



# Universidad Nacional Autónoma de México

FACULTAD DE CIENCIAS

"ESTUDIO DEL CAMPO MAGNETICO CRITICO  
EN FBRITAS POLICRISTALINAS"

T E S I S

Que para obtener el Titulo de  
F I S I C O  
P r e s e n t a

GLORIA IDALIA BACA LOBERA

1985

México, D. F.



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.

## PROLOGO

El objetivo fundamental de este trabajo es el estudio teórico y experimental del campo magnético crítico el cual separa la fase reversible o de permeabilidad inicial de la fase reversible o de histéresis que presentan los materiales ferromagnéticos ante variaciones cíclicas de la intensidad del campo magnético aplicado. La parte teórica está basada en las expresiones del modelo propuesto por A. Globus para el campo crítico y para la susceptibilidad magnética inicial, que junto con la suposición de que el cociente entre la fuerza de anclaje por unidad de longitud y la energía de la pared por unidad de superficie  $f/A$  es constante nos lleva a una expresión del campo crítico en términos únicamente de la permeabilidad inicial y de la magnetización de saturación. El comportamiento térmico que predice esta última ecuación es comparada con los valores experimentales medidos directamente. También analizamos las expresiones que obtuvieron, en un análisis reciente, Escobar et. al para la susceptibilidad inicial y el campo crítico.

Finalmente queremos agradecer al Dr. Raúl Valenzuela, amigo y maestro, el interés y ayuda prestados a lo largo de todo el desarrollo de este trabajo, sin los cuales éste no hubiera sido posible. También queremos agradecer la colaboración del Fis. Esteban Amano y del Sr. Raúl Reyes y la ayuda brindada por el Dr. Luis Fernando Magaña y por el Fis. Marco Antonio Escobar.

# INDICE

INTRODUCCION .....	1
I. PROPIEDADES GENERALES DE LOS MATERIALES MAGNETICOS .....	3
II. MECANISMOS DE MAGNETIZACION .....	11
III. MEDICION DEL CAMPO MAGNETICO .....	16
IV. DISCUSION .....	17
CONCLUSIONES .....	34
ANEXO : APARATO PARA LA MEDICION DE LA PERMEABILIDAD MAGNETICA COMO UNA FUNCION DE LA TEMPERATURA .....	35
REFERENCIAS .....	38

## INDICE DE FIGURAS

FIGURA	PAGINA
1.1 A) DOMINIOS MAGNETICOS B) INTERPRETACION AL FENOMENO DE HISTERESIS DE WEISS POR MEDIO DE DOMINIOS .....	10
2.1 POSICION DE LA PARED DEL GRANO, SEGUN MODELO PROPUESTO POR A. GLOPUS PARA EXPLICAR LOS MECANISMOS DE MAGNETIZACION EN EL CICLO DE HISTERESIS .....	15
3.1 CICLOS DE HISTERESIS Y CURVA DE MAGNETIZACION .....	22
3.2 DIAGRAMA DE BLOQUES .....	23
3.3 CURVAS DE MAGNETIZACION PARA DISTINTAS TEMPERATURAS Y EL CAMPO CRITICO CORRESPONDIENTE .....	24
4.1 COMPORTAMIENTO TERMICO DE LA PERMEABILIDAD INICIAL PARA DOS MUESTRAS .....	30
4.2 COMPORTAMIENTO TERMICO DE LA MAGNETIZACION DE SATURACION .....	31
4.2 COMPORTAMIENTO TERMICO DEL CAMPO MAGNETICO Y LOS VALORES EXPERIMENTALES .....	32
4.4 COMPORTAMIENTO TERMICO DEL CAMPO MAGNETICO CRITICO Y LOS EXPERIMENTALES MEDIDOS, PARA LA MUESTRA # 34 .....	33

## I N T R O D U C C I O N .

Una ferrita es básicamente un óxido de hierro combinado químicamente con algún otro metal de transición. La estructura cristalina, composición química y tratamiento térmico determinan sus propiedades magnéticas y eléctricas. Al variar su composición química y estructura cristalina se puede obtener una variedad casi infinita de características, lo que permite utilizarlas en un gran número de aplicaciones específicas.

Las ferritas son materiales cerámicos que presentan una resistencia eléctrica muy alta y pueden operar a altas frecuencias sin pérdidas importantes de energía. Una ferrita típica, de estructura espínela, es la ferrita de Níquel cuya fórmula química es  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$ . Estas son un tipo de las llamadas "suaves" que se caracterizan por presentar una curva de histéresis deigada en forma de "s", y tienden a perder su magnetización fácilmente después de que se ha removido el campo. Estas ferritas son apropiadas cuando se utilizan como núcleos de transformadores para radios, televisiones y como antenas para transmisiones, como núcleos móviles para ajustes fáciles de inductancia etc.

El objeto de este trabajo es el estudio teórico y experimental del comportamiento térmico del campo magnético crítico en las ferritas de Níquel el cual es de gran importancia debido a que representa la frontera entre la fase reversible (permeabilidad inicial) de la fase irreversible o de histéresis en la curva de magnetización.

El estudio teórico se basó en las expresiones que se obtiene para el campo crítico y la permeabilidad inicial tanto del modelo que propone A. Globus para los mecanismos de magnetización en materiales ferromagnéticos policristalinos, como en el análisis realizado por M.A. Escobar et al, basado en este último. El comportamiento que predicen ambos modelos se comparó con los resultados experimentales, para lo cual se diseñó y realizó un sistema electrónico simple.

El primer capítulo consiste en un resumen de las propiedades más importantes de los materiales magnéticos. En el segundo capítulo se desarrollan algunos modelos propuestos para explicar el comportamiento de los materiales ferromagnéticos. En el tercer capítulo se muestra el diseño experimental para la medición del campo magnético crítico. Para concluir, en el cuarto capítulo se hace una discusión sobre los resultados obtenidos.

PROPIEDADES GENERALES  
DE LOS  
MATERIALES MAGNETICOS

Faraday, en el año de 1845, clasificó a las sustancias observando la fuerza que un campo magnético heterogéneo ejerce sobre ellas. Las sustancias que son atraídas hacia la región de mayor intensidad del campo las clasificó como paramagnéticas, las que son repelidas las llamó diamagnéticas.

Las sustancias paramagnéticas y diamagnéticas manifiestan un momento magnético por unidades de volumen, que en general es proporcional al campo aplicado, por lo que una manera de caracterizar sus propiedades magnéticas es por medio de la razón del momento inducido al campo aplicado. Esta razón se llama susceptibilidad magnética inicial y se denota

$$\chi_m = \frac{M}{H}$$

con M la magnetización que se define como el momento magnético por unidad de volumen y H el campo magnético aplicado.

Las sustancias paramagnéticas son aquellas que muestran una susceptibilidad positiva, entre estas se encuentran un cierto número que por sus propiedades magnéticas tan notables se clasifican como ferromagnéticas. De entre estos últimos materiales los más conocidos son el hierro y la magnetita cuya fórmula química es  $Fe_3O_4$ .

Las sustancias diamagnéticas son aquellas para las cuales la susceptibilidad es negativa. Su valor es pequeño, del orden de  $-10^{-5}$  por unidad de volumen, para sólidos y líquidos y de  $-10^{-8}$  para gases. Para estas sustancias la susceptibilidad permanece prácticamente constante en un amplio intervalo de temperatura.

El diamagnetismo es un fenómeno universal y se origina en el cambio pro

ducido en el momento orbital de los electrones afectados por la aplicación de un campo magnético exterior.

Este fenómeno siempre está presente; sin embargo, en algunas sustancias se cancela debido a otros efectos más intensos.

Los materiales que se conocen como ferromagnéticos se distinguen de los paramagnéticos en que presentan valores positivos muy grandes de la susceptibilidad y una fuerte dependencia respecto a la temperatura.

Describiremos a continuación algunas de sus propiedades más importantes.

Estas sustancias presentan un momento magnético aun en ausencia de un campo externo, si los campos aplicados son muy intensos adquieren un valor límite de la magnetización que se conoce como magnetización de saturación. Otro hecho importante consiste en que pierden de manera abrupta sus propiedades ferromagnéticas cuando se calienta a una cierta temperatura. Por ejemplo, el hierro se comporta como una sustancia paramagnética a temperaturas superiores a  $770^{\circ}\text{C}$  y si se enfría a temperaturas menores recobra de inmediato sus propiedades ferromagnéticas. Esta temperatura de transición se conoce como temperatura de Curie y es característica de cada material.

El comportamiento ferromagnético se origina en que en estos materiales se encuentran presentes momentos magnéticos permanentes alineados en alguna dirección cristalográfica y forman lo que se llama un sistema cooperativo.

Veamos ahora un resumen del desarrollo de la teoría sobre los materiales ferromagnéticos.

Para explicar el comportamiento cooperativo P. Weiss(1), en el año 1907, propuso un modelo semiempírico, conocido como teoría del Campo Molecular. El modelo supone que el campo que realmente está afectando a cualquier átomo de un material ferromagnético es la suma del campo magnético aplicado  $H_0$  y un campo "interno" o "molecular". Este último se debe a las interacciones de un átomo con los otros átomos presentes. Supone también que este campo

molecular es proporcional a la magnetización promedio del material  $M$  y además que es el mismo para todos los átomos.

Tenemos por tanto que el campo sobre un átomo se puede escribir

$$H = H_0 + H_m \quad \text{con} \quad H = \lambda M.$$

donde  $\lambda$  es una constante independiente de la temperatura y se llama coeficiente de campo molecular.

Este modelo reproducía de manera cualitativa algunas de las propiedades de los ferromagnetos; sin embargo, el orden de magnitud del campo producido por los momentos magnéticos es muy inferior (Kittel[3]) al valor necesario para la interacción. Para que la teoría reprodujera los resultados experimentales era necesario que el coeficiente del campo molecular  $\lambda$  fuera del orden de  $10^5$ . En ese entonces, la única interacción que se conocía entre los magnetos elementales era el acoplamiento clásico dipolo-dipolo cuyo potencial está dado por: (2)

$$V_{ij} = \frac{\mu_i \cdot \mu_j}{r_{ij}^3} - 3 \frac{(\mu_i \cdot r_{ij})(\mu_j \cdot r_{ij})}{r_{ij}^5}$$

Esta interacción da como resultado un valor máximo para  $\lambda = 4\pi$ .

No fue sino hasta que se descubrió la mecánica cuántica y en particular de manera notable el espín del electrón asociado al movimiento "interno" de éste, (cuyas propiedades son esencialmente cuánticas,) que el fenómeno del ferromagnetismo pudo entenderse.

La mecánica cuántica nos dice que este fenómeno es una manifestación de "intercambio" que consiste a grandes rasgos, en lo siguiente: (4.5)

El principio de exclusión de Pauli impone ciertas restricciones en el movimiento orbital y en el alineamiento de los espines, lo que da lugar a acoplamientos entre ellos. Por ejemplo, si tenemos un sistema, con 2 espines, la distribución de carga eléctrica dependerá según estén paralelos o anti paralelos; el principio de exclusión mantiene a los electrones con espines paralelos alejados entre sí, lo que reduce la energía de repulsión coulombia

na, por lo que un sistema con espines paralelos tendrá diferente energía -- que uno con espines antiparalelos. La diferencia de energía se conoce como energía de intercambio.

Dirac, en 1928, demostró que el acomplamiento efectivo entre espines debido a efectos de intercambio es equivalente a un potencial de la forma (6)

$$V_{ij} = -2J_{ij} \bar{S}_i \cdot \bar{S}_j = -2J_{ij} S_i S_j \cos \theta$$

en donde  $J_{ij}$  es la integral de intercambio entre los átomos  $i$  y  $j$  y  $\bar{S}_i$  es el momento angular del espín del átomo  $i$ , medido en múltiplos de la unidad cuántica.

Puesto que la integral de intercambio  $J_{ij}$  puede tener valores grandes ya no es difícil entender los valores que resultan de la interacción entre los magnetos elementales. Si  $J_{ij} > 0$  el potencial tendrá un valor mínimo cuando  $S_i$  sea paralelo a  $\bar{S}_j$ . Si  $J_{ij} < 0$  el valor del potencial será mínimo cuando  $\bar{S}_i$  sean antiparalelo a  $\bar{S}_j$ .

Resulta que en los materiales ferromagnéticos  $J_{ij} > 0$  por lo que la configuración estable será aquella con espines paralelos.

(7)  
Weiss, fue también el que introdujo el concepto de dominios magnéticos para explicar el siguiente resultado: A temperaturas inferiores al punto de Curie, los momentos magnéticos de los átomos dentro de un material ferromagnético están, a escala atómica, prácticamente alineados. Sin embargo a escala macroscópica, el momento magnético en general tiene un valor inferior al de saturación y es necesario aplicar un campo magnético externo para saturar la muestra.

Weiss explica este fenómeno suponiendo que los materiales realmente están compuestos por un gran número de regiones, conocidas como dominios, en donde la magnetización local está saturada en alguna dirección, que no es necesariamente la misma para todos.

también propuso los siguientes dos mecanismos que tienen lugar en el proceso de magnetización cuando los materiales se someten a campos magnéticos aplicados; 1) el volumen de los dominios que están orientados paralelamente al campo crece a expensas de los que no lo están, 2) el vector de magnetización en cada dominio gira tratando de alinearse con el campo (ver figura 1.1).

La división en dominios se presenta debido a que el costo en energía es mayor que la de un arreglo con todos los espines paralelos. Si se presentara un arreglo así, se tendría un campo magnético intenso en el exterior del material lo que implica cierta cantidad de energía almacenada en él, que es mayor que la energía requerida para girar algunos de los vectores de magnetización en los dominios.

Los dominios microscópicos, que sólo son visibles con microscopios, a escala atómica son de gran tamaño, cada dominio incluye a millones de magnetos elementales. La magnetización en estos materiales involucra reorientaciones de las direcciones de los vectores de magnetización a escala macroscópica, lo que explica los cambios considerables en su comportamiento aún cuando los campos aplicados son pequeños.

La pared que divide dos dominios adyacentes magnetizados en direcciones antiparalelas se conoce como pared de Bloch.

Otro concepto importante es el de anisotropía magnética. La interacción de intercambio determina la orientación de los momentos magnéticos entre ellos, pero no determina su orientación relativa a los ejes del cristal. La magnetización en cada dominio no tiene una dirección arbitraria sino que está determinada por la estructura del cristal. Existen de hecho, direcciones de fácil magnetización siguiendo las cuales la energía libre del cristal es mínima. La energía de anisotropía representa la energía necesaria para girar el vector de magnetización de una dirección de fácil magnetización - hacia cualquier otra.

La energía libre del cristal depende de la orientación del vector de

magnetización, por lo que tiene que ser función de los cosenos directores de ésta  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  y deberá ser invariante en las operaciones de simetría del cristal. Para el caso de un cristal cúbico, la función es necesariamente par, invariante ante todas las posibles permutaciones de los  $\alpha_i$ . Por definición se cumple que  $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 = 1$ , por lo que el siguiente grado de la función con simetría cúbica es el grado cuarto. Esto lleva a proponer a la energía de anisotropía como: (7)

$$E_k = K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) \quad \dots \text{etc}$$

con  $K_1$  = constante de anisotropía.

Se han encontrado diversos tipos de orden magnético entre los cuales, los principales son los ferromagnéticos, antiferromagnéticos y ferrimagnéticos.

#### ORDEN FERROMAGNETICO.

En estos materiales ocurre que las interacciones entre los átomos magnético favorecen un alineamiento paralelo. Este alineamiento es completo a la temperatura de cero Kelvin y la magnetización alcanza el valor máximo. Cuando la temperatura se incrementa, la agitación térmica destruye los efectos de orientación de la interacción, favoreciendo las orientaciones al azar, la magnetización decrece gradualmente al principio luego más y más rápido hasta anularse a la temperatura de Curie. Esta temperatura separa la fase ordenada o ferromagnética para  $T < T_c$  de la fase desordenada o paramagnética  $T > T_c$ .

#### ORDEN ANTIFERROMAGNETICO.

Estos materiales presentan otro tipo de comportamiento cooperativo magnético el cual se caracteriza en que las interacciones entre los átomos o iones magnéticos favorecen un alineamiento antiparalelo. La estructura de estos materiales está formada por 2 tipos de subestructuras o subredes, interpenetradas entre sí, cada una con un vector de magnetización en direcciones opuestas. El comportamiento de la magnetización en cada subred es como el de una substancia ferromagnética, sin embargo, el material no presenta magnetización espontánea neta macroscópica.

## ORDEN FERRIMAGNETICO.

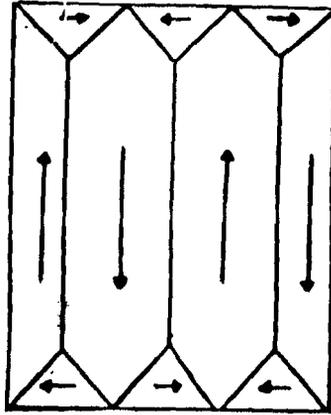
Neel(9), propuso la existencia de un tercer tipo de comportamiento magnético al que llamó ferrimagnetismo, que se puede considerar como una generalización del comportamiento ferromagnético y antiferromagnético.

Este tipo de fenómeno está basado en el modelo que propuso Guillaud para explicar el comportamiento magnético del compuesto  $Mn_2Sb$ , el cual presenta una magnetización espontánea de saturación que no corresponde al alineamiento paralelo de los iones magnéticos constituyentes, cuyas propiedades magnéticas eran conocidas. El modelo supone que el compuesto  $Mn_2Sb$  contiene 2 tipos distintos de átomos de Mn, los que están en el estado electrónico  $3d^7$  y los que están en el estado  $3d^5 4s^2$ , lo que resulta en un momento distinto asociado a cada uno. Estas 2 clases de átomos forman 2 tipos de subredes magnéticas que presentan momentos de diferente magnitud y antiparalelos lo que da como resultado una magnetización neta macroscópica pues no ocurre la compensación perfecta como en un antiferromagneto.

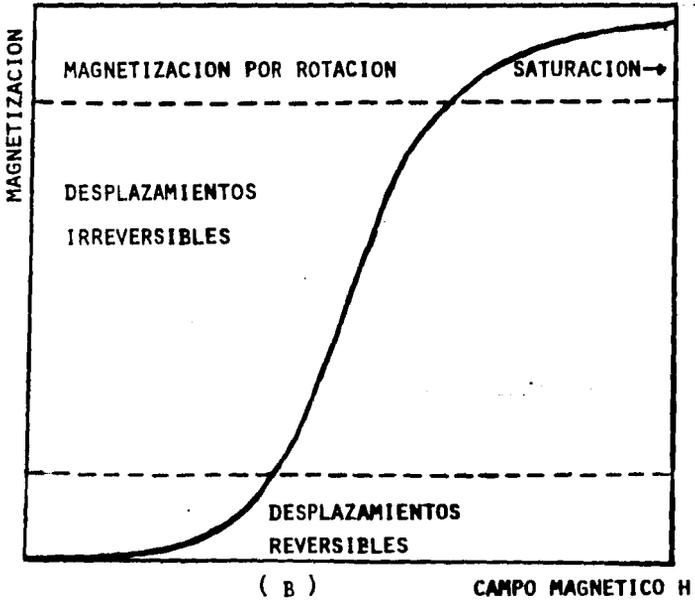
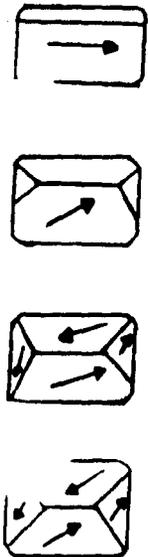
En general, la estructura magnética de un material ferrimagnético se divide en 2 clases de subredes que no son iguales debido a que contienen más de una clase de átomos magnéticos o más de un sitio cristalográfico o ambos.

La fórmula química general de las ferritas que poseen la estructura cristalina del mineral espinela  $MgAl_2O_4$  es  $MeFe_2O_4$ , en donde Me es un ión metálico divalente. En el caso más simple, Me es un ión divalente de los elementos de transición Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Mg o Cd (8).

La celda unitaria de la red espinela que tiene simetría cúbica contiene 8 "moléculas" de  $MeFe_2O_4$ . Los iones de oxígeno forman una red fcc (cúbica centrada en las caras). En esta estructura se encuentran dos tipos de sitios intersticiales, los sitios octaédricos y los tetraédricos, los cuales están rodeados por 6 y 4 iones de oxígeno respectivamente. La celda unitaria cúbica presenta 64 sitios tetraédricos y 32 octaédricos, de los cuales únicamente están ocupados 8 sitios tetra y 16 sitios octa.



(A)



(B)

CAMPO MAGNETICO H

FIGURA 1.1

(A) DOMINIOS MAGNETICOS

(B) INTERPRETACION AL FENOMENO DE HISTERESIS DE WEISS POR MEDIO DE DOMINIOS.

### MECANISMOS DE MAGNETIZACION.

Los primeros modelos teóricos sobre el comportamiento magnético de los materiales ferromagnéticos consideraban únicamente la interacción magnética entre los átomos, como es el caso del modelo propuesto por Ewing (10) quien a finales de siglo pasado construyó un modelo colocando un imán permanente libre de girar en cualquier dirección alrededor de su centro en cada átomo. Considera a los imanes dentro de los materiales alineados en cierta dirección y que la aplicación de un campo externo produce un giro uniforme en todos ellos. Calcula el ángulo de inclinación para el cual la energía del sistema es mínima. Los resultados que se obtienen con este modelo son considerablemente diferentes a las mediciones experimentales.

En 1907 el físico francés P. Weiss propuso el modelo de dominios y paredes magnéticas que junto con su teoría de campo molecular constituyen la base actual del estudio de los mecanismos de magnetización.

Weiss supone que los materiales están divididos en regiones cada una espontáneamente magnetizada pero en direcciones de fácil magnetización distintas. La aplicación de un campo externo da lugar a un desplazamiento de las paredes de los dominios, que resulta en un aumento del volumen de aquellas que tienen magnetización paralela al campo. Este desplazamiento es reversible si el campo aplicado no es muy intenso. El proceso de magnetización para la parte irreversible, cuando la intensidad del campo es mayor, es mucho más complejo. La irreversibilidad principalmente se debe a las imperfecciones del cristal, las cuales impiden el libre desplazamiento de las paredes.

Cuando la intensidad del campo es suficiente, la pared puede pasar a través de estas imperfecciones y continuará desplazándose. Esto hace que el movimiento de paredes no sea un movimiento suave, el cual causa pérdidas de energía al destruir parte de la superficie de la pared. Este movimiento no es reversible pues la energía que se pierde al destruir la pared no es

la misma que la que se necesita para construirla cuando el campo se disminuye(17) , si la intensidad del campo es muy grande los vectores de magnetización de los dominios que no están orientados favorablemente, giran tratando de alinearse con el campo de tal forma que, al menos idealmente, el cristal formará un sólo dominio.

El modelo desarrollado por A. Globus en 1963 (16), está basado en el modelo de Weiss. Considera a la muestra representada por un grano esférico dividido en dos dominios magnéticos por una pared de Bloch. Cuando no hay campos magnéticos externos la pared se encuentra anclada a la frontera del grano en una posición diametral. Los volúmenes relativos de los dominios con magnetización opuestas son iguales y la magnetización resultante es nula. La aplicación de un campo magnético pequeño, produce sólo una deformación elástica reversible en la pared, la cual permanece anclada a la frontera de grano y se comporta como una membrana elástica (ver figura 2.1). La deformación elástica de la pared explica la zona reversible del ciclo de histéresis. Si se incrementa la intensidad del campo externo la pared deformada se desancla y se desplaza dentro del grano(ver figura 2.1) , el campo para el cual resulta el desenclaje es llamado campo crítico,  $H_{cr}$  y representa el límite entre los mecanismos reversibles e irreversible. El valor de este campo de acuerdo al modelo se obtiene cuando el campo aplicado llega a un valor tal que la fuerza que ancla a la pared al grano es igualada por la fuerza magnética producida por el campo aplicado. Cuando  $H$  es mayor que  $H_{cr}$  la pared se desplaza hasta una nueva posición de la pared, permanece convexa debido a la acción del campo magnético. Si se elimina el campo aplicado la pared recobra la forma plana pero no regresa a su posición inicial quedando así la muestra magnetizada aún en ausencia de campos aplicados.

Esto explica la existencia de la magnetización remanente.

Al invertir el campo aplicado se completa el ciclo de histéresis; al hacerlo la pared sólo se deforma en sentido contrario permaneciendo anclada hasta que  $H$  alcanza el valor del campo crítico de la pared en esa posición. Cuando el campo aplicado es mayor este campo crítico, la pared se desancla y se desplaza a una posición equivalente en el otro lado del grano. El ciclo

ciclo completo de histéresis se muestra esquemáticamente en la figura (2.1)

Entre los puntos A y B la pared se mueve dentro del grano debido a que está en una situación de no equilibrio y por la inercia del movimiento se desplaza hasta el punto B, en donde las fuerzas de anclaje y desanclaje se igualan nuevamente. Al eliminar el campo la curvatura de la pared desaparece quedando anclada dando una magnetización remanente negativa. A partir de este punto y por simetría se puede generar el ciclo completo.

Para la zona reversible del ciclo, que corresponde a la susceptibilidad inicial, Globus calculó la deformación  $x$  de la pared minimizando el cambio de energía total del grano  $\Delta E$ , con respecto a la deformación  $x$ . Este cambio de energía se obtiene al considerar la energía potencial magnética dada por

$$-2M_s H \Delta V \quad \dots 2.1$$

y por la energía superficial de la pared que es

$$\gamma \Delta S$$

con

$$\Delta V = \frac{\pi}{6} x (3r^2 + x^2) \quad y \quad v = \frac{4}{3} \pi r^3 \quad \dots 2.2$$

y

$$\Delta S = \pi(r^2 + x^2) - \pi r^2 \quad \dots 2.3$$

Bajo la condición para obtener un mínimo se hace

$$\frac{\delta \Delta E}{\delta x} = 0$$

de donde se obtiene la ecuación de segundo grado para  $x$

$$-M_s H \pi r^2 - M_s H \pi x^2 + 2\gamma \pi x = 0 \quad \dots 2.4$$

Globus desprecia directamente los términos cuadráticos en  $x$ , y obtiene la siguiente expresión para  $x$

$$x = \frac{M_s H}{2\gamma} r^2 \quad \dots 2.5$$

con  $H$  = campo aplicado

$M_s$  = magnetización de saturación

$r$  = radio del grano esférico y

$\gamma$  = energía de la pared por unidad de superficie.

La susceptibilidad inicial  $\chi$  y la permeabilidad se pueden calcular al considerar el cambio en el volumen relativo de los dominios magnéticos, con el valor de  $\chi$  dado por la ecuación 2.5

$$\chi = \frac{1}{V} \frac{M}{H} = 2 \frac{M_s^2}{H} \frac{\Delta V}{V} \quad \dots 2.6$$

de donde

$$= \frac{3}{16} \frac{M_s^2}{\gamma} 2r$$

y

$$(\mu - 1) = 4\pi\chi = \frac{3}{4} \pi \frac{M_s^2 D}{\gamma} \quad \dots 2.7$$

El campo crítico  $H_{cr}$  representa el equilibrio entre la presión magnética dado por

$$P = 2M_s H \frac{\pi D^2}{4} \quad \dots 2.8$$

y la fuerza de anclaje

$$F = f \pi D \quad \dots 2.9$$

para

$$F = P \quad \dots 2.10$$

se obtiene

$$H_{cr} = \frac{2f}{M_s D} \quad \dots 2.11$$

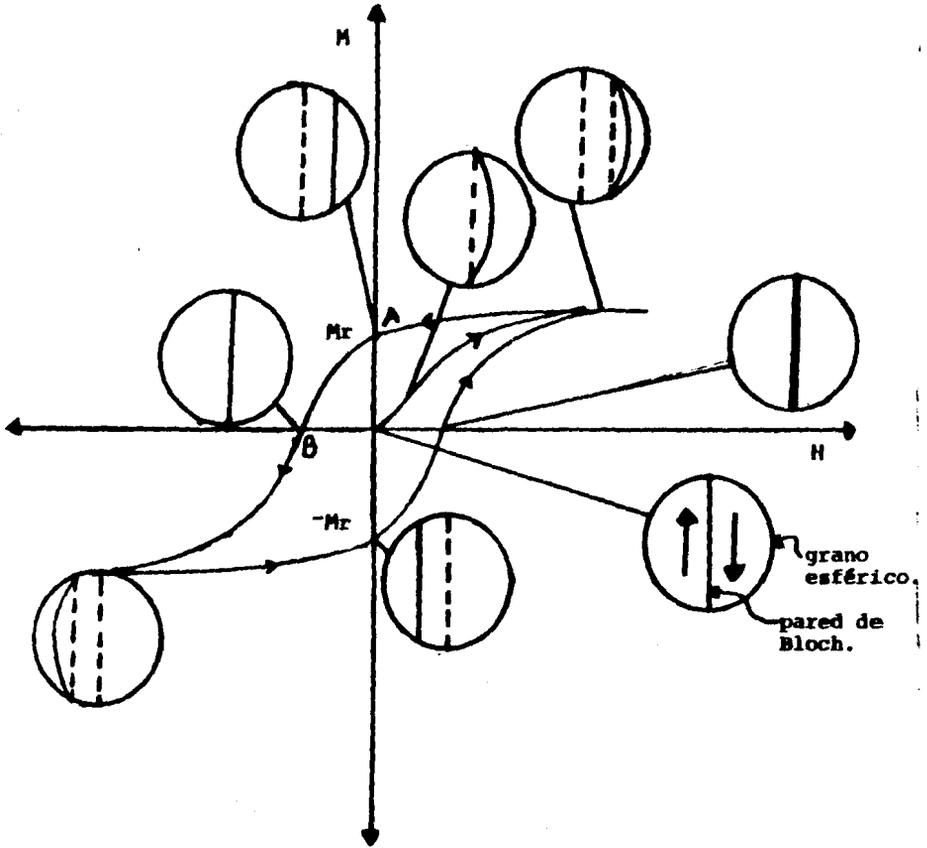


FIGURA 2.1 POSICION DE LA PARED DENTRO DEL GRANO, SEGUN MODELO PROPUESTO POR A. GLOBUS PARA EXPLICAR LOS MECANISMOS DE MAGNETIZACION EN EL CICLO DE HISTERESIS.

MEDICION DEL CAMPO MAGNETICO CRITICO.

CURVA DE HISTERESIS.

Una propiedad característica de los materiales ferromagnéticos es la -  
ocurrencia de histéresis, i.e cada valor del campo H no está asociado con  
un valor específico de la inducción B, sino que este último depende de la  
historia previa, esto es, sobre los campos que han sido aplicados previamen  
te. La gráfica de la relación entre B y H se conoce como curva de  
histéresis.

Este fenómeno es el resultado del proceso de magnetización irreversi-  
ble, el cual, por un lado, causa disipación de energía, por otro lado, es-  
te fenómeno también es útil porque es debido a él que después de que se ha  
magnetizado la muestra y reducido a cero el campo externo queda una -  
cierta magnetización, llamada remanente, lo cual significa que el material  
adquiere propiedades de imán permanente.

Para generar los ciclos de histéresis se utiliza una muestra de forma  
toroidal con dos embobinados los cuales se conectan a un aparato electróni-  
co llamado "histerescopio" (12).

Midiendo el voltaje inducido en uno de los embobinados se puede deter-  
minar la variación del flujo magnético  $\phi$  y por tanto la inducción magnética  
B por medio de la ley de inducción de Faraday

$$V = n_s \frac{d\phi}{dt} \quad \dots 3.1$$

donde  $n_s$  es el número de vueltas del embobinado secundario y por definición

$$d\phi = B da \quad \dots 3.2$$

con da = diferencial de área.

La variable independiente  $H$  se establece con una señal a través del embobinado primario y su valor se mide por medio de una resistencia  $R_p$  en serie con el embobinado.

La forma toroidal nos permite suponer que los campos dentro de la muestra son practicamente uniformes. El campo magnético  $H$  satisface la ecuación

$$\nabla \times H = J \quad \dots 3.3$$

con  $J$ , la densidad de corriente debida al movimiento de las cargas libres, o sea, la densidad de corriente macroscópica.

La ecuación 3.3 es equivalente a la integral de línea

$$\int H \cdot d_e = n_p I \quad \dots 3.4$$

a lo largo de un círculo cuyo radio es el radio medio de la muestra y  $n_p$  el numero de vueltas del embobinado primario, de donde podemos obtener  $H$  en términos de la corriente  $I$  y está dada por

$$H = \frac{n_p I}{2\pi r_m} = \frac{n_p}{2\pi r_m} \frac{V_p}{R_p} \quad \dots 3.5$$

Esta señal, proporcional al campo se conecta al eje  $x$  del osciloscopio. El generador de señales permite fijar la amplitud y frecuencia del campo.

La señal que proviene del embobinado secundario, la cual constituye la respuesta magnética del material, se hace pasar por un circuito integrador y un operacional amplificador, amplifica la señal

$$V_i = \frac{n_s y (R_o - r_o) AB}{RC} \quad \dots 3.6$$

proporcional a la inducción magnética.

En donde  $R$ ,  $C$  son respectivamente la resistencia y capacitor del circuito integrador,  $A$  es la amplificación, " $y$ " es espesor de la muestra,  $R_o$ ,  $r_o$ ,

los radios externo e interno y  $V_i$  dado por

$$V_i = \frac{1}{RC} \int_0^t V dt \quad \dots 3.7$$

con  $V$  dado por la ecuación 3.1.

Esta señal, ecuación 3.6, se conecto al eje "y" del osciloscopio, obteniendo de esta manera por medio de la variación cíclica con la frecuencia de entrada, los ciclos de histéresis en la pantalla del osciloscopio.

Para más detalles del funcionamiento ver referencia (12)

Los ciclos observados son como el que se muestra en el figura (3./).

La parte inicial de la curva  $B - H$  está gobernada por el movimiento de las fronteras de los dominios, esto es, por el crecimiento del volumen de los dominios que tiene vectores de magnetización paralelos al campo externo a expensas del volumen de los dominios desfavorecidos. En la parte última, la parte plana, el mecanismo dominante es el de notación de los momentos en los dominios que tratan de alinearse con el campo.

### CURVAS DE MAGNETIZACION.

La curva de magnetización representa el comportamiento magnético de los materiales cuando se les aplican campos en sentido creciente, desde cero hasta valores de miles de oersted, de tal manera que la magnetización alcance su valor de saturación.

Para obtener la curva de magnetización de los materiales estudiados se diseñó y construyó un sistema electrónico con un operacional LM 741 que rectificara las señales alternas provenientes del histeresiscopio, según el diagrama (3.2).

Al eje x de la graficadora se conectó el voltaje rectificado proporcio

nal al campo

$$V_p = \frac{R_p}{n_p} (2\pi r_m) H \quad \dots 3.8$$

y al eje "y" el voltaje rectificado proporcional a la inducción

$$V_i = \frac{n_s y (R_o - r_o) A}{R_c} B \quad \dots 3.9$$

Hay que aclarar que las limitaciones técnicas impiden obtener el valor de saturación.

El rectificador deja pasar únicamente la parte positiva de las señales sinusoidales 3.8 y 3.9, de esta manera se cancela el efecto de inversión cíclica con la frecuencia de las mismas. Variando la amplitud del campo aplicado, de manera creciente, se obtiene la variación de la amplitud de la inducción B.

El valor máximo del campo debe ser tal que podamos asegurar que se ha pasado de la región reversible o de permeabilidad inicial a la región de histéresis.

Para cada muestra obtuvimos 9 curvas para distintas temperaturas, desde la temperatura del Nitrógeno líquido  $T = 77^\circ\text{K}$  hasta temperaturas cercanas a la temperatura de Curie del material,  $T_c = 835^\circ\text{K}$ .

Observamos que para temperaturas muy cercanas a la temperatura Curie, los ciclos pierden su forma usual formándose una especie de elipses en la pantalla, sin embargo las señales de entrada como la de salida eran normales.

Las muestras de ferrita de Níquel estudiadas, fueron preparadas a partir de óxidos con métodos cerámicos normales, sinterizándolas en atmósfera oxigenada durante 64 horas a una temperatura de  $1180^\circ$  (13).

### CALIBRACION DE LA CURVA DE MAGNETIZACION.

Por medio de las ecuaciones 3.8 y 3.9 se obtienen los factores de proporcionalidad entre el campo y la induccion y los valores del voltaje que registra la graficadora.

Para comprobar la calibración ajustada se midió la pendiente de la recta tangente al origen de la curva tomada a temperatura ambiente (escala de la graficadora a la menor posible, para obtener la amplificación mayor), la cual debe coincidir con el valor de la permeabilidad inicial que medimos, de forma independiente, por medio del valor de la inductancia de las muestras medidas en el puente de impedancias (Modelo 4265 B Universal Bridge).

Las mediciones de la inductancia se realizaron con valores pequeños -- del campo magnético aplicado para asegurar que corresponde a la parte de permeabilidad inicial.

La permeabilidad en función de la inductancia, se obtiene derivando -- con respecto a la corriente la ecuación 10 del anexo 1

$$\mu = \frac{2\pi \frac{d\phi}{dt}}{n_p^2 \ln\left(\frac{R_o}{r_o}\right)} = \frac{2\pi L}{n_p^2 \ln\left(\frac{R_o}{r_o}\right)} \quad \dots 3.10$$

El valor de la permeabilidad para ambas muestras coincidió con un 7% de error.

### MEDICION DEL CAMPO CRITICO.

Según el modelo analítico desarrollado por Escobar et. al (14) para la curva de magnetización, el campo crítico corresponde al cambio de pendiente de la curva. Las curvas de magnetización experimentales muestran una -- cierta curvatura en el punto que corresponde al campo crítico, lo cual se debe a que no hay una distribución uniforme de tamaños de grano dentro de la muestra, por lo que consideramos la intersección entre, la recta tangente --<sup>(21)</sup> al origen (permeabilidad inicial) y la recta tangente a la parte lineal de la curva inmediatamente arriba del campo crítico.

La figura (3.3) muestra 3 curvas representativas para tres temperaturas distintas y el valor del campo crítico para cada una de ellas. Esta medición tiene tres fuentes principales de error; la incertidumbre en los valores de los factores de proporcionalidad entre el voltaje que registra la graficadora y el campo y la inducción magnéticas, ecuaciones 3.8 y 3.9, las cuales son del orden de únicamente el 1% de la medición. La incertidumbre de la medición de la permeabilidad inicial por medio del puente de impedancias que es de 7% del valor total y por último el error de precisión en cuanto a la consideración de la recta tangente en la parte lineal inmediatamente arriba del campo crítico, consideramos que afecta los valores medidos en menos del 10%.

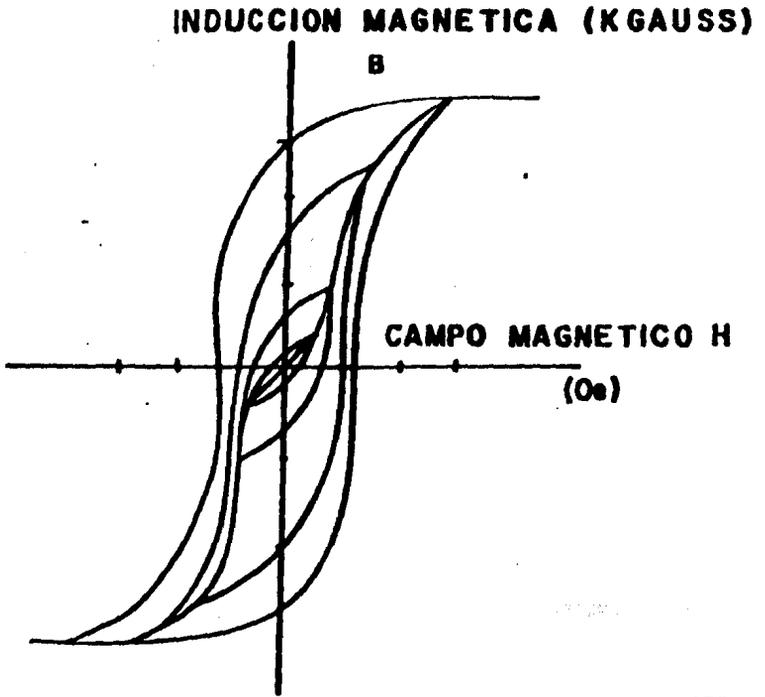


FIGURA 3.1 CICLOS DE HISTERESIS Y CURVA DE MAGNETIZACION.

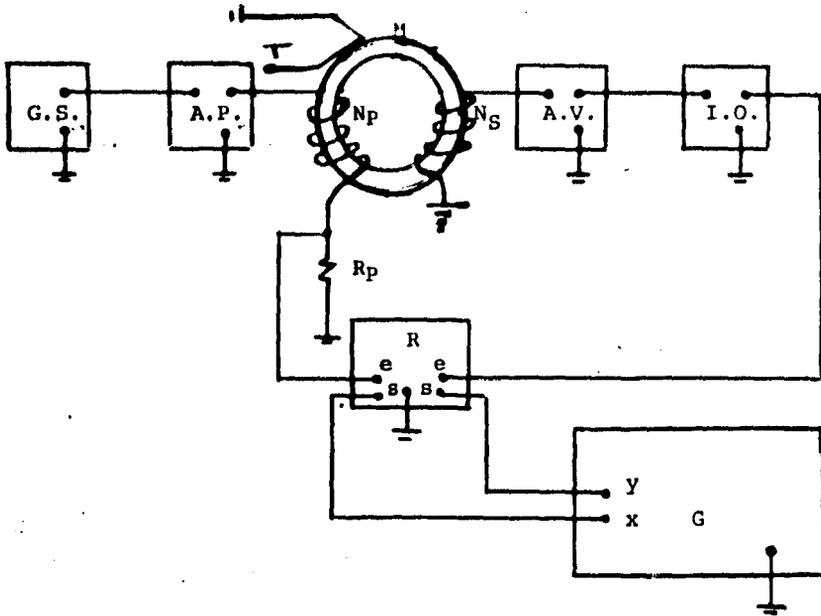
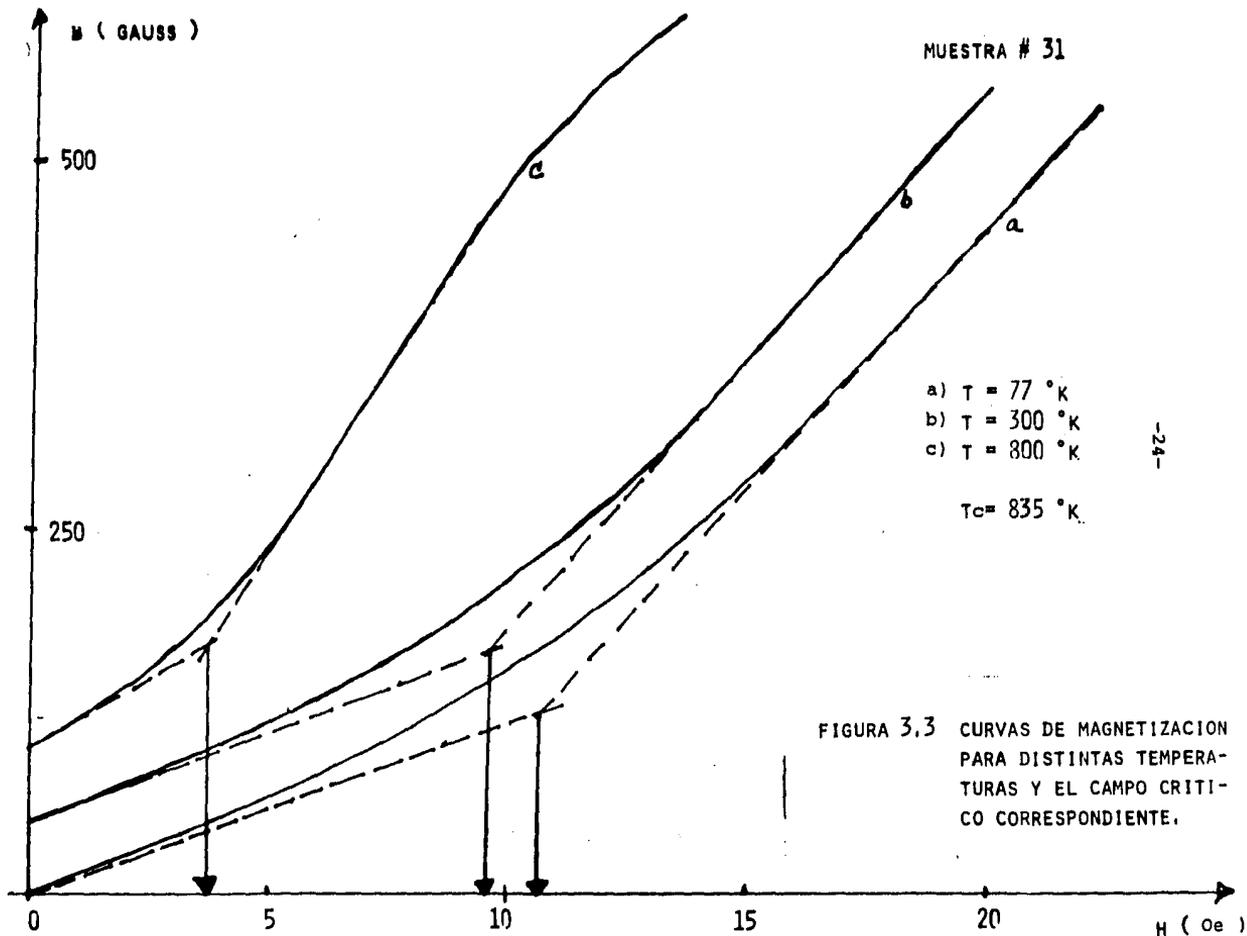


FIGURA 3.2 DIAGRAMA DE BLOQUES.

- G.S. = GENERADOR DE SEÑALES.
- A.P. = AMPLIFICADOR DE POTENCIA.
- A.V. = AMPLIFICADOR DE VOLTAJE.
- I.O. = INTEGRADOR OPERACIONAL.
- R = RECTIFICADOR.
- G = GRAFICADORA.
- M = MUESTRA.



DISCUSION.

Hay 2 expresiones fundamentales que se obtienen del modelo de Globus; la posición de equilibrio de la pared y el campo magnético crítico. La primera se obtiene al considerar el cambio de energía que produce la aplicación de un campo magnético, la segunda, al considerar el equilibrio entre las fuerzas debidas a la "presión magnética" que el campo ejerce sobre la pared y la fuerza que la sujeta a la frontera del grano, conocida como fuerza de anclaje. Cuando se tiene el equilibrio, el campo es por definición el campo crítico.

El valor de la susceptibilidad inicial se obtiene al evaluar el cambio relativo de los volúmenes de los dominios considerando el valor de equilibrio para el desplazamiento de la pared.

La combinación de las expresiones para el campo crítico y la susceptibilidad inicial da como resultado una ecuación que relaciona únicamente al campo crítico, la magnetización de saturación, la permeabilidad inicial y la razón  $\frac{f}{Y}$  y es (ver ecuación 2.7 y 2.11)

$$H_{cr} = \frac{3T}{2} \frac{M_s}{(\mu - 1)} \left( \frac{f}{Y} \right) \quad \dots 4.1$$

con  $(\mu - 1)w$  la permeabilidad inicial debido al movimiento de paredes.

(14)  
 Para las ferritas de YIG y de  $Ni_{0.5}Zn_{0.5}Fe_2O_4$  se encontró que la razón adimensional  $\frac{f}{Y}$  es constante, independiente de la temperatura y composición química e igual a 0.118. Este resultado indica que la fuerza de anclaje por unidad de longitud  $f$  y la energía de la pared por unidad de área  $Y$  tienen el mismo origen (una discusión mas detallada se encuentra en la referencia (18)). Si suponemos que esto es válido para el tipo de ferritas estudiadas, el comportamiento térmico del campo crítico se puede deducir a partir de los valores conocidos de la magnetización de saturación y de la permeabilidad inicial.

El comportamiento térmico de la permeabilidad inicial lo obtuvimos en el laboratorio con un aparato que registra su valor de manera continua[20].

Los principios de funcionamiento de este aparato se dan en el anexo número uno.

Las condiciones iniciales para la muestra número 31 fueron un  $V_p = 8v(pp)$  que corresponde a un campo magnético  $H_0 = 0.16 Oe$  a una frecuencia de 1khz. Para la muestra número 34 un voltaje  $V_p = 5v(pp)$  que corresponde a  $H_0 = 0.75 Oe$  a la misma frecuencia.

Las curvas obtenidas se muestran en la figura (4.1).

Estas curvas son calibradas con el valor de la permeabilidad inicial medido en el puente de impedancias (ver ecuación 3.10)

Teóricamente las curvas obtenidas deberfan ser crecientes, las que obtuvimos muestran un ligero descenso en la parte media debido a que las muestras estudiadas se contaminan en el proceso de sinterización.

La permeabilidad inicial medida contiene un término debido al mecanismo de rotación de los espines en los dominios, término que no está incluido en el modelo de Globus, por haber considerado únicamente el mecanismo de movimiento de paredes.

El mecanismo rotacional fue estudiado por Snoeck [4.2] quien propuso la relación en función de la constante de anisotropía  $k$  (ver ec. 1.1)

$$(\mu - 1)_{rot} = \frac{2\pi M_s^2}{k} \quad \dots 4.2$$

La variación de la constante de anisotropía  $k$  con la temperatura la tomamos de los resultados obtenidos [16].

Los valores de la magnetización de saturación los obtuvimos de las mediciones efectuadas por Guyot [17] para las ferritas de Níquel (figura 4.2).

Cuando ya tenemos la curva teórica predicha por la ecuación 4.1 (que corresponde a la curva (a) de la gráfica (4.3) y los valores experimentales, nos encontramos otra expresión más precisa para la susceptibilidad inicial, deducida por Escobar et. al. [14 ]

Como su deducción no aparece en ninguna parte creemos importante incluirlo aquí.

Basándose en el modelo propuesto por Globus, realizaron un análisis más cuidadoso, obteniendo resultados apreciablemente diferentes, principalmente en la forma analítica del ciclo de histéresis y de la curva de magnetización. Obtienen la expresión para la susceptibilidad inicial de la siguiente manera:

La solución exacta de la ecuación 2

$$x = \left[ \gamma / M_s H \right] \left( 1 - \sqrt{1 - M_s^2 H^2 r^2 / \gamma^2} \right) \quad \dots 4.3$$

que en términos de las variables reducidas definidas por

$$\lambda = x/D$$

$$n = f/\gamma$$

$$h = H/H_{cr}$$

se puede escribir como

$$\lambda = \frac{1}{2nh} \left\{ 1 - \sqrt{1 - n^2 h^2} \right\} \quad \dots 4.4$$

El incremento en el valor de la magnetización producida por la aplicación del campo está dado por:

$$M = 2M_s \frac{\Delta V}{V} \quad \dots 4.5$$

con  $\Delta V$  dada por la ecuación 2. y  $V$  el volumen del grano esférico de radio  $r$ , (diámetro  $D$ ).

Considerando la expresión 4.4 para el desplazamiento, el valor de la magnetización reducida definida como sigue es:

$$m = \frac{M}{M_s} = 2\lambda \left[ \frac{3}{4} + \lambda^2 \right] = \left( \frac{3}{2} \right) \lambda + 2\lambda^3 \quad \dots 4.6$$

Para obtener un valor más exacto de la susceptibilidad se considera el término 2 dado por

$$\begin{aligned} 2\lambda^3 &= \frac{2}{8n^3 h^3} (1 - \sqrt{1 - n^2 h^2})^3 \\ &= \frac{1}{4n^3 h^3} (1 - 3(1 - n^2 h^2)^{1/2} + 3(1 - n^2 h^2) - (1 - n^2 h^2)^{3/2}) \end{aligned}$$

considerando las siguientes aproximaciones

$$(1 - n^2 h^2)^{1/2} \approx 1 - \frac{1}{2} n^2 h^2 - \frac{1}{8} n^4 h^4$$

y

$$(1 - n^2 h^2)^{3/2} \approx (1 - \frac{1}{2} n^2 h^2)^3 \approx 1 - \frac{3}{2} n^2 h^2 + \frac{3}{4} n^4 h^4$$

se obtiene

$$\begin{aligned} 2\lambda^3 &\approx -\frac{3}{32} n^2 h^2 \\ m &\approx \left[ \frac{1}{2n^3 h} (1 - (1 - \frac{1}{2} n^2 h^2)) \right] - \frac{3}{32} n^2 h^2 = \frac{9}{32} n^2 h^2 \quad \dots 4.7 \end{aligned}$$

al sustituir el valor de  $h$  y  $n$

$$\begin{aligned} M &= \frac{9}{32} M_s \left( \frac{f}{\gamma} \right) \frac{H}{H_{cr}} \\ x = \frac{M}{H} &= \frac{9}{32} \frac{M_s}{H_{cr}} \left( \frac{f}{\gamma} \right) \quad \dots 4.8 \end{aligned}$$

y finalmente en términos de  $(\mu - 1)_w = 4 \pi x$ .

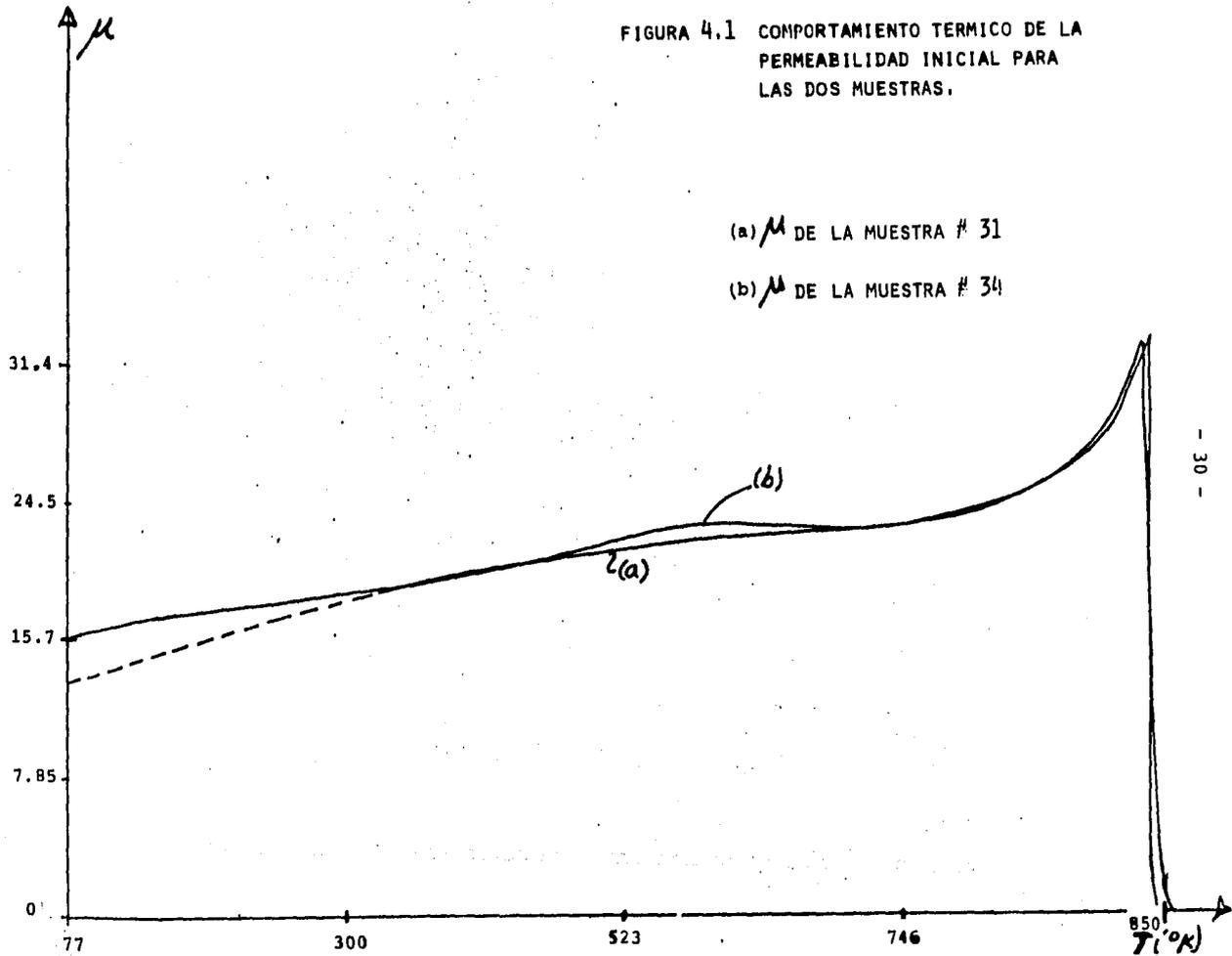
Obtenemos

$$H_{cr} = \frac{9}{8} \pi \frac{M_s}{(\mu - 1)_w} \left( \frac{f}{Y} \right) \quad \dots 4.9$$

Los valores que resultan de la última ecuación difieren de los valores predichos por la ecuación 4.1 en un 13%.

Los resultados experimentales y las curvas teóricas para la muestra número 34 se dan en la gráfica número (4.3) y para la muestra número 31 en la gráfica número (4.4).

FIGURA 4.1 COMPORTAMIENTO TERMICO DE LA PERMEABILIDAD INICIAL PARA LAS DOS MUESTRAS.



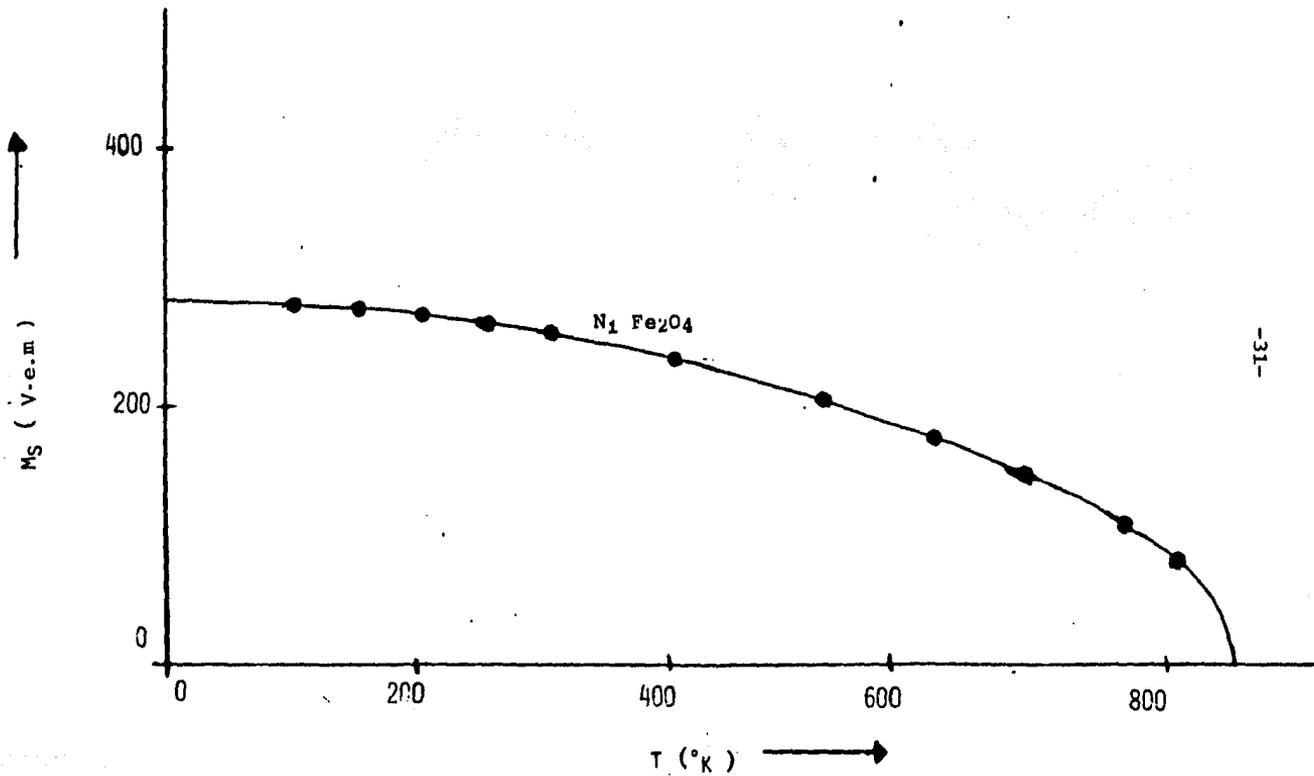
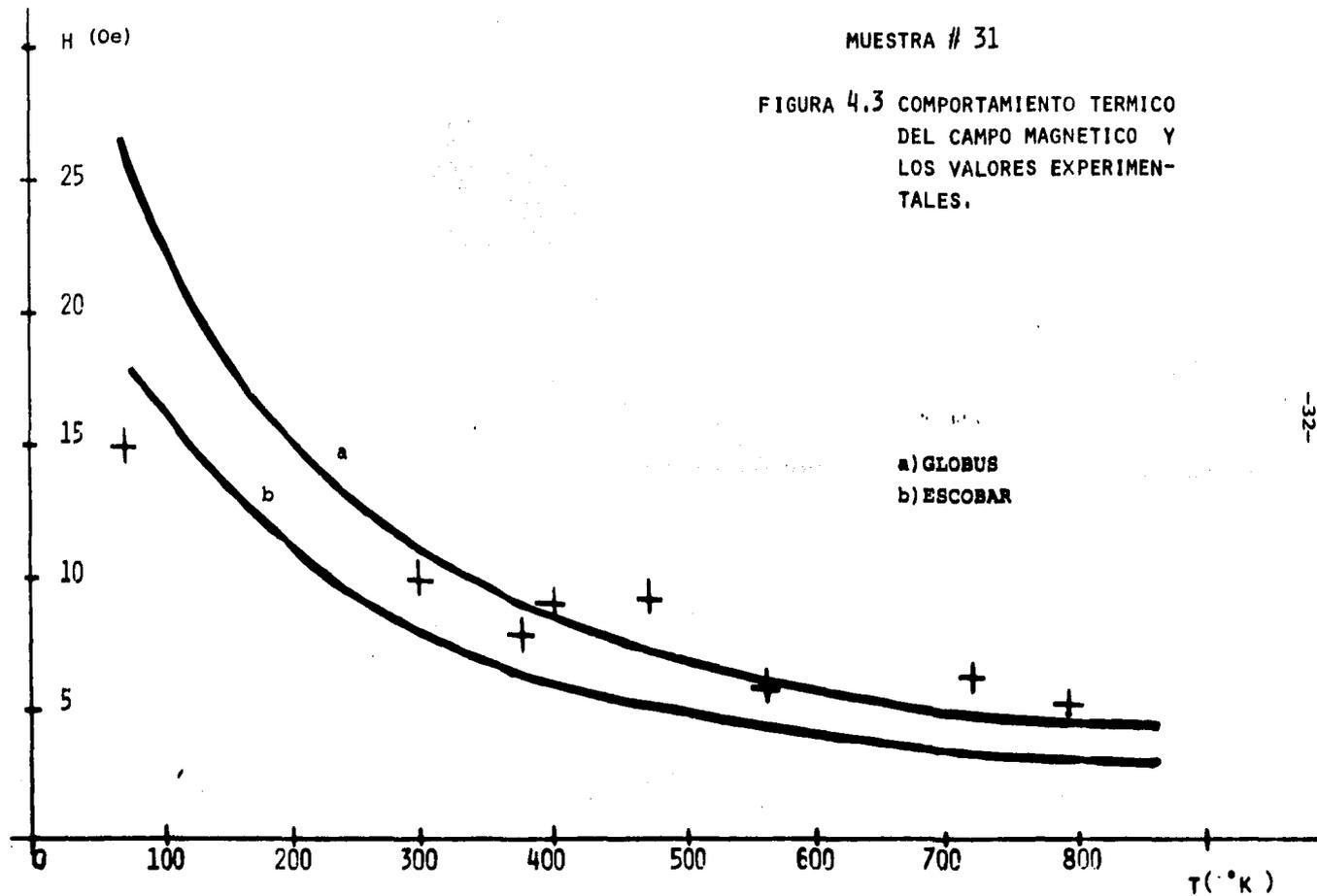


FIGURA 4.2 COMPORTAMIENTO TERMICO DE LA MAGNETIZACION DE SATURACION.



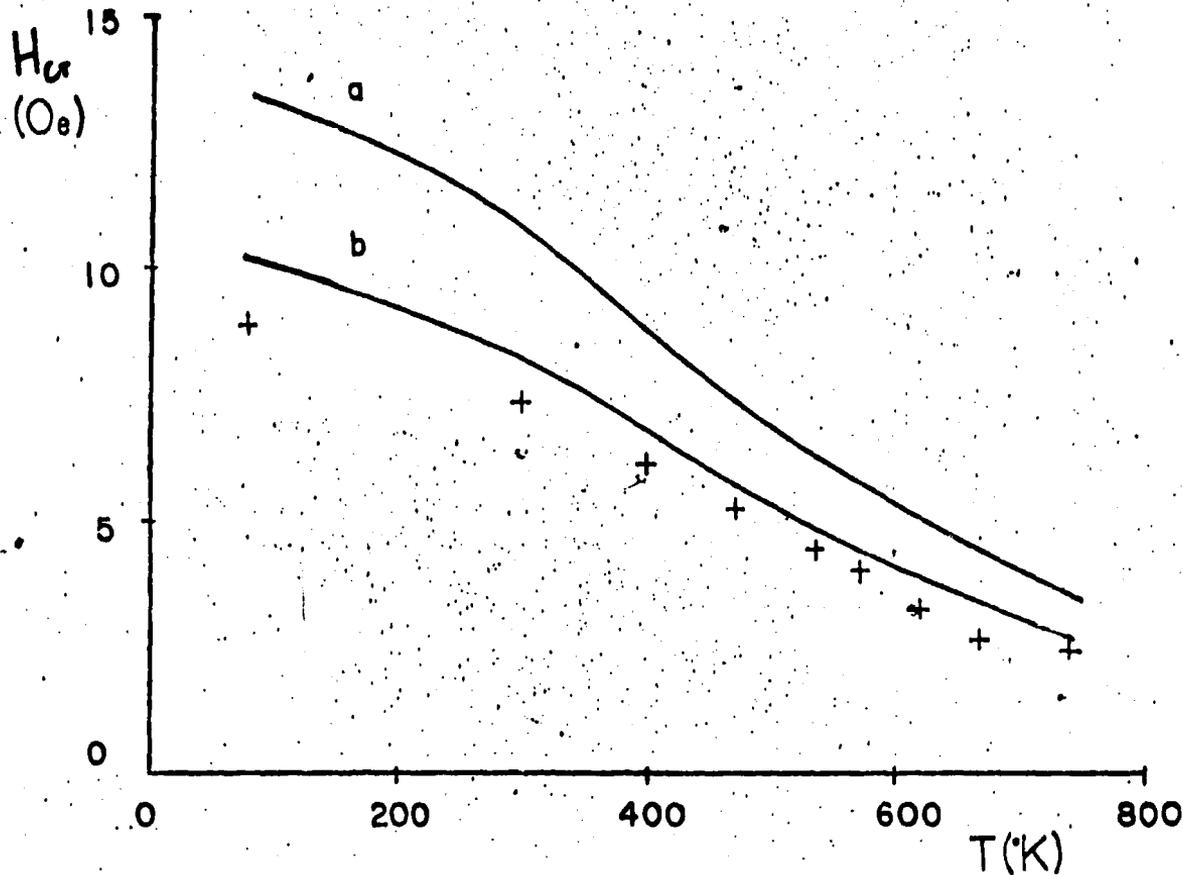


FIGURA 4.4 COMPORTAMIENTO TERMICO DEL CAMPO MAGNETICO CRITICO Y LOS VALORES EXPERIMENTALES MEDIDOS, PARA LA MUESTRA # 34 .

## CONCLUSIONES.

---

- 1.- El comportamiento térmico del campo crítico que encontramos dentro del intervalo estudiado es muy suave, por lo que presenta -- gran confiabilidad en cuanto a la región de magnetización en que se hallan los materiales.
  
- 2.- Por el tipo de comportamiento mostrado podemos afirmar que el modelo, reproduce de manera satisfactoria los resultados experimentales, y que constituye una excelente base de la cual partir para estudios futuros como lo demuestra el análisis que efectuaron Escobar et. al.
  
- 3.- Considerando que las muestras no son perfectamente homogéneas más las incertidumbres inherentes a las mediciones, podemos afirmar que la razón  $f/\mu$  es también constante, independiente de la temperatura, para las ferritas de Niquel estudiadas. Este resultado indica que  $f$  y  $\mu$  tienen un origen común y es consistente con la suposición de que el mecanismo de pérdidas en histéresis es la destrucción y creación de paredes magnéticas.
  
- 4.- El sistema electrónico diseñado para medir el campo crítico, aun que muy simple, nos permitió realizar las mediciones con mucha mayor precisión que cualquiera otro método, como por ejemplo el método de fotografiar el ciclo de histéresis para varios valores de la intensidad de campo magnético  $H$  y reconstruir la curva de magnetización a partir de de esos ciclos.

ANEXO: APARATO PARA LA MEDICION DE LA PERMEABILIDAD MAGNETICA COMO UNA FUNCION DE LA TEMPERATURA.

BASES DEL APARATO:

Si tenemos un arreglo experimental formado por una muestra toroidal al rededor de la cuál se enrollan dos alambres conductores, esto nos dará practicamente un campo uniforme dentro de la muestra sin efectos de borde.

Cuando se establece una corriente sinusoidal  $I$  en el alambre primario, como consecuencia de la ley de inducción de Paraday, aparecerá un voltaje  $V_s$  en el alambre secundario, midiendo este voltaje podemos determinar los cambios en el flujo magnético  $\Phi_{mag}$  y por tanto la inducción magnética  $\bar{B}$  dentro de la muestra.

Dado que  $V_s = n_s d\phi/dt$  ... a.1  
con  $n_s =$  número de vueltas del alambre secundario.

y puesto que por definición

$$\Phi_{mag} = \int_S \bar{B} \cdot d\bar{a} \quad \dots a.2$$

para la muestra toroidal  $\bar{B}$  y  $d\bar{a}$  son paralelos por lo que un elemento de flujo puede escribirse como

$$d\phi = B(r) da = B(r) y dt \quad \dots a.3$$

con  $y =$  espesor de la muestra.

La permeabilidad se define como la razón entre la inducción y el campo magnético:

$$\mu = B/H$$

y es una función del campo  $H$ .

Sin embargo, para campos suficientemente pequeños, de tal manera que se encuentren dentro del intervalo de magnetización reversible (que no haya histéresis), la permeabilidad es constante, independiente del campo, y se llama permeabilidad inicial.

$$\mu = \lim_{H \rightarrow 0} \frac{B}{H}$$

Si nos encontramos dentro de este intervalo, podemos escribir:

$$B(r) = \mu H(r) \quad \dots a.4$$

$$y d\phi = \mu H(r) y dt \quad \dots a.5$$

Por definición el campo magnético,  $H$  cumple con:

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{J}_L \quad \text{con } J_L = \text{densidad de la corriente libre}$$

$$\therefore \int_S \text{rot } \vec{H} \cdot \hat{n} d\vec{a} = \oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_S \vec{J}_L \cdot \hat{n} d\vec{a} = I_L \quad (\text{amperes}) \quad \dots 4.6$$

para /  $I_L = n_p I_p$  con  $n_p =$  número de vueltas del alambre primario

tenemos que:  $\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = n_p I_p \quad \dots 4.7$

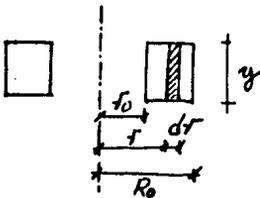
$$\therefore H \cdot 2\pi r = n_p I_p \Rightarrow H(r) = n_p I_p / 2\pi r \quad \dots 4.8$$

sustituyendo este voltaje en la ecuación (2)

$$d\phi = \mu n_p I_p y \, dr / 2\pi r \quad \dots 4.9$$

$$\therefore \phi = \int_{r_0}^{R_0} \frac{\mu n_p I_p y}{2\pi} \frac{dr}{r} = \frac{\mu n_p I_p y}{2\pi} \ln\left(\frac{R_0}{r_0}\right) \quad \dots 4.10$$

para una muestra cuyas dimensiones son:



sustituyendo el resultado de la ecuación (4) en la ecuación (1)

$$V_s = n_s \frac{d\phi}{dt} = \frac{n_s \mu y n_p \ln\left(\frac{R_0}{r_0}\right)}{2\pi} \frac{dI_p}{dt} \quad \dots 4.11$$

si  $I_p = I_0 e^{-j\omega t}$  con  $j^2 = -1$

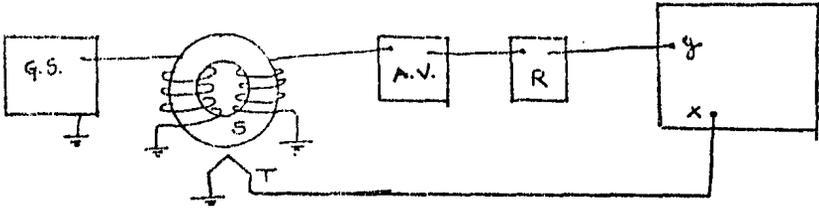
Obtenemos así el resultado de que la amplitud de la señal en el alambre secundario es proporcional a la permeabilidad

$$V_s = - \left[ \frac{j\omega n_s n_p y \ln\left(\frac{R_0}{r_0}\right) I_0}{2\pi} \right] \mu e^{-j\omega t} = -K\mu e^{-j\omega t} \quad \dots 4.12$$

para un número de espiras dado y manteniendo constante la frecuencia  $\omega$ , el término K es constante.

En consecuencia las variaciones térmicas de la permeabilidad inicial estarán representadas por medio de las variaciones del voltaje inducido en el alambre secundario.

DISPOSITIVO EXPERIMENTAL:



G.S = generador de señales

A.V = amplificador de voltaje

R = rectificador.

T = termopar.

S = muestra.

REFERENCIAS

- (1) J. Samuel SMART; The Néel theory of Ferrimagnetism
- (2) J.H. VAN VLECK; Reviews of modern physics, 12,27 (1945): pag. 29
- (3) C. KITTEL; Introduction to solid state physics; cap. 17;  
Holt, Rinehart and Winston; New York (1976)
- (4) D.C. MATIIS; The Theory of magnetism; Harper and Row (1965)  
Cap. 2
- (5) J.H. VAN VLECK; Reviews of modern physics, 12,27 (1945) pag. 31
- (6) E.M. PURCELL; Electricity and Magnetism; cap. X; Mac Graw Hill (1963)
- (7) A. HERPIN; Theorie du Magnétisme ; cap X, pag. 334  
Press Universitaires de France (1968)
- (8) SHIT and WIJN; Ferrites; cap. 2 , pag. 25  
John Wiley and Sons
- (9) K.M. BOZORIH; Ferromagnetism; cap. 10, 11, Van Nostrand; New York (1953)
- (10) A. GLOBUS; Thesis, Paris (1963)
- (11) C.E. MEDINA ; Tesis profesional, Fac. de Ciencias, UNAM (1982)
- (12) J.A. GARCIA, S. ABURTO, M.L. MARQUINA, M. JIMENEZ y K. VALENZUELA  
J. of Magnetism and Magnetic Materials 15-18 (1980) 1296-1298
- (13) M.A. ESCOBAR, L.F. MAGAÑA, y K. VALENZUELA  
J. Appl. Phys. 53 (3) (1982) 2692
- (14) M.A. ESCOBAR; Tesis profesional, Fac. de Ciencias, UNAM (1983)
- (15) A. GLOBUS ; Proceedings, II International Conference on Ferrites.  
Billevue, France (1975)
- (16) M. GUYOT; Thesis, Orsay France (1975 )
- (17) A. GLOBUS; European Physical Society Conference, Cardiff Wales (1975)  
pag. 235.
- (18) M.A. ESCOBAR , R. VALENZUELA y L.F. MAGAÑA  
J. Appl. Phys. 54 (10), 1983
- (19) E. CEDILLO, J. OCAMPO, V. RIVERA y R. VALENZUELA  
J. Phys. E: Sci. Instrum. 13 (1980) pag. 383
- (20) M.A. Escobar, L.F. Magaña and R. Valenzuela  
J. of Appl. Phys. ( marzo 1985)