con este mismo aparato obtuvimos las curvas de magnetización presentadas aquí, también es posible ver las curvas de histeresis en un osciloscopio.

Análisis Preliminar

Circuitos equivalentes.

El propósito de este punto es mostrar cómo se pueden simular los resultados obtenidos experimentalmente en las mediciones de impedancias, admitancias, inductancias en fin de todas las características eléctricas en una muestra ferro(ferri)magnética, con circuitos eléctricos. Esto se ha realizado con mucho éxito en experimentos con materiales ferroelectricos y hasta ahora se comienza a explorar el campo para materiales ferromagnéticos con buenos resultados.

Otros investigadores han hecho mediciones en función de la frecuencia, pero:

- 1) No varían el campo aplicado: este es menor que el H_{cr} .
- 2) No analizan con impedancia compleja.

Aquí desarrollamos las ecuaciones principales para mostrar el comportamiento de circuitos eléctricos en función de la frecuencia, comenzamos por los circuitos más simples RL, para terminar con los más complicados. Exponemos principalmente el comportamiento de la impedancia real e imaginaria con la frecuencia.

MODELO TEORICO No 1.

El circuito eléctrico más simple capaz de simular el comportamiento eléctrico en estos materiales. Consta de una resistencia R y una inductancia L en serie, su simbolo es;

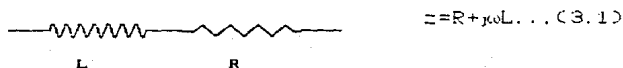


Fig.3.2 Circuito más simple para representar un mecanismo de magnetización en un material magnético.

donde z es la impedancia total, ω es la frecuencia de la corriente alterna aplicada a el circuito. j es la unidad imaginaria $j = \sqrt{-1}$.

$$Y = \frac{1}{Z} = \frac{R}{R^2 + \omega^2 L^2} - j \frac{\omega L}{R^2 + \omega^2 L^2} = Y_r + jY_i \quad (3.2)$$

$$Y_r = \frac{R}{R^2 + \omega^2 L^2} \quad (3.2a)$$

$$Y_i = - \frac{\omega L}{R^2 + \omega^2 L^2} \quad (3.2b)$$

Donde Y_r es la admitancia real, y Y_i es la admitancia imaginaria ver fig.3.3b; si elevamos al cuadrado Y_r y Y_i , y sumamos término a término, obtenemos

$$Y_r^2 + Y_i^2 = \frac{1}{R^2 + \omega^2 L^2} \quad (3.3)$$

ahora, de la ecuación 3.2a. despejamos $\omega^2 L^2$ y sustituimos en la ecuación 3.3; y después completando el cuadrado, se obtiene:

$$\left(Y_r - \frac{1}{2R}\right)^2 + Y_i^2 = \left(\frac{1}{2R}\right)^2 \quad (3.4)$$

ésta es la ecuación de un círculo, con centro en $Y_r = \frac{1}{2R}$ y radio $\frac{1}{2R}$; la cual comparamos más adelante con el resultado experimental de una ferrita y observamos que también de esta manera se comportan en ciertas circunstancias algunos amorfos.

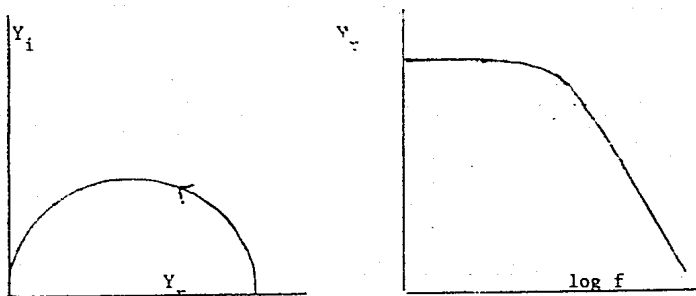


Fig. 3.3 (a) Gráfica de la ec. 3.4 de Y_r Vs Y_i . (b) Y_r Vs $\log f$.

MODELO TEORICO No 2

Aumentando el orden de complejidad, consideremos el circuito representado en la fig. 3.4,



Fig 3.4 Circuito eléctrico para simular dos mecanismos dinámicos de magnetización.

La impedancia total está dada por la siguiente ecuación,

$$Z = R + \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{j\omega L} \right)^{-1} \quad (3.5).$$

haciendo algunas manipulaciones propias de variable compleja se puede llegar a otra expresión para la impedancia, que es:

$$Z = R + \frac{R_1 \omega^2 L^2}{R_1^2 + \omega^2 L^2} + j \frac{R_1^2 \omega L}{R_1^2 + \omega^2 L^2} \quad (3.6).$$

Por otro lado, se puede calcular fácilmente una expresión similar para la admitancia total, separando su parte real e imaginaria, tendremos

$$Y_r = \frac{R R_1^2 + (R + R_1) \omega^2 L^2}{R^2 R_1^2 + (R + R_1)^2 \omega^2 L^2} \quad (3.7a),$$

$$Y_i = - \frac{R_1^2 \omega L}{R^2 R_1^2 + (R + R_1)^2 \omega^2 L^2} \quad (3.7b).$$

Del mismo modo que en el circuito anterior, se elevan al cuadrado las partes real e imaginaria de la impedancia y se completa al cuadrado, obtenemos

$$\left[Y_r - \frac{(2R+R_1)}{2R(R+R_1)} \right]^2 + Y_i^2 = \left[\frac{R_1}{2R(R+R_1)} \right]^2 \quad (3.8),$$

que es la ecuación de un círculo, con centro en $Y_r = \frac{2R + R_1}{2R(R+R_1)}$

y radio, $\frac{R_1}{2R(R + R_1)}$, si obtenemos los puntos en los que el círculo corta a el eje real encontramos que $X_1 = \frac{1}{R_1 + R}$ y que $X_2 = \frac{1}{R}$, es un círculo que no cruza por el origen de coordenadas, ver fig. 3.5.

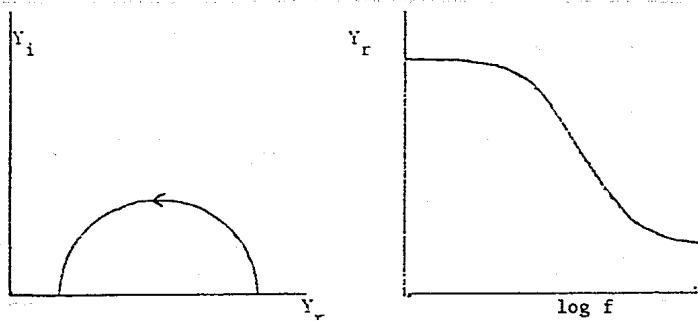


Fig.3.5 (a)Curva teórica de Y_i Vs Y_r hecha con el circuito de la fig. 3.4;(b)curva teórica de Y_i, Y_r Vs f .

El tipo de gráfica de la fig.3.5a, no surge de ninguna medición, ya que es imposible separar los mecanismos de magnetización en un material amorfo; pero esta curva, y la

curva de la fig. 3.3a, aparecen experimentalmente, reunidas en un mismo experimento, cuya gráfica se discute más adelante. Debido a que el análisis es un poco complicado, se explica con la ayuda del siguiente circuito, ver fig. 3.6.

MODELO TEORICO No 3

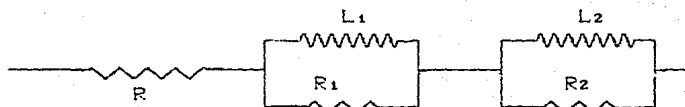


Fig. 3.6 Circuito eléctrico para simular tres mecanismos de magnetización.

Como se observa, este circuito es más complicado que los anteriores su tratamiento analítico es muy laborioso. Su impedancia total es,

$$Z = R + \left[\frac{1}{R_1 + j\omega L_1} \right]^{-1} + \left[\frac{1}{R_2 + j\omega L_2} \right]^{-1} \quad (3.9).$$

separando en sus partes real e imaginaria, tenemos,

$$Z_r = \frac{\omega^4 L_1^2 L_2^2 (R + R_1 + R_2) + \omega^2 [R_2 L_1^2 (R + R_1) + R_1 L_2^2 (R + R_2)] + R R_1 R_2}{\omega^4 L_1 L_2 + \omega^2 [L_1 R_2^2 + L_2 R_1^2] + R_1 R_2} \quad (3.10),$$

$$Z_i = \frac{\omega^3 L_1 L_2 C R_1^2 L_2 + R_2^2 L_1 + \omega R_1^2 R_2 (L_1 + L_2)}{\omega^4 L_1 L_2 + \omega^2 [L_1 R_2^2 + L_2 R_1^2] + R_1 R_2} \quad (3.11).$$

El cálculo resulta muy laborioso, para efectuarlo aquí, por lo que se usó un programa para simular el circuito de la fig. 3.6 en una computadora, los resultados coincidieron con los experimentos realizados.

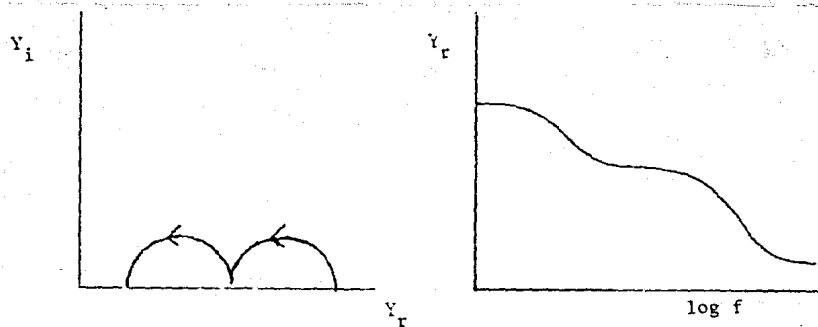


Fig. 3.7(a) Curva teórica del comportamiento de Y_i Vs Y_r correspondiente al circuito de la fig. 3.6; (b) curva teórica del comportamiento de Y_i , Y_r Vs f , correspondiente al mismo circuito.

El comportamiento de Z_r Vs. Z_i y el de Z_r, Z_i Vs. f ; según las ecuaciones 3.10 y 3.11 que corresponden al circuito de la fig. 3.6 se presentan en las gráficas de la fig. 3.8a. y b, respectivamente.

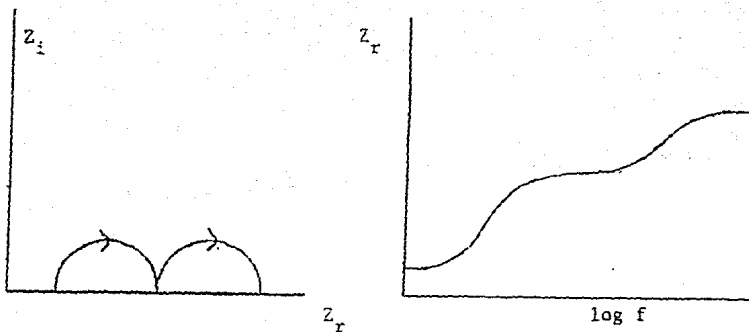


Fig. 3.8(a) Curva teórica del comportamiento de Z_i Vs Z_r correspondiente al circuito de la fig. 3.6; b) curva teórica del comportamiento de Z_r Vs f , correspondiente al mismo circuito.

En esta locura hay un método.

W.S.

1.-Separación de Mecanismos

Ferritas

Para entender el comportamiento de los material magnéticos, en presencia de un campo magnético de intensidad y frecuencia variables, y la relación de este con los mecanismos dinámicos de magnetización que se presentan; hemos elegido una muestra de ferrita hexagonal comercial ($\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$). En este material el tamaño de los granos es tan pequeño, que se tienen granos monodominio; es decir, nos aseguramos de que sólo exista un mecanismo de magnetización, el de rotación de espin, el cual es el más simple posible.

Como lo notamos anteriormente, en este mecanismo, el aumento en la magnetización se debe, a que el campo externo produce una pequeña rotación en los espines de los electrones que contribuyen a la magnetización, que tiende a orientarlos en dirección del campo. Además se debe observar un comportamiento constante de la permeabilidad y de la inductancia a frecuencias inferiores a la de resonancia natural de estos momentos magnéticos.

Lo anterior se observa en la fig.4.1 y se simula con un circuito eléctrico simple, colocando una inductancia L con una resistencia R en serie, ver fig 3.2. De este circuito se puede obtener la ecuación (3.1). También se puede graficar Z_i Vs. Z_r (impedancia imaginaria Vs impedancia real) para esta ecuación, que coincide con el resultado experimental mostrado en la fig.4.2.

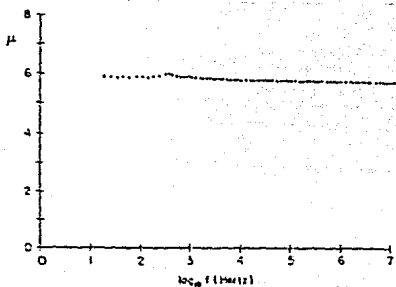


Fig.4.1 Permeabilidad de una ferrita hexagonal $BaFe_{12}O_{19}$.

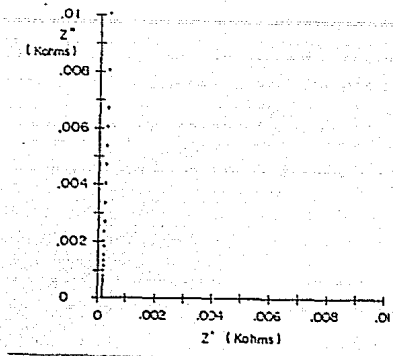


Fig 4.2 Plano de impedancias complejas para una ferrita hexagonal.

Si revisamos la fig.3.3b que muestra el comportamiento de la impedancia real vs. la frecuencia para el modelo teórico No. 1 y la comparamos con la gráfica experimental de la fig.4.3. podemos concluir que el circuito eléctrico (fig.3.1) reproduce el mecanismo rotacional presente en la ferrita hexagonal.

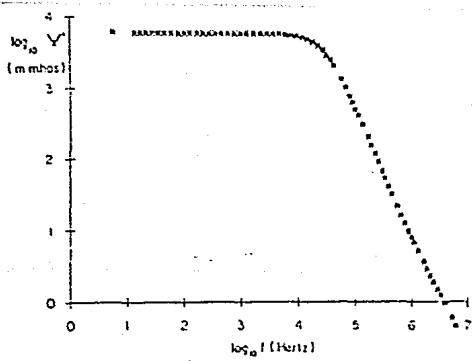


Fig. 4.3 gráfica logarítmica de la parte real de la admitancia como una función de la frecuencia para una ferrita hexagonal BaFe₁₂O₁₉.

De la gráfica de Y_r Vs f (admitancia real Vs frecuencia) observamos que el mecanismo de rotación es el único presente en esta ferrita, ya que sólo encontramos una meseta y una dispersión¹ en la fig.4.3.

También observamos el fenómeno de relajación presente en esta gráfica, ya que la admitancia real es inversamente proporcional a ω^2 (la frecuencia al cuadrado), y que la pendiente de la gráfica es -2, esto coincide con la ecuación 3.2a.

La próxima gráfica que mostraremos, en la fig 4.4 corresponde a Y_i Vs Y_r la cual muestra un semicírculo sobre el eje de la admitancia real con centro en $1/2R$, y un radio de $1/2R$, por lo que tiende al origen, la ecuación correspondiente es la 3.4 que ya fue deducida.

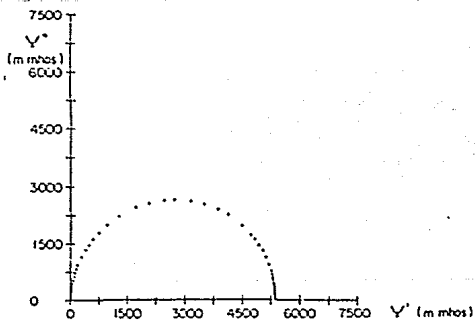


Fig.4.4 Se gráfica Y_i Vs Y_r para una ferrita hexagonal.

¹ Le llamamos dispersión, al cambio de absorción magnética por algún mecanismo de magnetización; que puede ser, por un relajamiento, una resonancia, etc.

En las siguientes gráficas, presentaremos el comportamiento de una ferrita polidominio ($Zn_{0.6}Ni_{0.36}Fe_2O_4$), en la cual está presente el mecanismo de abombamiento de las paredes magnéticas, que es un mecanismo reversible; también el mecanismo de desplazamiento de las paredes que es irreversible y el mecanismo rotacional.

El mecanismo reversible de la pared de Bloch, aparece para campos magnéticos por debajo del campo crítico, como se explica en el capítulo dos, y lo podemos ver en la fig.2.1, o bien en la ecuación 2.4.

En la fig.4.5 se grafican μ Vs Log f (permeabilidad Vs frecuencia) y se observa cómo se separan los mecanismos en la ferrita polidominio. Las diferentes curvas corresponden a distintos niveles de campos aplicados, en la curva a) el campo aplicado es menor o igual al campo crítico, en la curva b) el campo aplicado es mayor que el campo crítico y en la curva c) el campo aplicado es varias veces mayor que la magnitud del campo crítico; Observemos que en las curvas b) y c), aparece el fenómeno de histéresis, es decir, se hace presente el mecanismo irreversible para frecuencias menores a 10KHz, esto debido a que el desplazamiento de las paredes de los dominios puede alcanzar la velocidad que el campo le impone, después de 10KHz desaparece el mecanismo irreversible por no alcanzar la velocidad del campo.

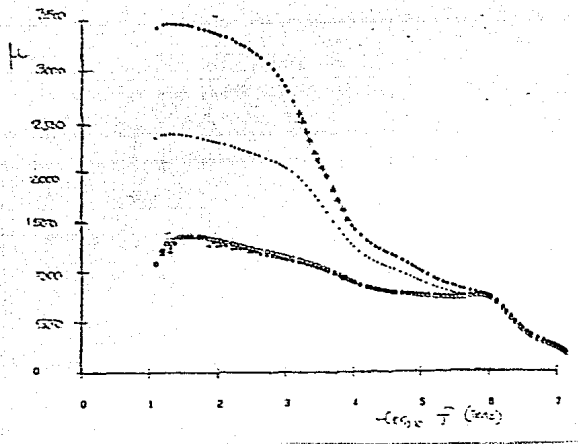


Fig.4.5 Gráfica de μ Vs f (permeabilidad Vs frecuencia) para una ferrita polidominio Zn, 64Ni, 36Fe₂O₄. (a) $H \gg H_c$, (b) $H \approx H_c$ y (c) $H < H_c$.

El mecanismo de magnetización reversible aparece en la región de altas frecuencias, de 10KHz a 1MHz, en todas las curvas de la fig.4.5. La disminución en el valor de la permeabilidad a partir de $f \approx 10^6$, indica que el mecanismo reversible (abombamiento de las paredes) dejó de seguir al campo aplicado, ya que el cambio en dirección del campo es demasiado rápido, para que la superficie de la pared pueda responder a esa velocidad, por ésto, permanece solamente el mecanismo de rotación a frecuencias superiores a 10^6 , que en esta muestra no es posible observarlo debido al equipo.

La gráfica experimental de Y_r Vs f para la ferrita polidominio; que está en la fig. 4.6, la comparamos con los resultados teóricos del modelo No. 2², vistos en el capítulo tres, ver fig. 3.5b, que utilizamos para representar el mecanismo reversible y la transición al rotacional, éstas tienen las mismas características.

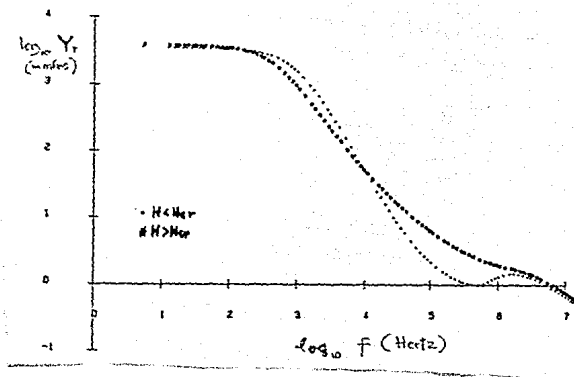


Fig. 4.6 gráfica de Y_r Vs f para una ferrita polidominio.

Observando la gráfica de la fig. 4.6 y comparando con el modelo teórico, ec. 3.7a, las gráficas coinciden, ya que en la curva experimental la admitancia presenta dos mesetas, como fue predicho por el modelo¹⁸, ver fig. 3.5b.

La resistencia R_1 en la fig. 3.4, se agregó¹⁷ ya que, a bajas frecuencias el relajamiento ocurre en fase con el campo magnético de CA (corriente alterna), pero cuando se incrementa la frecuencia, los desplazamientos de las paredes de los dominios son incapaces de seguir en fase con el campo magnético aplicada y se incrementa la diferencia de fase con el campo, aumentando las pérdidas de energía.

Una consecuencia de colocar R_1 en paralelo con la inductancia L , es que a altas frecuencias, la resistencia aparente de la bobina, que está dada por la parte real de la impedancia Z_r , ver ec. 3.6; aumenta con la frecuencia, en lugar de permanecer constante como en el modelo No. 1.

Otra gráfica importante, es la de Y_i Vs Y_r en la que se observan dos semicírculos, ver fig.4.7, uno correspondiente a un campo aplicado pequeño, el de la curva superior, y el otro que corresponde a un campo aplicado alto, el de la curva inferior, que tiene sus centros en la misma recta, paralela al eje Y_i , los cuales corresponden en buena aproximación con las ecuaciones 3.7 a) y b) del segundo modelo.

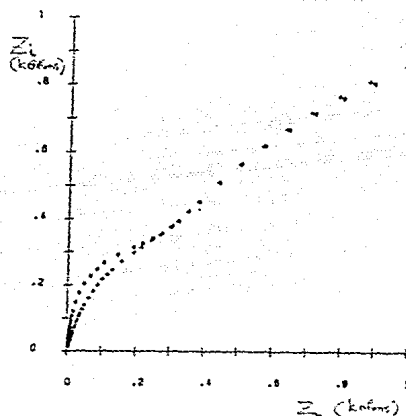
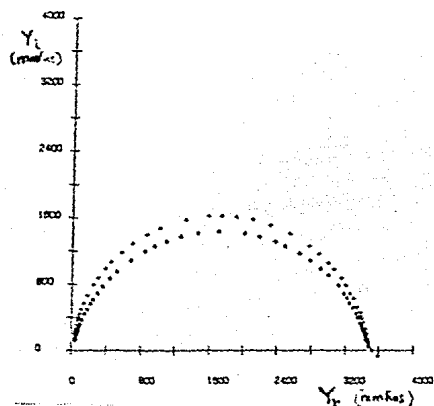


Fig. 4.7 Gráfica de Y_i Vs Y_r . Fig. 4.8 Gráfica de Z_i Vs Z_r .

Si observamos la fig.4.8 donde se grafica Z_i Vs Z_r para la ferrita polidominio; en la cual se puede ver un desdoblamiento en dos semicírculos seguidos. (uno después del

otro, con centros y radios diferentes)³, al aumentar la intensidad del campo aplicado.

Esto lo explicamos con otro circuito eléctrico más complejo, también RL, esta vez compuesto de dos circuitos RL en paralelo cada uno y en serie los dos, con otra resistencia R, ver fig.3.6.

Este circuito eléctrico, lo utilizamos ahora para simular el comportamiento de dos mecanismos simples (reversible y rotacional); en la fig.4.8 no se aprecian claramente la separación de los mecanismos, como lo describe el tercer modelo, esto lo veremos más claro al trabajar con cintas magnéticas amorfas.

³ En la fig.4.8 se grafican las impedancias (de la muestra policristalina) que son "inversamente proporcionales" a las admitancias graficadas en la fig.4.7; la diferencia de las gráficas es que en la fig.4.7 se tiene mayor resolución en altas frecuencias, y en la fig.4.8 la resolución es para bajas frecuencias, es decir, lo que en una gráfica se observa con poca claridad, lo veremos mejor en otra.

AMORFOS

El hecho de que el campo crítico en los amorfos sea considerablemente inferior al de las ferritas (10 a 100 veces), nos permitirá aplicarles campos muy superiores al campo crítico. De este modo, podemos resolver con mayor claridad entre los diferentes mecanismos de magnetización.

Otro factor importante es que en los amorfos, dado que no existen monodominios, no podemos separar los mecanismos como lo hicimos para las ferritas, por lo que siempre los están presentes en la espectroscopia de impedancias, la única limitante será la frecuencia máxima que puede alcanzar nuestro analizador de frecuencias, lo que provoca que algunas veces no nos sea posible ver todos los mecanismos dinámicos del material.

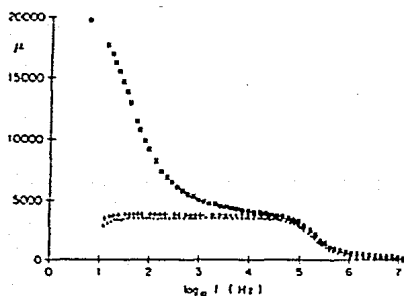


Fig. 4.9 gráfica de μ Vs f para una cinta mag. vitrovac 6205.

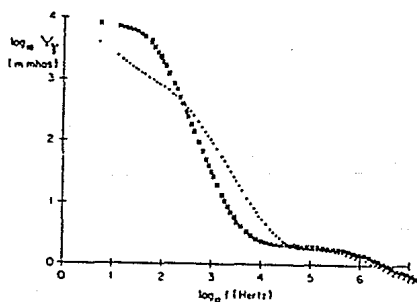


Fig. 4.10 Se gráfica Y_r Vs f para la cinta Vitrovac 6205.

Observemos la fig.4.9 en la que se grafica μ Vs f , para una cinta amorfa Vitrovac 6205. La gráfica presenta tres curvas con diferentes niveles de campo aplicado. Claramente se ve la frecuencia límite del fenómeno de histéresis y también la del relajamiento de las paredes de los dominios.

Cabe hacer notar que la resolución de las gráficas en los amorfos es más clara que en las ferritas, esto puede relacionarse con el tamaño de los dominios, ya que en una ferrita existe una distribución en los tamaños de grano, los cuales tienen diferente campo crítico para comenzar a mover las paredes de Bloch, en cambio en los amorfos no existen granos, por lo que los dominios no están limitados en su extensión.

Otra gráfica importante es la de Y_r Vs f en la fig.4.10, en la curva a) vemos las dos mesetas que la teoría predijo, ver fig.3.4b, se observa el fenómeno de relajamiento, la transición entre las mesetas y como se deforma la curva a) cuando se le aplica un campo magnético superior al campo crítico, curva b). Esto nos permite suponer que es posible representar a las cintas magnéticas amorfas, por circuitos eléctricos del tipo PL, como lo observamos en ferritas.

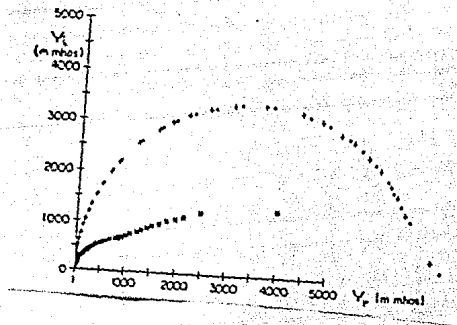


Fig. 4.11. Gráfica de la admitancia imaginaria Vs admitancia real para una cinta amorfa Vitrovac 6025.

Otra gráfica para esta cinta amorfa es la de Y_i Vs Y_r , en la fig. 4.11, la curva superior es para un campo aproximadamente igual al campo crítico de la cinta; en ésta, nos da un semicírculo semejante al de las ferritas, fig. 4.7. Lo interesante, es que para campos altos (curva inferior) se deforma considerablemente la gráfica, ya que al elevar el campo magnético se presenta el fenómeno de histéresis, en el cual hay desplazamientos irreversibles de las paredes magnéticas y por lo tanto se revela otro mecanismo de magnetización que no ocurre a campos por debajo del campo crítico.

Como ya lo notamos, los mecanismos se presentan con más facilidad en algunas gráficas que en otras; regresemos a la fig. 4.10 y observemos la curva de campos altos curva b). Existe un cambio en la pendiente que atribuimos a que ahora hay un movimiento de paredes, y la tendencia en la curva b)

es a formar otra meseta para representar el mecanismo que aparece en este momento. Esto no intentamos simularlo aquí, ya que trabajamos solamente con circuitos simples.

Otra cinta magnética amorfa que también estudiamos es del tipo Metglas 2605SC, que presenta características diferentes en su comportamiento magnético.

Una de estas características es que la dispersión del mecanismo de histéresis, termina junto con el del mecanismo reversible de las paredes de los dominios, como lo podemos ver en en las fig.4.12a,b, y c.

Al final de estas gráficas se observa un fenómeno de resonancia, el cual después de una serie de cálculos y experimentos llegamos a la conclusión de que se trata de una resonancia de tipo eléctrico, y no está relacionada con la resonancia de espines, que sería la dispersión del mecanismo rotacional, por lo que no le daremos importancia aquí.

Para corroborar los datos obtenidos en el puente analizador de frecuencias, los comparamos con los valores obtenidos con el histeresiscopio⁴ y el osciloscopio, ver fig 4.13, en donde se grafica la curva de magnetización⁵ para esta

⁴Instrumento diseñado en el IIM para observar curvas de histéresis

⁵En una curva de magnetización, se observan los mecanismos de magnetización de cualquier material magnético, pero en función de un campo magnético aplicado en forma estática.
Ver apéndice B

cinta magnética amorfa, aquí la curva inferior es para campos pequeños y la curva superior para campos altos.

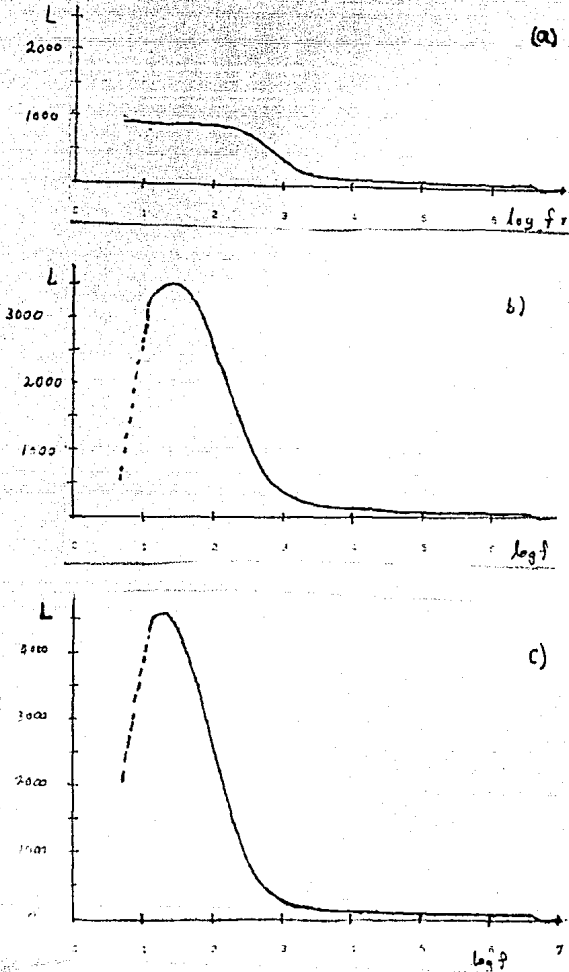


Fig. 4.12 Muestra el comportamiento de una cinta Metglas 2605-SC, se gráfica L Vs f , (con un campo magnético inferior al campo crítico; o bapx. igual al campo crítico; o mayor a C_r

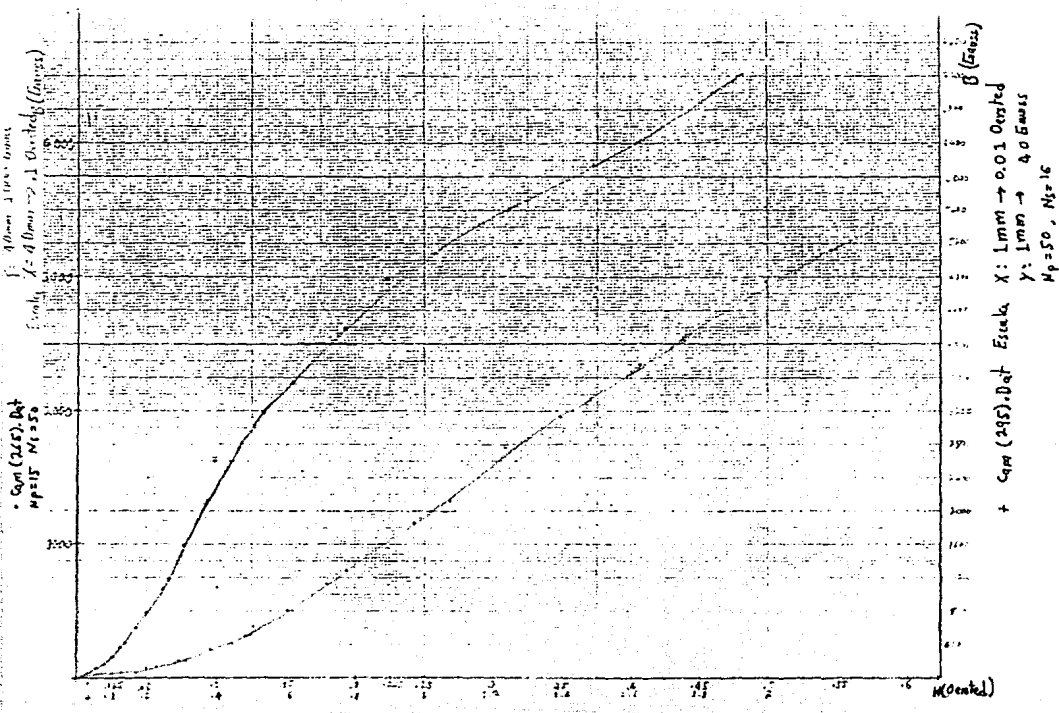


Fig. 4.13 Curvas de magnetización para campos bajos y altos.

Los datos fueron tomados de las lecturas con las que se hicieron las gráficas de las figs. 4.12a, y c, con las cuales calculamos el campo magnético H, que se le aplicó en cada momento a la muestra en dos frecuencias diferentes, una frecuencia baja y otra media, esto se hizo para diferentes campos aplicados, las frecuencias fueron seleccionadas de la siguiente manera.

Queremos mostrar que las gráficas obtenidas por el analizador de frecuencias corresponden a los mecanismos de que hablamos, seleccionamos una frecuencia de .012KHz en la cual se manifiesta el efecto de histéresis a campos mayores que el campo crítico $H_c \approx 0.11$ Oersted, ver fig. 4.12c que corresponde a un voltaje de 1 Volts. aplicado entre las terminales de la bobina enrollada en la muestra con forma de toroide.

La otra frecuencia tomada fue de 100KHz, en la cual ya no existe el mecanismo reversible para la muestra, ni el desplazamiento de las paredes de los dominios, sólo persiste el mecanismo rotacional.

Fue en estas dos frecuencias en las cuales se calculo el campo magnético inducido en el material, ver tabla I, en la cual se muestran los valores leídos por el analizador de frecuencias en los voltajes 0.005, 0.05, y 1 Volts. el primero corresponde a la ausencia de desplazamientos irreversibles de las paredes de los dominios; sin embargo,

existen movimientos reversibles de las mismas tal y como lo podemos apreciar en la fig.4.12a, en el voltaje de 0.005V es de esperar que no se observe el fenómeno de histéresis, ya que como podemos ver en la tabla I, el campo aplicado no sobrepasa el campo crítico de la muestra.

La ecuación utilizada en el cálculo del campo magnético¹ dentro del toroide fué:

$$H(\text{Oersted}) = \frac{2NpV_{pp}}{R_m Z_p} = 8.9166952 \frac{V_p}{Z_p}$$

donde N_p es el número de vueltas en el embobinado primario, R_m es el radio medio del toroide, V_{pp} es el voltaje de pico a pico en el embobinado primario y Z_p es la impedancia que presenta el embobinado primario.

Los demás valores se pueden leer y entender en la Tabla I y comparar en las figs.4.12a y c.

fre(KHz)	Voltaje ap	Imp. Total	Angulo de fase	campo aplicado H(Oersted)
0.012	0.005	51.49796	0.087	0.0008656
100	0.005	79.5238	38.754	0.0005608
0.012	0.05	51.4987	0.07	0.0086591
100	0.05	40.173125	47.72	0.0111003
0.012	1	51.6345	0.3	0.1727272
100	1	39.94737	48.4359	0.22326

¹Para este experimento se enrolló la muestra de forma toroidal, como un transformador, es decir, con un embobinado primario y uno secundario.

Podemos observar como en el último voltaje aplicado de 1V, el campo magnético superó al campo crítico; podemos ver en la fig. 4.12c el fenómeno de histéresis. Sin embargo a la frecuencia de 100KHz donde también el campo aplicado es superior al campo crítico, no aparece ningún cambio, ya que a esas frecuencias sólo persiste el fenómeno rotacional.

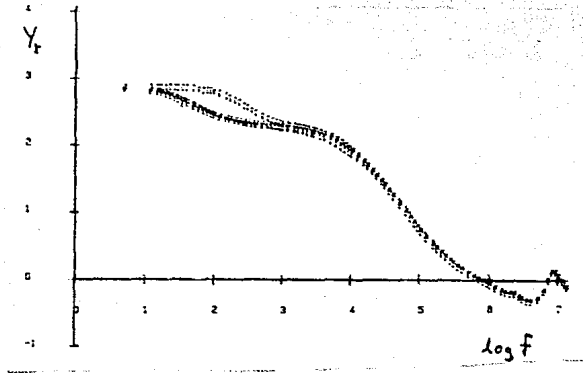


Fig. 4.14(a) gráfica de Y_r Vs f ; para la cinta Metglas 2605-SC.

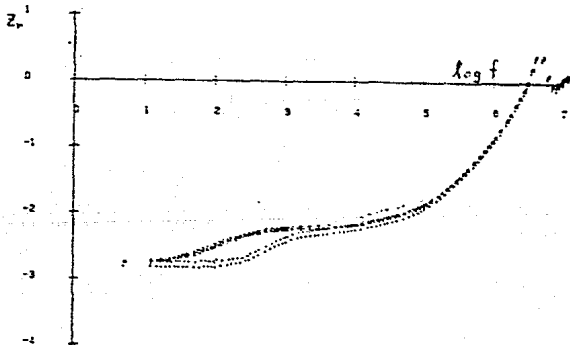


Fig. 4.14(b) gráfica de Z_r Vs f para la cinta Metglas 2605-SC.

Otras gráficas que mostramos están en las figs. 4.14 a y b, en las que se grafican Y_r Vs f y Z_r Vs f respectivamente, aquí se observan tres mesetas una más que las observadas en la fig.4.10 en la curva a). Lo que concuerda con los resultados teóricos expuestos en el capítulo tres, ec.3.10 y en la fig. 3.7b. que corresponde con el tercer modelo eléctrico, sólo que en la curva experimental, fig4.14a. la resonancia eléctrica no permite que se observe claramente la última meseta.

De la gráfica de la fig.4.14a, la pendiente en la caída $\Delta Y_r / \Delta \omega \approx -1.35$, no corresponde con un relajamiento ($\Delta Y_r / \Delta \omega \approx -2$), por lo que a esta caída la llamaremos dispersión.

La siguiente gráfica es la de Y_i Vs Y_r , que se muestra en la fig.4.15, en la cual se presentan dos curvas, una para campos pequeños (curva superior) y otra para campos grandes (curva inferior), aquí se aprecian dos semicírculos que predijo la teoría¹⁸, que corresponden a dos mecanismos simples en la contribución a la magnetización².

Este comportamiento de Y_i Vs. Y_r lo encontramos en la fig.3.7a. para el circuito de la fig.3.6, que es el tercer modelo eléctrico.

² Mecanismo rotacional y el mecanismo reversible.

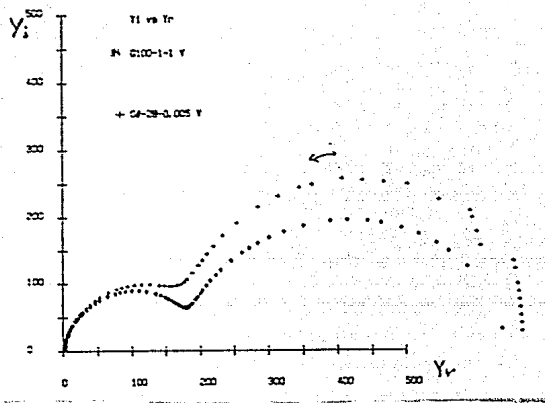


Fig. 4.15 Y_t Vs Y_r para una cinta de Metglas 2605-Sc.

CONCLUSIONES

I-El método de espectrometría de impedancias puede utilizarse para caracterizar magnéticamente a las ferritas como también a los materiales ferromagnéticos, tales como las cintas magnéticas amorfas.

a) Los resultados observados son consistentes con el modelo de paredes ancladas, ya que en las gráficas de permeabilidad Vs. frecuencia vemos dos dispersiones que corresponden a:

1) el mecanismo irreversible (histéresis)

2) el mecanismo reversible (deformación de la pared del dominio).

Para cada mecanismo observamos que la permeabilidad permanece constante antes de dispersar; aunque para el mecanismo rotacional no vimos su dispersión, también observamos su comportamiento constante antes de ésta.

b) Al obtener las gráficas de μ Vs f (permeabilidad Vs frecuencia) para distintas magnitudes del campo magnético aplicado y puesto que el voltaje se puede controlar con mucha precisión, es posible observar la magnitud del campo a la

cual ocurre la transición entre el mecanismo reversible y el irreversible, llamado campo magnético crítico.

2.-El Análisis de la Impedancia Real y Compleja nos permite caracterizar eléctrica y magnéticamente una mayor cantidad de muestras en un tiempo mucho menor dándonos una mayor cantidad de información adicional, tal como su comportamiento con la frecuencia y con el campo magnético aplicado.

Al mismo tiempo nos permite confrontar información obtenida en diferentes experimentos con diferentes parámetros y tener un panorama más general de un material particular.

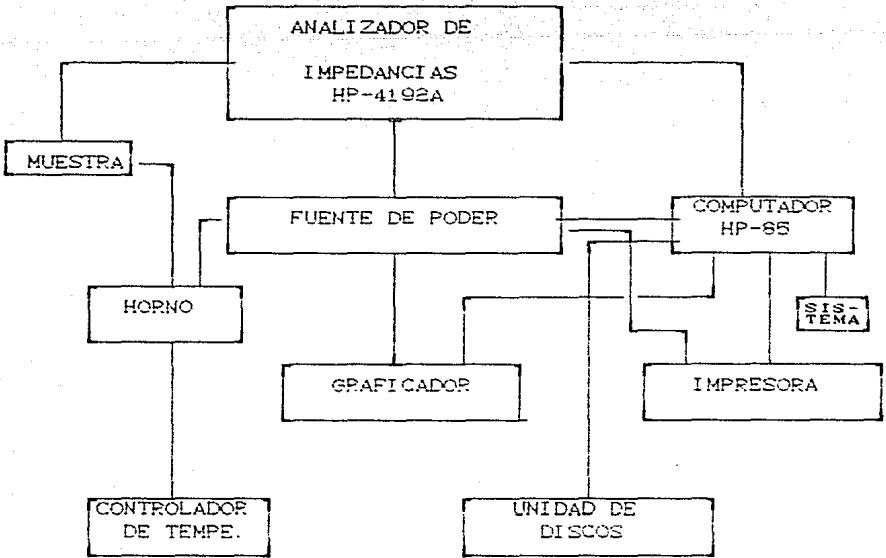
3.-El tiempo de lectura de los datos del puente analizador, se realiza en cuestión de pocos segundos, y debido a que el equipo está totalmente computarizado, nos permite guardar y procesar mayor cantidad de información, en menor tiempo, lo que repercute en la cantidad y calidad de estudios que se pueden realizar en materiales magnéticos.

4.-Finalmente podemos concluir que estos estudios se pueden extender hacia otros materiales con propiedades magnéticas y/o eléctricas y no solamente para ferritas y cintas magnéticas amorfas.

Referencias

- 1.-Metallic Glasses, Material Science Seminar
Metals Park, Ohio, 1976.
- 2.-C. Kittel, Introduction to Solid State Physics.(4th
edition) J. Wiley & Sons., N.Y., 1971.
- 3.-Raul Valenzuela, Latin American Journal of Metallurgy and
Materials. Vol 4, 3(1984).
- 4.-P. Weiss, J. Phys. Rad. (France) 6 (1907) 661
- 5.-J. H. Van Vleck, Rev. Mod. Phys. 17 (1945) 27
- 6.-J. L. Snoek, Physica 14 (1948) 207
- 7.-J. Smit and H.P.J. Wijn, "Ferrites", Wiley, New York, 1959.
- 8.-J.Verweel, "Magnetic properties of materials", Ed. J.Smit,
Mc. Graw Hill, 1971.
- 9.-A.Globus, Thesis Paris, France (1963).
- 10.-A.Globus, C.R. Acad. Sci. 257,1752(1963).
- 11.-A.Globus, C.R. Acad. Sci. 255,1709(1962).
- 12.-M.Guyot and A. Globus, Phys Stat. Sol. (a) 19-1,447(1973).
- 13.-A. Globus, P. Duplex and M.Guyot, IEEE Trans. Mag.
7,617(1971).
- 14.-A.Globus, J. de Physique, C1-38,C1-1 (1977).
- 15.-Rado, Phys. Rev., 90, 273 (1950).
- 16.-M.A.Escobar, R.Valenzuela and L.F.Magaña, J. Appl. Phys.
54 5938 (1983).
- 17.-E. Amano, R.Valenzuela, J.T.S.Irvine, and A.R.West.
Journal of Applied Physics 67, 5589 (1990)
- 18.-L.F.Magaña, M.A.Escobar, and R. Valenzuela,
Physica Status Solidi (a) 97 495(1986).

APENDICE A



APENDICE B

Fig B Curva de magnetización mostrando las regiones de cada mecanismo de magnetización.

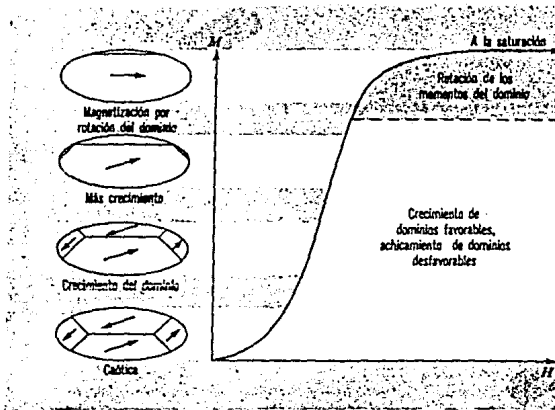


Figura Crecimiento y rotación de dominios en un material ferromagnético y la curva asociada de magnetización M en función de H .