



20
207

TESIS DE FISICO

FACULTAD DE CIENCIAS

**Universidad Nacional Autónoma
de México**

**TITULO: Mecanismos de Magnetización en Cintas
Amorfas Ferromagneticas**

AUTOR: José de Jesús Gutiérrez Aguilar

DIRECTOR: Raúl Valenzuela Monjaras

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

México, D. F. Agosto, 1990.



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.

R E S U M E N

Un modelo para ciclos de histéresis magnética para toroides de cintas amorfas es propuesto en este trabajo de tesis bajo las siguientes acepciones:

- a) Los dominios magnéticos están orientado a lo largo de la cinta, separada por una pared de dominio de Bloch y que por simplicidad solo dos paredes de dominio son consideradas.
- b) La pared de dominio esta anclada a la superficie externa de la cinta y cualquier pequeño campo que se aplique, producirá un arqueo en la pared de dominio. Un incremento en el campo aplicado eventualmente alcanzara el valor crítico que corresponde al desanclaje de la pared de dominio de la superficie externa y es característico y notorio en la curva de magnetización e inicia con la parte no reversible.
- c) La existencia de un factor de fricción que se opone al desplazamiento y desanclaje de la pared de dominio. Este factor de fricción es proporcional a la densidad de energía magnética de la cinta.

Este modelo presenta buen acuerdo con los resultados experimentales obtenidos en curvas de cintas magnéticas amorfas.

INDICE

| | PAGINA |
|--|--------|
| PROLOGO | 1 |
| CAPITULO I. COMPORTAMIENTO DE MATERIALES MAGNETICOS | |
| RESEÑA HISTORICA | 2 |
| EFECTOS MAGNETICOS POR CORRIENTES | 4 |
| CLASIFICACION DE LOS MATERIALES | 6 |
| DIAMAGNETISMO | 11 |
| PARAMAGNETISMO | 12 |
| FERROMAGNETISMO | 13 |
| MECANISMOS DE MAGNETIZACION | 16 |
| ORIGEN DE LA ESTRUCTURA DE DOMINIS | 18 |
| HISTERESIS FERROMAGNETICA | 19 |
| CAPITULO II. MODELO DE PARED ANCLADA | |
| MODELO DE PARED ANCLADA | 26 |
| MODELO DE GLOBUS | 28 |
| MODELO DE PARED DE DOMINIOS | 30 |
| CAPITULO III. OBTENCION EXPERIMENTAL DEL CICLO DE HISTERESIS | |
| OBTENCION EXPERIMENTAL DEL CICLO DE HISTERESIS | 35 |
| CAPITULO IV. ANALISIS | |
| CONCLUSIONES | |
| PUBLICACION | |
| PROGRAMA | |
| BIBLIOGRAFIA | |

La realización de esta tesis, tiene como objetivo principal comprobar el ciclo de histéresis experimental para algunos materiales amorfos ferromagnéticos y compararla con los cálculos teóricos realizados, usando como base el modelo de la Pared Anclada.

Para la mejor comprensión de esta tesis, se ha dividido en 3 capítulos:

COMPORTAMIENTO DE MATERIALES MAGNETICOS AMORFOS

Primero se da una idea del panorama histórico del magnetismo, su obtención por medio de corrientes eléctricas, así como las bases del comportamiento de algunos materiales ante un campo magnético H, su clasificación según este comportamiento, y algunas teorías que explican parte de su comportamiento y la importancia desde el punto de vista energético (Como es la disminución de la energía debido a la creación de dominios ó la pérdida de ésta por el ciclo de histéresis.)

MODELO DE PARED ANCLADA

En este segundo capítulo se hace un repaso al modelo teórico que se utilizó para la descripción del ciclo de histéresis, así como los puntos característicos en los cuales se hará la comparación.

ANALISIS DE RESULTADOS

Por último se realizará el análisis de los resultados del ciclo de histéresis donde se muestran las gráficas de las predicciones y se comparan con los resultados experimentales.

*COMPORTAMIENTO
DE MATERIALES
MAGNÉTICOS*

La historia del magnetismo comienza con el mineral llamado magnetita ($\text{Fe}_3 \text{O}_4$) por los antiguos griegos. El primer verdadero hallazgo del estudio científico de magnetismo fue realizado por un Inglés, William Gilbert (1540-1603) quien publicó un libro en 1600: "On the magnet".

No existía ninguna otra forma de obtener magnetismo más que por el mineral magnetita hasta el gran descubrimiento hecho en 1820 por HANS CHRISTIAN OERSTED (1775-1851) donde una corriente eléctrica produce un campo magnético, resultado que demuestra la conexión entre ambos fenómenos y constituyó el comienzo del estudio del electromagnetismo.

Entre los resultados experimentales observados en aquella época (1820-1825), destaca el siguiente:

El campo magnético producido por una corriente directa que circula a lo largo de un alambre es un campo circular, ya que sus líneas de campo son círculos concéntricos cuyos centros se localizan en el alambre.

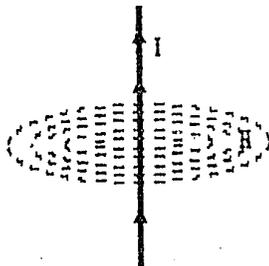


fig 1.1

Poco tiempo después de los experimentos de Oersted, el físico francés A.M. AMPERE encuentra una definición cuantitativa del campo magnético. Así para 1825 establece la ley matemática conocida como LEY CIRCUNFERENCIAL DE AMPERE que describe el campo H producido por una corriente I . (23)

$$\oint H \cdot dr = I$$

Esto nos permite concluir que: un alambre por el cual circula una corriente eléctrica se comporta como un imán.

Las líneas de campo magnético son siempre líneas cerradas, tanto las producidas por corrientes como por imanes y el hecho de que el flujo que atraviesa una superficie cerrada sea siempre cero nos indica la ausencia de monopolos magnéticos.

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = 0$$

Ley de Gauss para campos magnéticos
B vector de inducción magnética

MICHAEL FARADAY (1791-1867) tuvo la idea de representar el campo magnético como líneas de fuerza, dando un campo como el que muestra la figura.

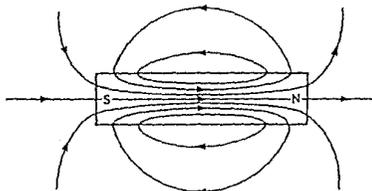


fig 1.2 Representación del Campo Magnético como líneas de fuerza

Poco después FARADAY observó que un campo magnético variable inducía una corriente eléctrica, fenómeno conocido como inducción electromagnética. (23)

De los resultados anteriores podemos deducir que los campos magnéticos pueden ser producidos por imanes y por corrientes. Fue AMPERE el primero en sugerir que el magnetismo de la materia provenía de "corrientes atómicas" circulantes (llamadas corrientes amperianas), es decir, de una multitud de pequeños anillos de corriente eléctrica distribuidos por todo el material. Así, la magnetización de los materiales se concibe como corrientes circulantes dentro de los átomos, debidas a los electrones "girando sobre sí mismos" (spin electrónico), y al movimiento orbital de los electrones alrededor de los núcleos.

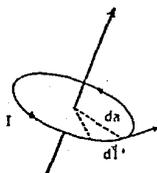
EFFECTOS MAGNETICOS POR CORRIENTES

Todos hemos sentido la misteriosa fuerza de atracción y repulsión entre imanes y corrientes. Esta fuerza es provocada por el campo magnético H , también llamada fuerza magnetizante y todo imán o conductor de corriente bajo este campo experimentará una torca que tratará de alinear los polos del imán o el momento magnético con el campo.

Una corriente en un alambre recto produce un campo magnético circular alrededor de su eje. Afuera del alambre la magnitud del campo a una distancia r del eje del alambre esta dada por:

$$H = \frac{I}{2\pi r}$$

Si a este alambre se le da un arreglo de un circuito circular de radio a el campo creado por éste en su centro es: $H = I/2a$ pero este campo puede describirse en forma más sencilla si se representa como un dipolo magnético, $2a$ siendo esta la estructura magnética mas simple y caracterizada por un momento dipolar magnético μ_m . (Un solenoide, un imán y una espira de corriente son ejemplos de dipolos magnéticos.)

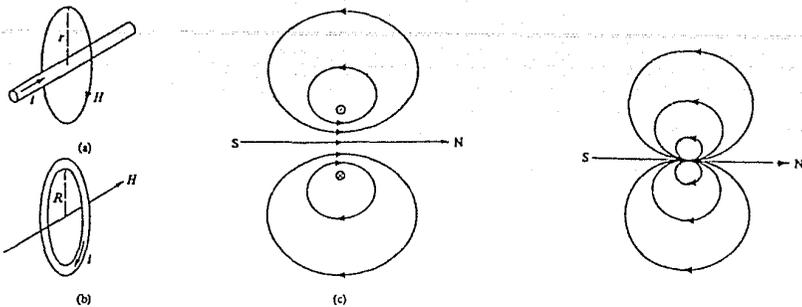


$$\mu_m = I \cdot A$$

Donde A es el area encerrada por la corriente I .

fig 1.3 Circuito de corriente mostrando el momento magnético asociado con el movimiento orbital del electrón.

El momento dipolar magnético de la espira arriba descrita es: $\mu_m = IA$. Y como se muestra en las siguientes figuras, el campo de la espira se parecerá más al de un dipolo conforme el diámetro de éste se haga más pequeño, y esto es tanto como decir que los imanes son una colección de dipolos o de pequeños circuitos. (fig. 1.4).



Campo magnético de corrientes Campo de un Dipolo magnético

fig 1.4

El que se considerara que el magnetismo era generado por estas pequeñas espiras de corrientes fue propuesto por AMPERE De acuerdo a este esquema en el interior del material (fig 1.5) los circuitos de corrientes con sentidos opuestos (a) se cancelan unos con otros y de toda la red queda un solo circuito (b). Este circuito de corriente exterior a la barra se le conoce como corriente equivalente de superficie por lo que podríamos estudiar los fenómenos de magnetización en términos de corrientes equivalentes de superficie. (1)

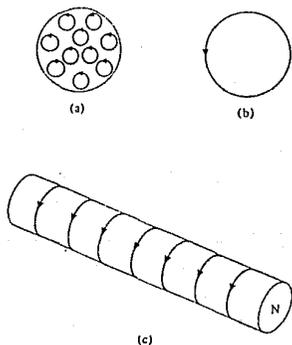


fig 1.5 Circuitos de corrientes Amperianas en una barra magnetizada.

CLASIFICACION DE LOS MATERIALES

En realidad todos los materiales conocidos son en una u otra forma magnéticos, aunque en su mayoría solo presentan efectos magnéticos muy pequeños. Se ha tratado de ver cómo responden los diferentes materiales a campos magnéticos muy intensos. Las diversas manifestaciones que se observan en los materiales tienen sus raíces a nivel de átomos y electrones.

Como sabemos, los núcleos de los átomos en la materia están rodeados por electrones que tienen un movimiento tanto de "spin" (no existe contraparte clásica y puede interpretarse como un giro del electrón alrededor de su eje) como "orbital". Como consecuencia de estos movimientos cada electrón forma un circuito de corriente el cual genera un pequeño campo magnético que puede describirse como un dipolo. De acuerdo con lo anterior, el momento magnético μ_m puede tener dos posibles orígenes: uno es el movimiento orbital del electrón en torno al núcleo, asociándosele un momento magnético orbital μ_o , y el otro es el momento angular intrínseco (spin) del electrón, S , el cual tiene asociado un momento magnético de spin.

El núcleo también tiene un pequeño momento magnético, pero es insignificante comparado con el de los electrones, y por lo tanto no afecta de manera significativa las propiedades magnéticas.

Desde el punto de vista clásico un electrón que describe una órbita circular con velocidad angular ω , y pasa por cada punto de la órbita $\omega/2\pi$ veces por segundo, lo cual corresponde a una corriente $I=e(\omega/2\pi)$. (donde e es la carga del electrón). Como la corriente tiene un contorno muy pequeño, equivale a un dipolo magnético cuyo momento es igual a (corriente)*(área). En consecuencia, el momento dipolar magnético orbital del electrón es:

$$\mu_o = e(\omega/2\pi)(\pi r^2) = \frac{1}{2} e\omega r^2$$

Recordando que para una órbita circular el momento angular $L=mvr$, (donde m es la masa y v es la velocidad de la partícula) podemos llegar a una relación entre los módulos de L y μ_o

$$\mu_o = \frac{e}{2m} L$$

$$m = \text{masa del electrón}$$

$$e = \text{carga del " "}$$

El spin del electrón fue postulado en 1925 por G.Uhlenbeck y Goudsmit para explicar ciertas características del espectro óptico de los átomos con un solo electrón. Si S es el spin del electrón y L es el momento angular orbital, el momento angular total es $J=L+S$

El spin es una propiedad universal de los electrones en todos sus estados. Como el electrón es una partícula cargada, el spin del electrón debe dar lugar a un momento magnético μ_s intrínseco o de spin. Se puede interpretar que el comportamiento de los electrones es como si estuvieran girando alrededor de su propio eje, además de estarse moviendo en su órbita. Para entender el spin, imaginémos al electrón como una esfera cargada uniformemente en la superficie girando sobre su eje, la rotación de la carga produce pequeños circuitos de corriente, cada uno de los cuales tiene un momento en dirección del eje (fig 1.6 a). (24,25)

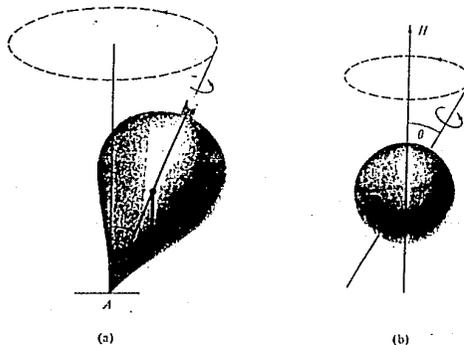


fig 1.6 Precesión a) de un trompo giratorio en un campo gravitacional b) átomo magnético en un campo magnético.

La relación entre μ_s y S debería ser la misma que la de μ_o y L , pero tomando una constante de proporcionalidad llamada razón giromagnética g_s la expresión queda:

$$\mu_s = -g_s \frac{e}{2m} S$$

En los sólidos el momento magnético debido al spin del electrón es el principal origen de las propiedades magnéticas. El momento dipolar magnético TOTAL de un electrón en su órbita es entonces:

$$\mu = \mu_o + \mu_s = -\frac{e}{2m} (L + g_s S)$$

Además el spin sólo puede tener dos orientaciones respecto al campo magnético: paralelo o antiparalelo, lo cuál fué demostrado por Goldsmith y Stern-Gerlach (1,4,5)

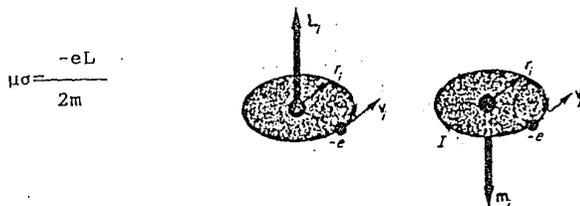


fig 1.6 b El momento angular y el momento magnético de un electrón que se mueve en una órbita circular. La corriente está en la dirección opuesta al movimiento del electrón cargado negativamente, y el momento m_1 magnético orbital se opone al momento L_1 angular orbital.

Sin embargo, los átomos contienen muchos electrones cada uno de ellos girando sobre su propio eje, o moviéndose en su propia órbita. Entonces el momento magnético del átomo es la suma vectorial de todos los momentos de los electrones, y dos posibilidades surgen:

1.- Los momentos magnéticos de los electrones están orientados de forma tal que se cancelan unos con otros, el átomo como un todo no tiene ningún momento magnético neto. Esto lleva al diamagnetismo.

2.- La cancelación parcial de los momentos, dejando al átomo con un momento magnético neto diferente de cero. Sustancias compuestas por este tipo de átomos dan lugar a para-, ferro-, antiferro-, o ferrimagnéticas.

Cuando se coloca una muestra de material en un campo magnético este se altera, así un material en un campo H puede ser atraído o repelido por el campo, y según su comportamiento el material será clasificado. Esto significa que se induce un campo magnético B en el material, el cual interactúa con el campo externo H bajo la relación:

$$\underline{B} = \underline{H} + 4\pi \cdot \underline{M}$$

donde M es la magnetización total inducida en el material. Entendiendo por magnetización la densidad de momentos dipolares por unidad de volumen.

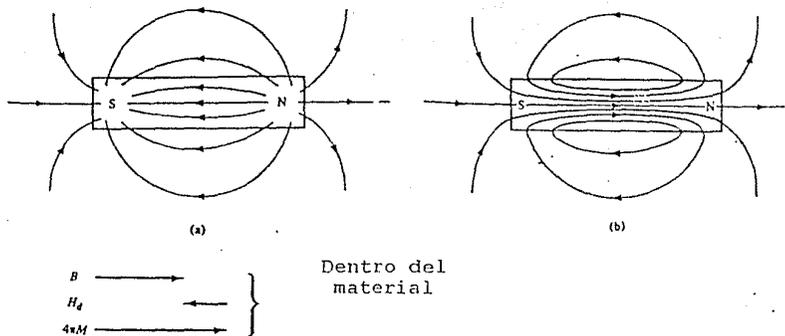


fig 1.7 a Campo de una barra magnética con campo cero a) a) Campo H b) Campo B Los vectores indican los valores al centro del magnéto.

Las propiedades magnéticas de los materiales se caracterizan no sólo por la magnitud y el signo de M, sino también por la dependencia de M con H. La razón de estas dos cantidades es conocida como susceptibilidad magnética X_m .

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

Para materiales isotrópicos, en los cuales el vector de magnetización M es paralelo al vector campo magnético H, existe una relación lineal entre M y H dada por:

$$M = X_m \cdot H$$

donde X_m es un parámetro característico del material.

Se ha establecido que la relación lineal $M=X_mH$, es válida sólo para materiales para- y diamagnéticos (línea b de la fig 1.7 b). Para materiales ferromagnéticos, esta relación lineal solo se cumple para campos muy pequeños; para campos intensos, la ecuación debe ser reemplazada por una relación funcional no lineal, la cual debe ser determinada experimentalmente:

$$M= M(H)$$

Es importante señalar que los paramagnéticos no poseen magnetización espontánea, mientras que los ferro-, ferri- y antiferromagnéticos sí tienen magnetización espontánea y es esto lo que los hace muy diferentes y complejos. (X depende de manera compleja de H).

Curvas como las de la figura 1.7 de M vs H son conocidas como curvas de magnetización. (1,2)

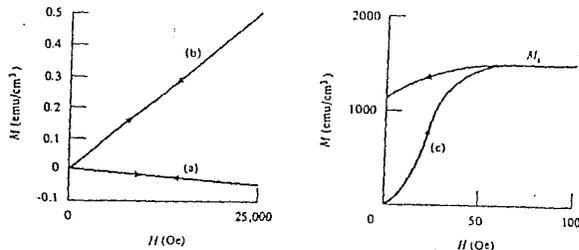


fig 1.7 b Curvas típicas de magnetización. a) Diamagnético b) para- ó antiferromagnético c) ferro- ó ferrimagnético.

Las sustancias (Dia-, para-, o antiferromagnética) tienen comportamiento lineal M vs H y bajo circunstancias normales no existe ninguna magnetización cuando el campo es removido.

El comportamiento mostrado en la curva (c) es de una sustancia típica ferro o ferrimagnética, y la curva de magnetización es no lineal, por lo que X varía con H pasando por un valor máximo. Otros dos fenómenos aparecen:

1) SATURACION Para un valor bastante grande de H, la magnetización se vuelve constante para su valor de saturación M_s

2) HISTERESIS o IRREVERSIBILIDAD Para campos elevados un decremento en H hasta cero no reduce M a cero, esto es lo que hace que materiales ferri y ferromagnéticos puedan ser transformados en imanes permanentes.

De hecho se puede construir también la curva B vs H también llamada curva de magnetización y que es mas útil. La razón de esta cantidad se conoce como permeabilidad μ .

$$\mu = \frac{B}{H}$$

lo que implica que si $B = H + 4\pi M$ $\mu = 1 + 4\pi X_m$

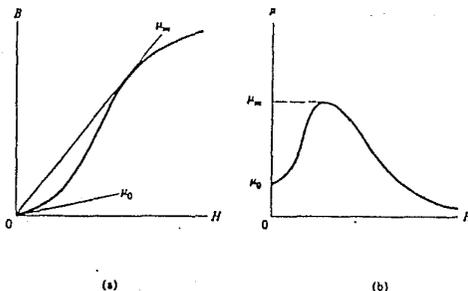


fig 1.8 a) B vs H curva de ferro- ó ferrimagnético
b) variaciones de μ contra H

La permeabilidad es una propiedad muy útil describiendo el ferro y ferrimagnetismo, ya que inmediatamente da el valor de B producido por el campo H. (1,2,4)

Así usando los dos parámetros definidos (μ, X_m), y dependiendo del signo y orden de magnitud de X_m o bien de la magnitud de la permeabilidad μ , los materiales se clasifican, de acuerdo a sus propiedades magnéticas en tres grandes (26) grupos:

| | | |
|--------------------------------------|----------------|-------------|
| Diamagnéticos | $X_m < 0$ | $\mu < 1$ |
| Paramagnéticos | $X_m > 0$ | $\mu > 1$ |
| Ferri-, Ferro- y Antiferromagnéticos | $X_m = \infty$ | $\mu \gg 1$ |

DIAMAGNETISMO

El diamagnetismo (6) resulta de los momentos magnéticos negativos inducidos por la aplicación de un campo magnético externo. Está caracterizado por su susceptibilidad negativa y puede interpretarse sobre la base de la inducción de Faraday que tiene lugar en el movimiento orbital de los electrones en los átomos, y de acuerdo a la LEY DE LENZ, el campo producido por una corriente inducida es opuesto a la dirección del campo magnético externo que la produce.

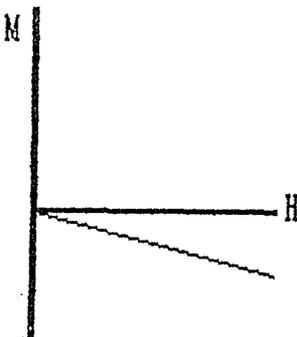


fig 1.9 DIAMAGNETISMO

El diamagnetismo está presente en todos los materiales y como es pequeño comparado con la magnetización paramagnética (y ferromagnética) puede observarse de modo directo únicamente en las sustancias que no presentan estos efectos, principalmente en materiales cuyos átomos tienen sus capas electrónicas cerradas.

PARAMAGNETISMO

Algunos átomos o moléculas poseen un momento angular de sus electrones diferente de cero y por tanto tienen un momento dipolar magnético permanente. Cuando se aplica un campo los momentos dipolares tienden a alinearse en la dirección del campo. Tal alineación es favorecida ya que representa un estado de mínima energía para el sistema de dipolos.

El requerimiento básico para que un material sea paramagnético es que los átomos de éste, presenten capas electrónicas parcialmente llenas como las tierras raras y los elementos de transición.

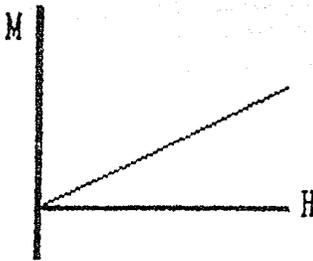


fig 1.10 PARAMAGNETISMO

FERROMAGNETISMO

Algunas sustancias que presentan efectos paramagnéticos muy grandes se les llama ferromagnéticos. Los spines de los electrones en regiones de tamaño macroscópico (llamados DOMINIOS) se alinean paralelamente. La causa de esto es una interacción (Interacción de Intercambio propuesta por Heisenberg) entre los spines (no apareados) de un átomo y los de sus vecinos de la red, que da por resultado un orden espontáneo de espines.

Cuando se tiene un campo externo débil existe un alineamiento neto de los dominios en la dirección del campo, creando un efecto paramagnético muy fuerte. Conforme se incrementa el campo externo, los dominios que ya se hallan alineados se agrandarán a expensas de los otros. (fig 1.11)

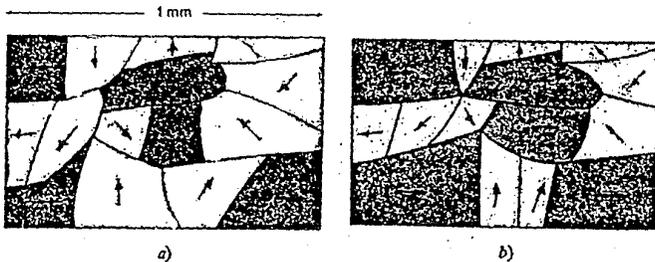
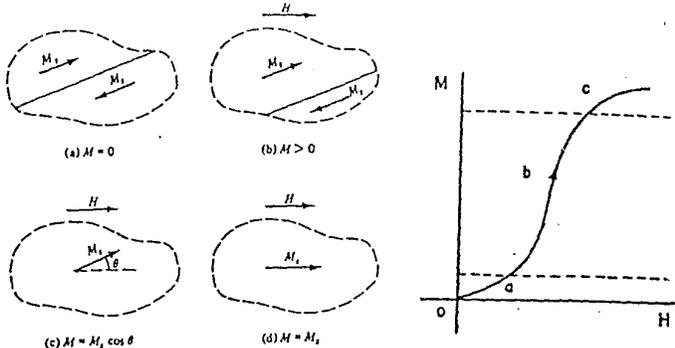


fig 1.11

Se puede decir que el proceso de magnetización (como se muestra en la fig. 1.11a) consiste en pasar de un estado de multidominios a un estado de un solo dominio, y este proceso de magnetización ocurre mediante dos mecanismos: movimiento de paredes de dominio (b) y rotación de dominios (c) dando origen a la curva de magnetización que se muestra a lado.



a) desplazamiento reversible de la pared
 b) desplazamiento irreversible c) rotación de dominios.
 fig 1.11a Proceso de magnetización

El magnetismo fuerte que presentan estos sólidos implica una permeabilidad elevada, esto se debe principalmente a la facilidad de desplazar (desanclar y mover) paredes de dominio

Los ferromagnéticos, así como los antiferro- y ferrimagnéticos, se caracterizan principalmente por la existencia, bajo ciertas condiciones de un orden magnético y una magnetización espontánea. En la fig. 1.12 se ilustran algunos tipos de orden magnético, debidos a la interacción de intercambio, y tal interacción favorece la alineación anti- ó paralela de los momentos de spin, dando como resultado un momento magnético distinto de cero presentando una magnetización espontánea. (1,2,4)

Para representar las interacciones responsables del alineamiento espontáneo de los spines en materiales ferromagnéticos, así como el hecho de que no aparezca una magnetización espontánea global en ausencia de campo externo en dichos materiales, P. WEISS propuso, en 1907 lo siguiente:

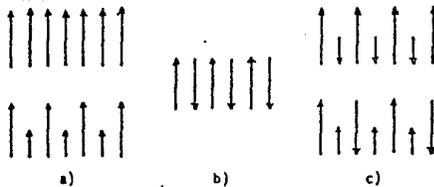


fig 1.12 Arreglos de spin, ilustrando posibles órdenes a) ferromagnéticos, b) antiferromagnéticos, y c) ferrimagnéticos.

a) Una muestra de material ferromagnético de dimensiones macroscópicas contiene un número de pequeñas regiones llamadas dominios las cuales se encuentran magnetizadas espontáneamente y en distintas direcciones, la magnetización promedio es cero.

b) Dentro de cada uno de los dominios, la magnetización espontánea se debe a la existencia de un campo interno fuerte llamado campo molecular, el cual tiende a producir un alineamiento paralelo de los momentos magnéticos de los átomos adyacentes.

La primera explicación teórica a la (2) naturaleza del campo molecular de Weiss, fue propuesta por Heisenberg en 1928. Demostró que el campo molecular podía ser explicado en términos de una interacción de intercambio entre los electrones, dando lugar a una energía de intercambio.

El modelo de dominios y paredes magnéticas propuesto por Weiss en 1907, constituye la base actual para el estudio de los mecanismos de magnetización en materiales ferromagnéticos y condujo a la consideración de dos mecanismos de magnetización:

- 1.- Desplazamiento de paredes de Bloch.
- 2.- Rotación de momentos magnéticos.

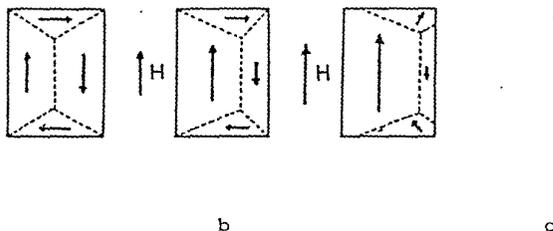


fig 1.13 a Mecanismos de magnetización

a) Estructura de dominios en muestra no magnetizada

b) Muestra en un campo débil que favorece el spin. El volumen de los dominios orientados favorablemente, crecen a expensas de los dominios no orientados favorablemente al campo, debido al desplazamiento de la pared

c) El campo aplicado es intenso y empieza a tener lugar la rotación de dominios en dirección al campo

Cuando aplicamos un campo pequeño a un trozo de material policristalino, las paredes de dominios comienzan a desplazarse y crecen más los dominios con dirección favorable de magnetización. Este crecimiento es reversible mientras el campo sea muy pequeño. (parte a de fig 1.13 b)

Para campos mayores, región b de la curva de magnetización, los dominios orientados favorablemente crecen y la magnetización aumenta rápidamente. El proceso de magnetización en esta región es más complejo. Esto se debe en parte a que los monocristales del material no son perfectos, es decir, hay imperfecciones cristalinas que obstruyen el desplazamiento de las paredes de dominios.

ORIGEN DE ESTRUCTURA DE DOMINIÓS

Cada átomo dentro de la red cristalina interactúa de diferentes formas con sus vecinos mas cercanos. Existen ciertas fuerzas de atracción electrostática (entre protones y electrones) y fuerzas de repulsión (entre dos electrones o bien dos protones) fuerzas que pueden ser calculadas por la ley de Coulumb. Pero existe aun otra fuerza " no clásica " que depende de la orientación de los electrones entre los átomos. Esta es conocida como la fuerza de intercambio. Esta interacción no es solo una interacción magnética de dipolo a dipolo debida al campo magnético producido por su átomo vecino.

Esta energía de intercambio es consecuencia del principio de exclusión de Pauli, que establece que 2 electrones pueden ocupar el mismo orbital, con la misma energía sólo si tienen spines opuestos.

El principio de exclusión de Pauli mantiene alejados átomos con electrones con spines paralelos, y esto traen como consecuencia una reducción a la repulsión de Coulumb. Por el contrario para una configuración con spines antiparalelos los átomos tienden a acercarse aumentando así la fuerza de repulsión. La diferencia en energía entre la configuración con spines paralelos y la configuración con spines antiparalelos es lo que entenderíamos como la energía de intercambio. (27,28)

Tambien se puede pensar en un incremento de la energía cinética asociada a un electrón con spin paralelo y esta energía sobresale con respecto a la reducción en la energía potencial.

Esta competencia entre la fuerza de Coulumb y la fuerza magnetostática estara regida de tal manera que la energía total del átomo sea la menor. Dicho estado se alcanzará para cierto arreglo de estado cuántico entre los electrones así como de la distancia relativa entre los átomos.

De acuerdo con la teoría de Weiss, el ferromagnetismo es causado por el campo molecular, el cuál alinea los momentos atómicos; en otras palabras, la energía de intercambio obliga a que los spines de los átomos de la red se mantengan paralelos.

Así para dos átomos vecinos i y j la energía asociada con el acoplamiento entre los spines, está dada por la energía potencial V_{ij} , la cual es proporcional al producto punto de los vectores de spin \vec{S}_i y \vec{S}_j . Esta energía depende de la orientación relativa de los spines.

La pared de dominio es una interfaz entre dos regiones en donde la magnetización espontánea tiene diferentes direcciones.

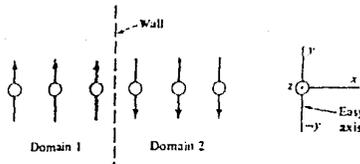


fig.B.1 Pared delgada de 180°

Primero imaginaremos el cambio abrupto que ocurre de un átomo a otro en la fig.b.1. Por lo tanto, la pared de la figura tiene una gran cantidad de energía de intercambio asociada con ella, debido a que los spins adyacentes a la pared son antiparalelos. (La energía de intercambio en un ferromagnético es un mínimo cuando los spins adyacentes son paralelos). Esta energía de intercambio puede decrecer si permitimos que el cambio de 180° se haga gradualmente a lo largo de N átomos, de tal forma que el ángulo ϕ entre spins adyacentes sea de π/N . (fig.b.2).

De esta manera la energía total de intercambio disminuye.

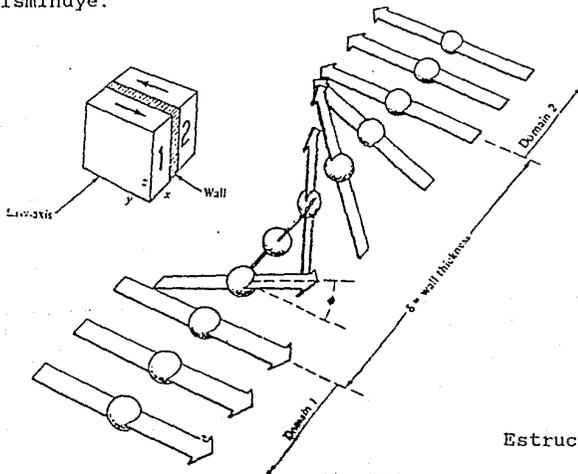


fig.B.2

Estructura de pared de 180°

Pero por otro lado, los spins que forman la pared están orientados en una dirección de no fácil magnetización, por lo que la energía de anisotropía del cristal es aumentada. Mientras la energía de intercambio trata de hacer la pared lo más ancha posible, de tal forma que el ángulo entre un spin y otro se lo más pequeño posible, la energía de anisotropía tiende a hacer la pared lo más pequeña posible para reducir el número de spins apuntando en dirección de no fácil magnetización.

Como resultado de esta competencia entre las dos energías, la pared tiene un cierto ancho y una cierta estructura, y al igual que cualquier otra interfaz, la pared tiene una cantidad de energía por unidad de área.

Otra de las energías que toma un papel preponderante en la estructura de dominios es la energía magnetostática.

Consideremos un cristal largo como el que se muestra en la figura en donde es de un solo dominio, de magnetización espontánea paralela al eje de fácil magnetización. (fig. b.3.a) De los extremos o polos del material surge un campo H . Entonces la energía magnetostática de este cristal es $\frac{1}{2} \int H \delta V$ evaluada en todo el espacio donde H es apreciable. 8π Esta considerable energía puede ser compartida en partes iguales si el cristal se divide en dos dominios magnetizados en direcciones opuestas como en (b), y porque esto hace que el polo norte este más cerca del sur el campo H estará menos extendido espacialmente.

Si el cristal se parte en cuatro dominios como en (c), le energía magnetostática decrece de nuevo a un cuarto de la energía original. Pero esta división a dominios pequeños no puede continuar indefinidamente, porque cada pared que se forme adhiere energía al cristal. Y eventualmente el equilibrio del tamaño del dominio será alcanzado.

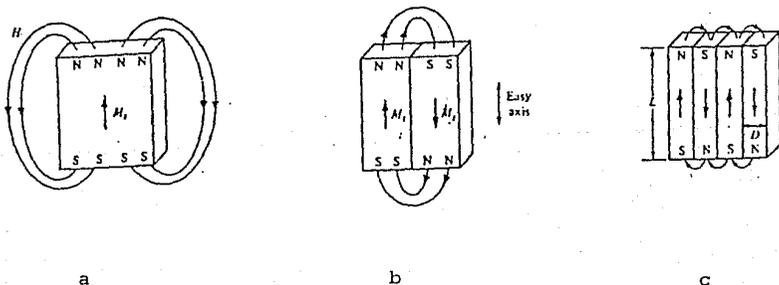


fig.B.3 División en dominios

Otra energía que determina la estructura de dominios en un material ferromagnético es la Energía Magnetostática, también llamada energía dipolar magnética del material. Cuando una sustancia ferromagnética produce un campo externo, existe una energía potencial magnética o magnetostática dada por :

$$W_{\text{mag}} = \frac{1}{8\pi} \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{V}$$

Una disminución en la energía magnetostática de un sistema, yendo de una configuración saturada (fig. 1.14.a) con una energía magnetostática grande a una configuración de dominios (fig. 1.14.b), con una energía más baja, da origen a la estructura de dominios. (1,2,19).

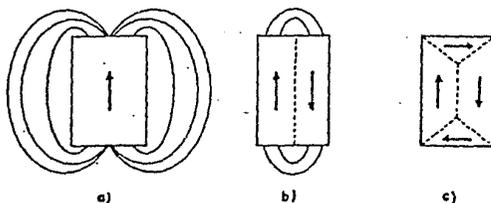


fig 1.14 Reducción de la energía magnetostática por la generación de una estructura de dominios. (2)

La región de transición entre dos dominios se denomina pared de Bloch, y juega un papel importante en los mecanismos de magnetización. Una pared de 180° es aquella en la cual los dominios adyacentes están magnetizados en sentidos opuestos. El espesor de esta pared, así como su energía depende principalmente de la energía de intercambio (la cual favorece una rotación gradual de los momentos magnéticos) y de la energía de anisotropía (la cual actúa para limitar el ancho de la región de transición favoreciendo una rotación brusca).

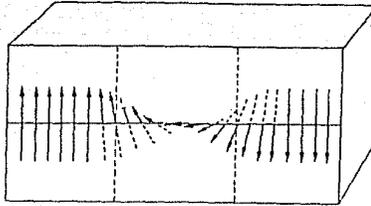


fig 1.15 Representación esquemática de una porción de pared de Bloch, entre la frontera de dos dominios.

En ausencia de un campo magnético externo, el sentido de la magnetización espontánea de cada dominio coincide con una de las direcciones de fácil magnetización de los respectivos granos. (fig 1.16) Los vectores de magnetización, de los distintos dominios no coinciden y la magnetización resultante de todo el material es cero. (10)

$$\sum M_i = 0$$

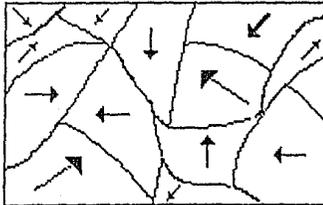


fig 1.16 Magnetización espontánea de dominios.

El fenómeno de ferromagnetismo está estrechamente relacionado con la existencia de una red cristalina. La influencia de la estructura cristalina de un material sobre sus propiedades magnéticas se manifiesta en la existencia de direcciones más favorecidas magnéticamente que otras, (direcciones de fácil magnetización) en las cuales la

orientación de la magnetización interna disminuye la energía libre del cristal, cualquier intento por magnetizarlo en otra dirección incrementaría la energía interna. Dicho incremento asociado con la dirección magnetización se llama Energía de Anisotropía; lo cual podemos entender como el trabajo necesario para desviar el vector de magnetización, de la dirección de fácil magnetización.

Podemos decir que la estructura de dominios, se encuentra determinada por:

Energía de Intercambio
Energía Magnetostática
Energía de Anisotropía

Con estos conocimientos podremos entender y estudiar mejor el comportamiento de materiales magnéticos. Pasemos a la descripción del ferromagnetismo, desde el punto de vista fenomenológico, y veamos qué sucede cuando aplicamos un campo externo, H .

HISTERESIS FERROMAGNETICA

Cuando se aplica un campo magnético a un trozo de hierro "no magnetizado", los dominios magnéticos son rearreglados y reorientados, produciéndose así un nuevo estado magnético del material.

El ferromagnetismo es un fenómeno que, dependiendo de la intensidad del campo magnético aplicado, H , puede ser (4) reversible, si H es menor que cierto campo crítico, H_{cr} , ó irreversible si H es mayor que H_{cr} ; irreversible en el sentido de que si aplicamos un campo magnético $H > H_{cr}$, la muestra ya no regresa a su estado de magnetización inicial al eliminar dicho campo queda una magnetización residual en la muestra, llamada magnetización remanente M_r , (fig 1.17.a) a menos, que se le aplique un campo magnético en dirección opuesta de magnitud H_c , llamado campo coercitivo, para reducir M_r a cero y obtener así el estado de desmagnetización inicial. Este comportamiento magnético irreversible, es característico de los materiales ferromagnéticos y da lugar al ciclo de histéresis, al graficar M vs H y al variar H desde un valor H_{max} hasta $-H_{max}$. (fig 1.17.b).

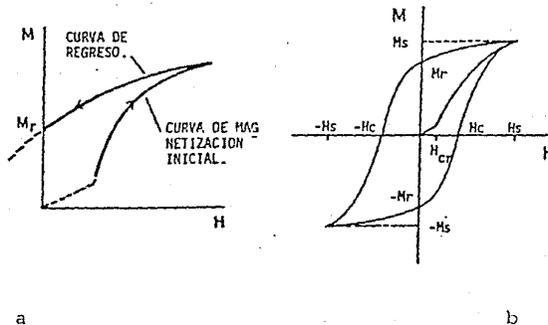


fig 1.17 Curva de Magnetización

Este fenómeno complejo, involucra parámetros tales como interacciones de intercambio, Anisotropía, Magnetostática, Dinámica de la pared de dominio, etc. y de todo esto resulta un proceso donde la magnetización no es univaluada y depende de la historia del material.

Durante el proceso de magnetización del material ferromagnético, se consume cierta cantidad de energía al pasar de un estado de magnetización m_1 a un estado m_2 . Este trabajo esta dado por

$$W = \int_{m_1}^{m_2} H \cdot dM$$

El trabajo es igual al área encerrada por la curva de magnetización. Parte de la energía suministrada, es almacenada como energía potencial y parte disipada como calor, el cual es generado por los procesos irreversibles que tienen lugar dentro del material.

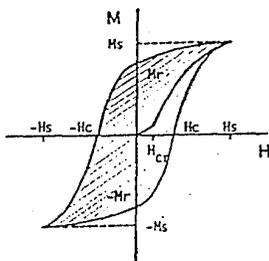


fig 1.18 Curva de Histéresis

El área encerrada por el ciclo es proporcional a la pérdida de energía, como calor.

El estudio de los materiales ferromagnéticos a través de sus ciclos de histéresis correspondientes:

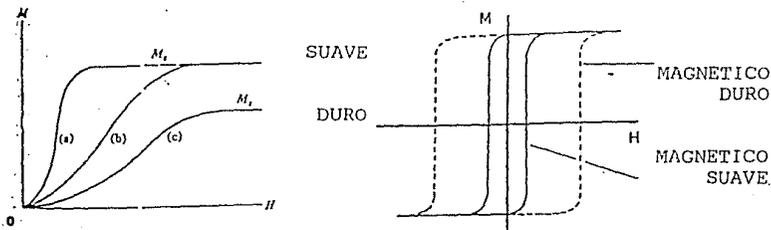
- Nos permiten determinar los parámetros que influyen en los mecanismos de magnetización.

- Las propiedades magnéticas de estos materiales están estrechamente relacionadas a la forma de sus ciclos de histéresis.

Según el tipo de ciclo de histéresis, los materiales ferromagnéticos pueden clasificarse en:

Materiales magnéticos Blandos: aquellos que presentan una alta permeabilidad, una fuerza coercitiva pequeña y pérdidas mínimas de energía (es decir, ciclos de histéresis con área pequeña, fig 1.19), lo cual permite que sean utilizados comúnmente en núcleos de transformadores, motores, generadores, etc.

Materiales magnéticos Duros: aquellos que presentan grandes campos coercitivos, una magnetización remanente elevada y pérdidas grandes de energía (es decir, presentan ciclos de histéresis con área grande). Características que les permite que sean utilizados como imanes permanentes.



CURVA DE MAGNETIZACION

CLASIFICACION DE MATERIALES FERROMAGNETICOS

fig 1.19

El costo anual por pérdidas de energía por histéresis en magnéticos suaves asciende a miles de millones de pesos y como resultado de esto, hay gran interés en la manera de hacer que la pérdida por histéresis disminuya.

El siguiente capítulo nos propone un modelo para el estudio del comportamiento de Materiales Ferromagnéticos.

MODELO DE PARED ANCLADA

MODELO DE PARED ANCLADA

En un ciclo de histéresis, la relación que resulta, entre la intensidad del campo magnético aplicado y la magnetización, es complicada y no puede ser representada por una fórmula simple, ya que la magnetización no está definida unívocamente para un valor del campo H , sino que depende de la historia magnética de la muestra. Solo para campos $H < H_{cr}$ existen relaciones simples.

Uno de los modelos teóricos que han sido propuestos para explicar los fenómenos de magnetización reversible e irreversible que dan lugar al ciclo de histéresis es el modelo de GLOBUS (3,4)

En 1963, A. Globus propuso un modelo simple para los ciclos de histéresis en materiales policristalinos. En este modelo, la muestra está representada por un grano esférico, dividido en dos dominios magnéticos por una pared de Bloch de 180° (fig 2.1) En ausencia de un campo magnético externo aplicado, la pared se encuentra anclada a la frontera de grano en una posición diametral. Los volúmenes relativos de los dominios con magnetizaciones opuestas son iguales y la magnetización neta es cero. 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. La deformación de la pared, explica la zona reversible (campos aplicados pequeños) en la gráfica de Magnetización (M) vs. Campo aplicado (H). (Segmento ab de la fig 2.2.)

Para campos aplicados más intensos, la pared deformada se desancla y se desplaza dentro del grano (segmento bd de la fig 2.2) El campo para el cual ocurre el desanclaje recibe el nombre de campo crítico, H_{cr} , y representa el límite entre los mecanismos, reversible (susceptibilidad inicial) e irreversible (histéresis). 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 la pared, es igualada por la fuerza magnética producida por el campo magnético aplicado. Cuando $H > H_{cr}$, la pared se desplaza hasta una nueva posición de equilibrio z , para la cual la pared se ancla nuevamente (fig 2.2.c); en ese punto, la pared permanece convexa a la acción del campo magnético externo. si se elimina el campo aplicado, la pared recobra su forma plana, pero no regresa a su posición inicial (segmento cd fig 2.2), quedando así la muestra magnetizada aún en ausencia de campo aplicado. Esto explica la existencia de magnetización remanente. (4,22)

Para completar el ciclo de histéresis tiene que ser invertido el campo aplicado. Al invertir el campo sucede un fenómeno semejante al descrito anteriormente.

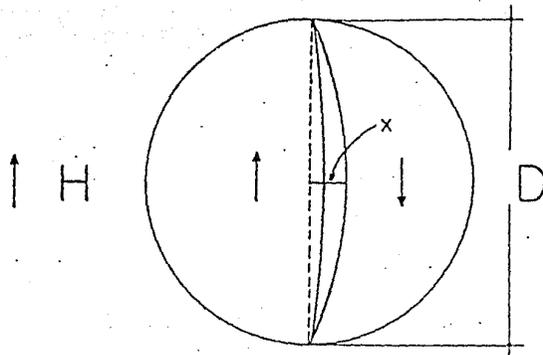


fig 2.1 Deformación de la pared por un campo Aplicado $H < H_{cr}$ en el modelo de Globus.

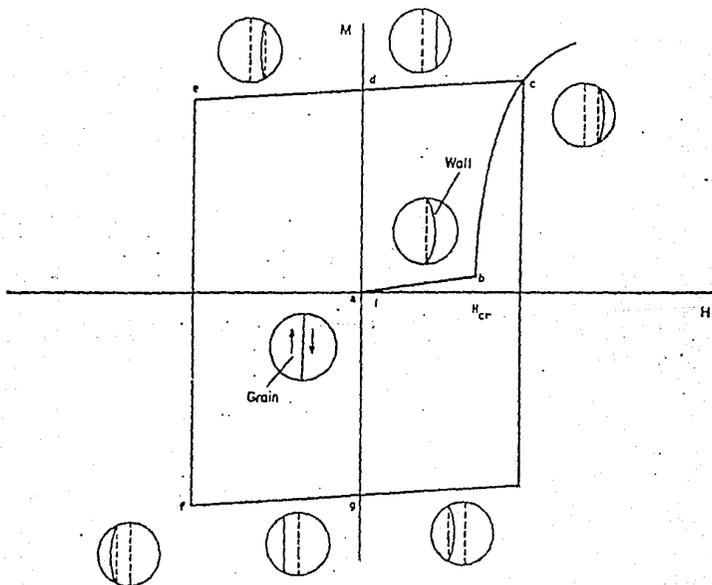


fig 2.2 Comportamiento de la pared durante el ciclo de Histéresis

Al hacerlo la pared sólo se deforma en sentido contrario permaneciendo anclada hasta que H alcanza el valor del campo crítico para la posición de la pared (segmento de de la fig 2.2). Cuando el campo aplicado es superior a este campo crítico, la pared se mueve en el grano debido a que está fuera de equilibrio y por la inercia del movimiento se desplaza hasta un punto f de la fig. 2.2 en donde las fuerzas de anclaje y desanclaje se igualan nuevamente (situación de equilibrio). Al eliminar el campo, la curvatura de la pared desaparece y permanece anclada, fig. 2.2.g, quedando así una magnetización remanente negativa. A partir de este punto, y por simetría, se puede generar el ciclo completo. (16,17)

Globus propuso un cálculo simple para la zona reversible de magnetización. Calculó la deformación, x, de la pared (fig. 2.1), minimizando el cambio de energía total del grano, δE , con respecto a la deformación x. Este mínimo en δE determina el estado de equilibrio de la pared magnética. Dicho cambio de energía, se obtiene considerando la energía potencial magnética y la energía de superficie de la pared.

Imponiendo la condición de mínimo para δE , ésto es, $d\delta E/dx=0$ (donde $\delta E_T = -2MsH \delta V + \Gamma \delta A$) se obtiene una ecuación de segundo grado para x. Despreciando los términos cuadráticos en x, se obtiene para la deformación:

$$x = (MsH / 2\Gamma) r^2$$

donde:

Ms = magnetización de saturación

H = Campo aplicado

r = Radio

Γ = Energía de la pared por unidad de superficie.

El campo crítico, Hcr, es representado por el equilibrio entre la fuerza magnética y la fuerza de anclaje, obteniéndose:

$$\text{Cuando } H = Hcr \\ E_m = E_a$$

$$2MsH \pi D^2/4 = f \pi D$$

$$Hcr = \frac{2f}{Ms \cdot D} \quad \text{Ec. 1.0}$$

con F_m = fuerza magnética
 F_a = fuerza de anclaje
 f = término de fricción propuesto por Globus como una fuerza de anclaje por unidad de longitud, que se opone al movimiento de la pared.
 M_s = magnetización de saturación

Este resultado ha sido verificado experimentalmente y ha permitido un control eficaz de los procesos de magnetización, ya que a través de la relación obtenida, es posible reducir o bien aumentar el campo crítico para aplicaciones específicas.

Parece que el origen de la fuerza de anclaje, f , que aparece en la ecuación (Ec. 1.0), está relacionado con el término de energía de la pared magnética (Γ). (ver apéndice C)

Se ha encontrado una proporcionalidad directa entre f y Γ por medio de datos de la región reversible y a través de la expresión general para el campo crítico.

Cuando $H > H_{cr}$ la pared se desprende de su posición diametral y se mueve dentro del grano. La superficie de la pared varía como $(d)t^2$ y decrece más rápido que su perímetro, el cual es proporcional a d . Para cada valor del campo aplicado, se obtiene un equilibrio entre los nuevos valores de la fuerza de anclaje y desanclaje, de tal manera que para cada posición de la pared existe un campo crítico diferente. (29)

Extenderemos el modelo de Pared de Dominios DWS (Domain Wall Size) al caso de una cinta magnética amorfa tomando en cuenta la geometría de la pared magnética del dominio y asumiendo el anclaje sistemático de la pared a la superficie externa de la cinta.

Para describir el modelo magnetización nos referiremos a la fig. 2.3 donde se muestra una pared de dominio simple, donde se explica cualitativamente los mecanismos de magnetización reversibles e irreversibles considerando para ello el movimiento de paredes como mecanismo de magnetización dominante. Globus sólo considera la fuerza dada por el campo magnético. Aquí se considera la fuerza dada por la variación de la energía total (energía magnética más superficial).

La magnetización en la parte reversible del ciclo se obtiene al suponer que la pared plana se encuentra localizada a una distancia z del centro, y al aplicarle un campo magnético, la pared presentará una deformación como se muestra en la fig 2.4.

Podemos encontrar la posición de equilibrio de la pared recordando que esta posición será obtenida, cuando el cambio de energía total δE_T , con respecto a la deformación x' de la pared, sea un mínimo.

En donde la forma de la pared de equilibrio se obtiene al minimizar la energía potencial magnética y resolverlo por cálculo variacional donde:

$$\begin{aligned}\delta E_T &= \delta E_{mag} + \delta E_{sup} \\ &= -2MsH\delta V + \Gamma\delta A\end{aligned}\quad (\text{ec. 2.1})$$

donde

δE_{mag} = cambio en la energía potencial magnética del grano

δE_{sup} = cambio en la energía superficial de la pared.

δV = volumen encerrado por la forma inicial de la pared (forma plana) y la forma final de ésta; representado por diagonales en la fig 2.4.

δA = cambio en el área de la superficie de la pared.

el resultado da la forma correspondiente a un cilindro de radio R y centro en K.

$$R = \frac{\Gamma}{(2Ms \cdot H)} \quad K = z + x' - R$$

Dada la geometría del problema se puede mostrar que:

$$\delta E_T = -MsH\pi x'^2 y - 1/3(MsH\pi x'^3) + \Gamma\pi x'^2 \quad (\text{ec. 2.2})$$

Para obtener el mínimo se requiere:

$$d(\delta E_T) / dx' = 0 \quad (\text{ec. 2.3})$$

Por tanto, el valor de x' que hace mínimo el cambio de energía y da la posición de la pared esta dado por:

$$x' = (\Gamma/MsH) \left\{ 1 - \sqrt{1 - (MsH/\Gamma)^2 t} \right\} \quad (\text{ec. 2.4})$$

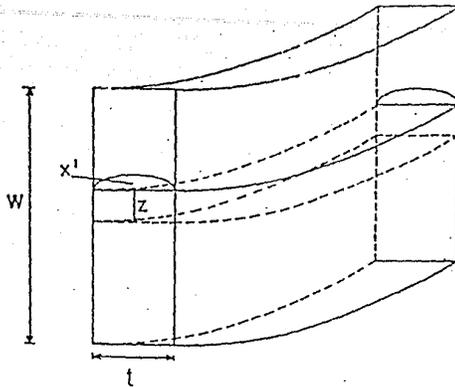


fig 2.3 Pared de Dominio Simple para el modelo de magnetización.

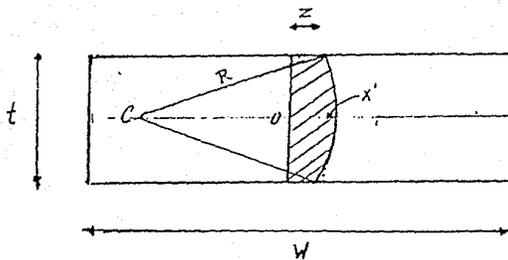


fig 2.4 Deformación positiva de la pared, localizada a una distancia z del centro de la cinta.

Dado que la cinta amorfa esta dividida en dos por la pared de dominio de Bloch que esta anclada a la superficie de la cinta (fig 2.3). Para un pequeño campo aplicado la pared se deforma hasta llegar a un cierto campo en el cual la pared se desancla y se desplaza en forma irreversible creando con esto el ciclo de histéresis. (13,15,27)

El valor de la magnetización de la cinta en la posición z de la pared de dominio y bajo un campo H esta dado por:

$$M = 2 \cdot M_s \frac{\delta V}{V} \quad (\text{ec. 2.5})$$

y en términos de la magnetización reducida m, está dada por:

$$m = \frac{M}{M_s} = 2Y + (T/2E) \left\{ \frac{2}{-1} \text{sen}(E) - E\sqrt{1-E^2} \right\}$$

donde: (ec. 2.6)

$Y = z/w$ y $w =$ ancho de la cinta

$T = t/w$

$E = t/2R$

y δV es el volumen asociado a la región sombreada de la figura 2.4, V es el volumen de la cinta y M_s es la magnetización de saturación. Como habíamos comentado antes, el campo magnético necesario para desplazar la pared de dominio debe ser suficiente para crear una fuerza magnética F_m igual a la fuerza de anclaje. Siendo la fuerza magnética igual a:

$$F_m = \frac{\delta(dE_{mag})}{\delta z}$$

donde $dE_{mag} = -2M_s HdV$. (ec. 2.7)

Quedando la fuerza de anclaje = $F = 2L(1+(t/L))f$ donde L y t son el largo y ancho de la cinta, y f es la fuerza de anclaje por unidad de longitud. Suponiendo que f es de la forma

$$f = f^0 + \alpha |E_m| \quad (\text{ec. 2.8})$$

con f^0 y α constantes, y E_m la densidad de energía magnética, la combinación de las dos ecuaciones anteriores nos da que:

$$h = H/H^0 \quad h = 1 + \alpha t^{\frac{1}{2}} h m(h) \quad (\text{ec. 2.9})$$

Bajo este modelo de pared anclada se procedió al análisis teórico de los resultados experimentales que se obtuvieron de diversas muestras. En particular Vitrovac.

En el capítulo siguiente se describe la obtención experimental del ciclo de histéresis ferromagnético, y que dichos resultados experimentales fueron utilizados y comparados por los obtenidos teóricamente.

*OBTENCION
EXPERIMENTAL
DEL CICLO DE
HISTERESIS*

OBTENCION EXPERIMENTAL DEL CICLO DE HISTERESIS

Dado que un ciclo de histéresis se obtiene midiendo la magnetización, M , (ó el campo de inducción magnética, B) del material, como una función del campo magnético externo aplicado, H , tienen que combinarse estas características dentro de un dispositivo experimental para obtener dicho ciclo.

El dispositivo experimental, mostrado en la fig. 3.1, considera a la muestra de estudio como el núcleo de un pequeño transformador con dos embobinados, uno primario que recibe la señal, y otro secundario que nos da la respuesta del material sometido a la señal de entrada. (4).

Quando la señal de entrada es suministrada por una fuente de corriente alterna, que alimenta el embobinado primario (fig 3.1) se produce un campo magnético alterno H en la bobina y la muestra responde a ese campo magnetizándose. La inversión del campo magnético sobre la muestra se realiza cíclicamente de acuerdo con la frecuencia de la corriente, y esto nos representa el cambio de polaridad de la fuente conectada al primario, el campo magnético inducido se invierte y la magnetización se invierte también. De esta manera podemos obtener el ciclo de histéresis magnética completo, variando el campo magnético aplicado desde un cierto valor H_{max} hasta $-H_{max}$ y viceversa. La expresión para el campo magnético H , está dada por la siguiente ecuación:

$$H = \frac{N_p I_p R_p}{2\pi \cdot r_m R_p} \quad \text{ec.3.1}$$

donde

r_m = radio medio de la muestra

N_p = número de espiras en el primario

I_p = corriente del primario = V_p / R_p

V_p = voltaje en el primario

R_p = resistencia en el primario

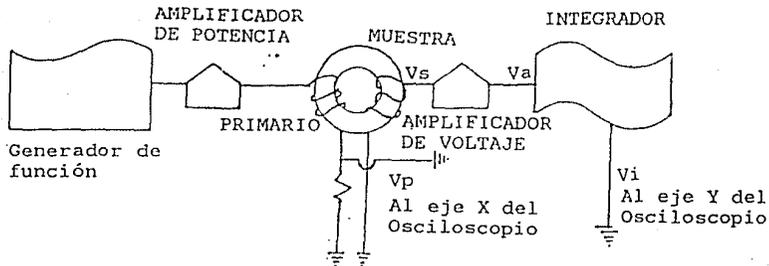


fig 3.1

De la ecuación anterior, podemos escribir la siguiente relación:

$$V_p = H (2\pi \cdot R_p \cdot r_m / N_p) \quad e.3.2$$

Por otra parte, se tiene que la variación de flujo magnético asociado con la magnetización de la muestra, induce un voltaje, V_s , en el embobinado secundario, el cual nos da información acerca del comportamiento del material; esto debido a que la inducción magnética del material (ó bien la magnetización), puede expresarse en función del voltaje V_s , que es la señal de salida. Este voltaje está dado por:

$$V_s = - N_s \cdot \frac{\delta \phi}{\delta t}$$

donde N_s es el número de espiras en el secundario, y $\delta \phi$ (variación de flujo magnético por el embobinado primario) está dado por :

$$\delta \phi = -B \delta a$$

donde δa es una diferencial de área de la muestra dada por:
 $\delta a = e \cdot \delta r$, ver fig 3.2

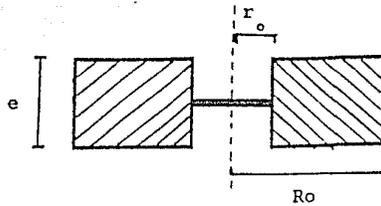


fig 3.2 Corte transversal de una muestra toroidal

De esta manera, por la ley de la inducción de Faraday y la ley circuital de Ampere se puede obtener la siguiente expresión para el campo de inducción magnética del material:

$$B = \frac{\int V_s \cdot dt}{Ns \cdot e(Ro-ro)} = \frac{Vi \cdot R \cdot C}{A \cdot Ns \cdot e(Ro-ro)} \quad \text{ec.3.3}$$

donde

V_i = voltaje integrado

R = resistencia

C = capacitor

A = factor de amplificación

Despejando V_i de la ecuación anterior, obtenemos:

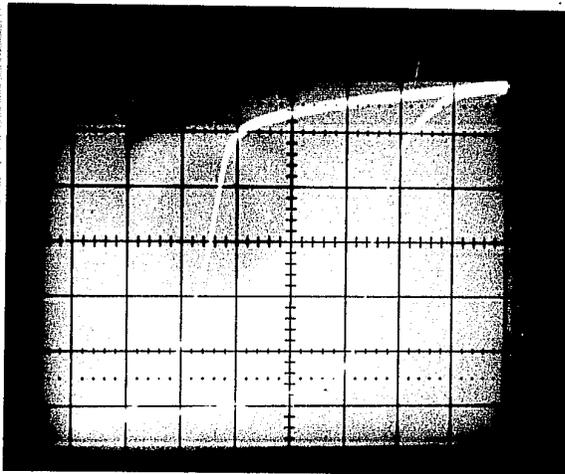
$$V_i = B \left(\frac{A \cdot Ns \cdot e(Ro-ro)}{R \cdot C} \right) \quad \text{ec.3.4}$$

De la fig 3.1, tenemos que el amplificador de potencia amplifica la señal proporcionada por el generador, misma que circula por el embobinado primario de la muestra y posteriormente es disipada por una resistencia que está en serie con el embobinado.

Entre el embobinado y la resistencia, se saca una terminal que va al eje X del osciloscopio. La señal que llega a éste, es el voltaje V_p , dado por la ecuación ec.3.2 que es proporcional al campo aplicado H .

En el embobinado secundario, se manifiesta el efecto de la inducción magnética del material a través de una señal de salida, dada por el voltaje V_s (ver fig 3.1) Esta señal pasa por un amplificador de voltaje el cual, a su vez, está conectado en serie a un integrador que actúa como un operador integral sobre la función de voltaje. La función integrada V_i es la enviada al eje Y del osciloscopio.

De esta manera, enviando los voltajes V_p y V_i , dados por las ecuaciones (ec.3.2 y ec.3.4) a los ejes X y Y de un osciloscopio respectivamente, se obtiene finalmente el ciclo de histéresis deseado como se muestra en las fotografías.



ANALISIS

ANALISIS TEORICO

En este capítulo haremos el análisis de la polarización magnética de la muestra. Para esto se tomo en cuenta el siguiente modelo.

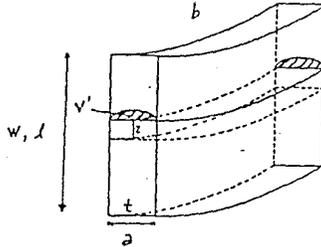


fig 4.0 Cinta amorfa con la pared de Dominio'

En donde la polarización de la muestra está asociada con una diferencia neta entre los volúmenes de los dos dominios polarizados en sentido antiparalelo.

$$P_{\text{neta}} \approx \frac{\delta V}{V}$$

donde $\delta V = V' + z \cdot t \cdot b$

(ec. a.1)

Para evaluar el campo magnético que debe ser aplicado para desplazar la pared se iguala la fuerza magnética con la fuerza de anclaje. La fuerza magnética está dada por:

$$F_m = - \frac{d(\delta E_{\text{mag}})}{dz}$$

(ec. a.2)

donde $\delta E_{\text{mag}} = - 2M_s H \delta V$

(ec. a.3)

La ecuación de la fuerza de anclaje con respecto al modelo arriba descrito sería:

$$F = 2b \cdot f + 2a \cdot f$$

(ec. a.4)

Donde la fuerza de anclaje por unidad de longitud es f. De donde la ecuación queda de la siguiente forma:

$$F = 2b(1 + a/b) f$$

(ec. a.5)

o bien de la forma

$$F = f^0 + \alpha |E_m|$$

(ec. a.6)

donde E_m es la energía magnética almacenada por el material.

Tomando los resultados del capítulo anterior y utilizando las ecuaciones (2.6) de magnetización reducida,

$$m = 2\xi + (\tau/2\varepsilon^2) \{ \text{sen}^{-1}(\varepsilon) - \varepsilon\sqrt{1-\varepsilon^2} \}, \quad (\text{ec. 2.6})$$

(a.2), (a.5) y (a.6) con la condición $F_m = F$ se obtiene la ecuación que debe satisfacer el campo magnético aplicado:

$$h = 1 + (\eta_1 \tau / 2\eta^3 h^2) \{ \text{sen}^{-1}(h\eta) - h^2 \eta^2 \sqrt{1-h^2 \eta^2} \} + (2\eta_1 / \eta) \xi \quad (\text{ec. a.7})$$

donde:

$$\begin{aligned} h &\equiv H/H_{cr} \\ H_{cr} &\equiv f_0/M_{st} \\ \varepsilon &\equiv -f_0/\Gamma \\ \varepsilon l &\equiv \beta/\Gamma \\ E &\equiv h\varepsilon \end{aligned}$$

considerando el término $t/L \ll 1$.

Con esto se puede obtener los puntos de la curva de magnetización. La primera parte OA, de la fig 4.1, está dada por la ecuación (2.6) con $\Psi=0$ e incrementando el valor del campo magnético h a su valor máximo dado por la solución a la ecuación a.7 con $\Psi=0$ que corresponde al valor del campo crítico H_0 . Para la parte no reversible de la curva de magnetización tomamos valores de h mayores que el campo crítico h_{cr} y encontramos la magnetización dada por:

$$m = (\varepsilon/\varepsilon l) (h-1) \quad (\text{ec. a.8})$$

derivada de las ecuaciones 2.6 y a.7 con $h > h_{cr}$.
(ver como referencia las Ecuaciones 2.1 a la 2.4)

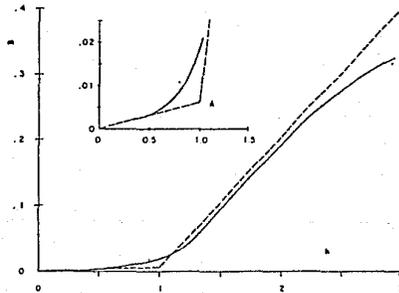


fig 4.1 Magnetización de una cinta amorfa
Resultado teórico _ _ Resultado experimental _ _

En el análisis teórico se jugó con las dimensiones de la muestra (a=t, b, z, l) y esto mediante los cambios de las variables ϵ , β y T. en el programa y esto afectó directamente la fuerza de anclaje.

Donde

$$\epsilon = \frac{f}{l} \quad T = \frac{t}{l} \quad \beta = 1 + \frac{a}{b}$$

El programa simula la aplicación de un campo magnético a la muestra y cuyo comportamiento se caracteriza por los valores de ϵ , β y T, que son valores ligados con las dimensiones de la muestra y que como habíamos descrito dan ciertas propiedades magnéticas a la muestra.

El propósito de ésta tesis es en gran parte el darle a cada una de estas variables un sentido físico durante el proceso e magnetización.

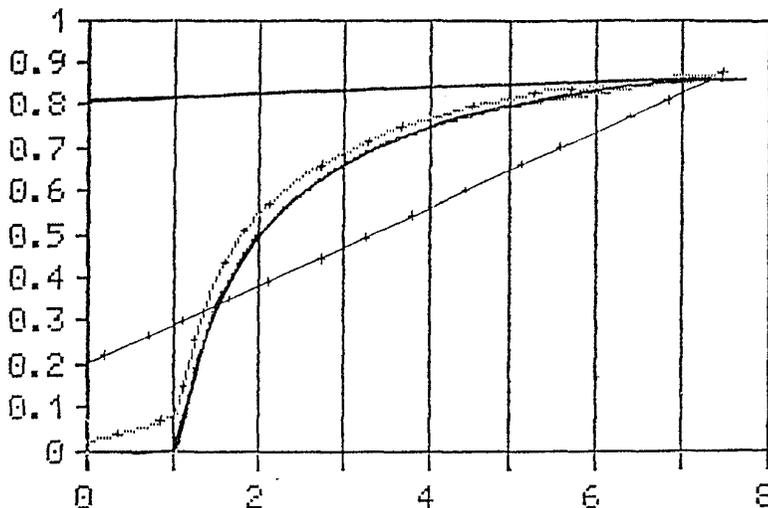
Por tal motivo en cada una de las gráficas siguientes se vera que se jugó con los valores de una sola variable, de tal forma que quedara aislada ésta, siendo así más fácil caracterizar su influencia durante el proceso de magnetización.

Primero se analizó el comportamiento de las curvas de polarización (que es la parte recta que va de $h=0$ a $h=1$ mas la parte curva) y desmagnetización (parte recta) durante el ciclo de histéresis para cada una de las variables.

CURVA DE POLARIZACION

ETA=.05 TAU=.1

MAGNETIZACION REDUCIDA $m = M/M_s$



CAMPO APLICADO REDUCIDO h $h = H/H_{cr}$

fig 4.2 Curva teórica obtenida al aplicar un campo $h_i=0$ hasta $h_f=7.75$ con valores fijos de T y ϵ y valores de $\beta=.05$ (representada por la línea continua $_$) y $\beta=50$ (representada por la línea marcada $+ +$)

Como se ve de la gráfica, a medida que se aumentaba el campo H para diferentes valores de β la pendiente de la recta de polarización era mayor para valores altos de β , la permeabilidad inicial (pendiente de la magnetización reversible a $H < H_{cr}$) aumenta en proporción con β , el comportamiento es muy semejante después del campo crítico. Cuando a la muestra se le empieza a retirar el campo aplicado, la desmagnetización ocurre en forma lineal y descendente con mayor pendiente para valores mayores de β .

Debido a este comportamiento esta variable β la podemos asociar con la elasticidad de la pared. Esto nos es fácil de entender, pues cuando se tienen valores grandes, hay mayor magnetización sin que la pared se desancle cuando se retira por completo el campo aplicado, la desmagnetización es mayor para las paredes mas elásticas o de valores grandes de β y esto debido únicamente a que la pared recupera su forma plana.

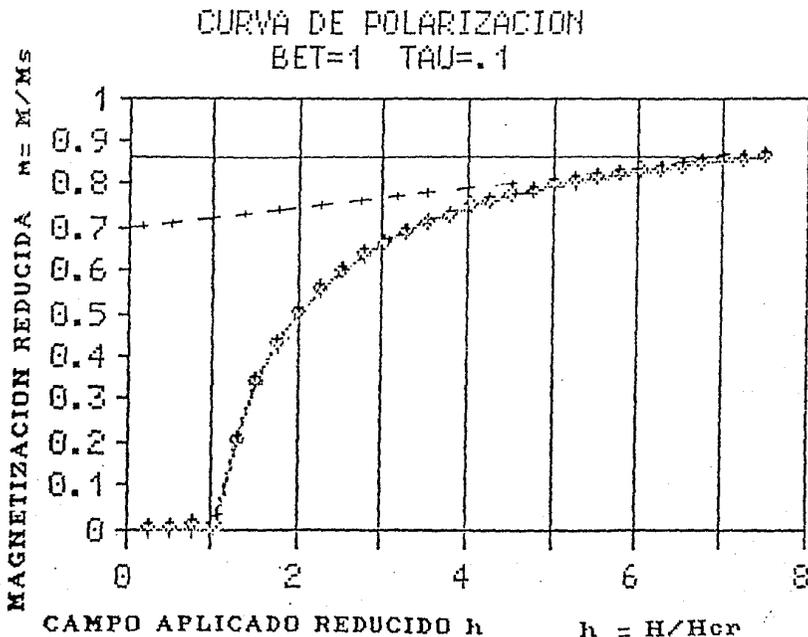


fig 4.3 Curva teórica obtenida al aplicar un campo h_0 hasta h_f y después retirarlo para valores fijos de T y β y valores de $\epsilon=.005$ (representada por la línea continua $_$) y $\epsilon=.5$ (representada por la línea con marcas $++$)

T y ϵ tiene un comportamiento similar al que tiene B como se ve en las figuras 4.3 y 4.4, para valores cada vez mayores de T y ϵ las pendientes de la parte reversible de la curva de magnetización es cada vez mayor teniendo después del campo crítico Hcr un comportamiento muy similar hasta la región de saturación. Una vez que alcanzan este punto, se retira el campo aplicado H, con lo que se obtenía la recta de desmagnetización y cuyo pendiente es mayor conforme los valores de T y ϵ lo son. (La desmagnetización es más brusca)

Debido a que el comportamiento de las tres variables es muy similar, fué difícil darles un sentido físico lógico sin que se contradijeran.

En el caso de la variable ϵ , la asociamos con la fuerza de anclaje de la membrana. Este comportamiento ya se esperaba y es notorio de la ecuación que define a ϵ

$$\epsilon = \frac{f}{\Gamma}$$

f = fuerza de anclaje / unidad de longitud.
 Γ = Energía de la pared / unidad de Superficie.

En algunos casos el valor de una variable afecta el comportamiento de la otra.

En este caso que a veces la membrana no alcanza toda su elasticidad debido a que existe primero desanclaje y esto es debido a que el valor de ϵ es pequeño.

CURVA DE POLARIZACION
 BET=1 ETA=.05

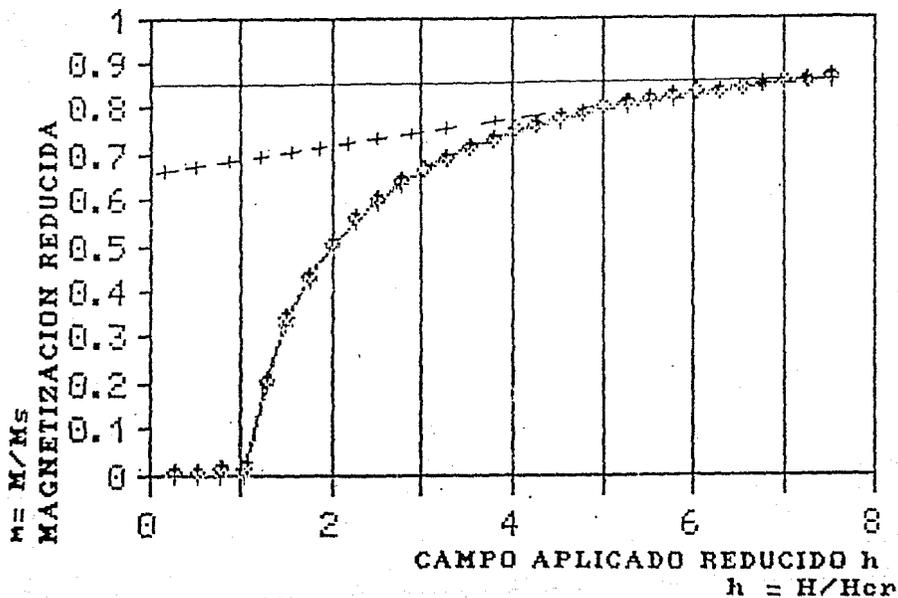


fig 4.4 Cuva teórica obtenida al variar el campo h y después retirarlo para valores de ϵ y β fijos y valores de $T=0.1$ (representado por la línea continua $_$) y $T=1$ (representada por la línea con marcas $+ +$)

T tiene un comportamiento similar al de β y ϵ pero de menor repercusión en la parte de magnetización siendo importante en la parte de desmagnetización. De aquí que T la podemos asociar como razón de magnetización debido al aumento del volumen magnetizado V' después de aplicar un campo H > Hcr y retirarlo, esto, sobre el volumen total magnetizado.

Los aumentos durante la parte de magnetización debidos a T, son los menos impactantes en la polarización, como se desprenden de la fig 4.4, mientras que los de β (fig 4.2) y ϵ (fig 4.3) son los que mas afectan durante la polarización el comportamiento de la muestra.

Basados en el comportamiento que tiene cada una de las curvas con respecto a las variables, se fueron ajustando los valores de estas. de tal forma que se llegara a un gráfico que representara lo mejor posible la curva experimental.

El criterio que se siguió fue el siguiente:

- a) β y ϵ definen principalmente la parte de polarización.
- b) β y T definen la recta de desmagnetización.

Bajo el análisis y predicción teórica descrita se fueron ajustando los valores para obtener las curvas de Magnetización y los ciclos de Histéresis como se muestran en las figuras 4.7 y 4.8.

Como se ve de las gráficas la curva de magnetización y el ciclo de histéresis dependen de los valores ϵ, β y T. Los valores de ϵ (esto es, la razón f/Γ) dependen del material dado.

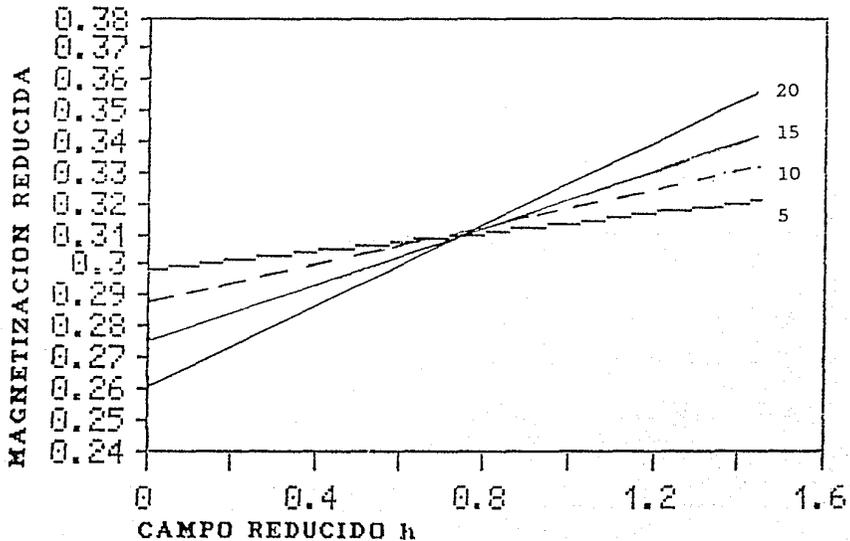
$$\epsilon = \frac{f}{\Gamma}$$

f = fuerza de anclaje / unidad de longitud
 Γ = Energía de la pared / unidad de Sup.

En la fig. 4.5 se observa que la parte reversible de la curva de magnetización tiene una pendiente creciente cuando el valor de β crece.

CURVA DE DESMAGNETIZACION

TAU=.003 ETA=3



B= 5 , 10 , 15 , 20

Curvas de desmagnetización para diferentes valores de B
FIG. 4.5

Para ciertos valores diferentes del máximo campo aplicado H_{max} , se obtienen diferentes ciclos de histéresis que se van anidando.

CICLO DE HISTÉRESIS

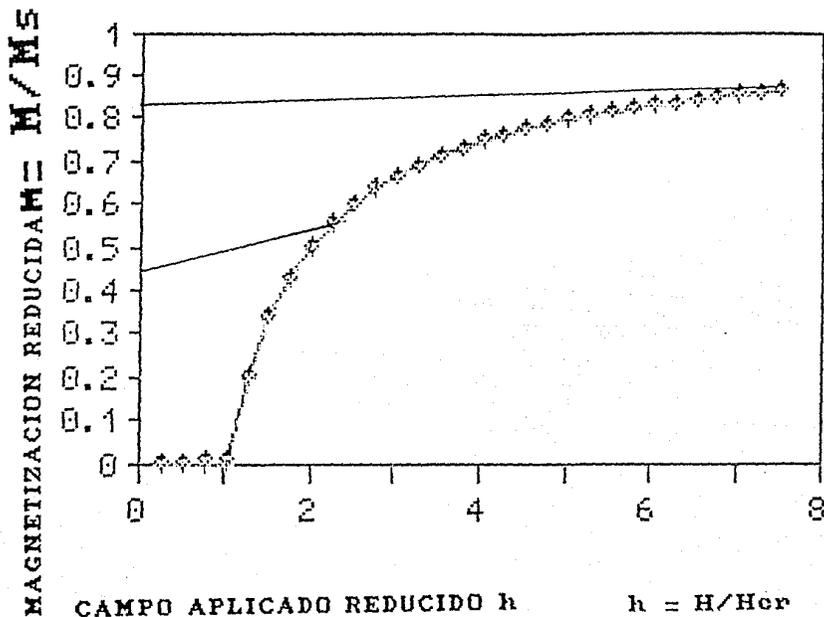


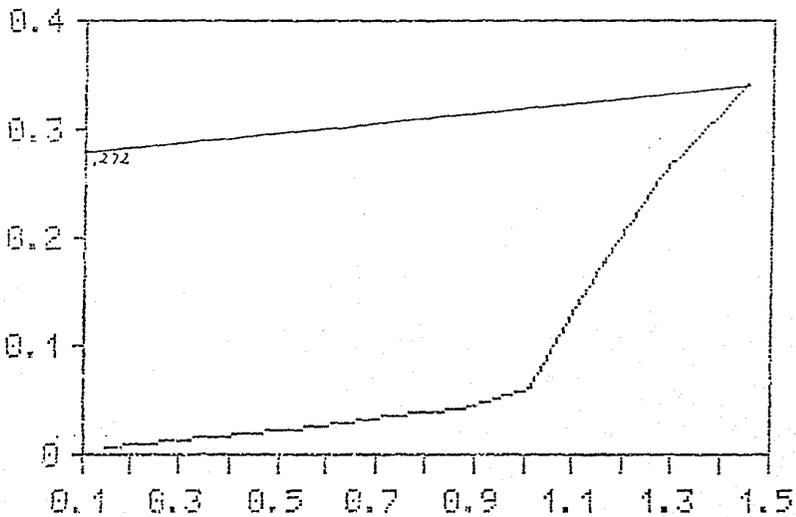
fig 4.6 Anidamiento de ciclos de Histéresis

Conociendo ya el comportamiento de cada una de las variables se ajustaron estas para describir la curva de polarización y el ciclo de histéresis (fig 4.7) de una cinta amorfa de vitrovac de 1.5m. 8 mm de ancho y aproximadamente 30 μ m de espesor.

Los valores de las combinaciones de los parámetros que se ajustaron a la muestra en estudio fueron: $\epsilon=3$, $\beta=15$ y $T=.003$ y la curva obtenida se muestra en la fig 4.7.

CAMPO MAGNETICO B

CURVA DE POLARIZACION
BET=15 ETA=3



CAMPO APLICADO H

— TAU=.003

fig 4.7 Curva de polarización y magnetización teórico

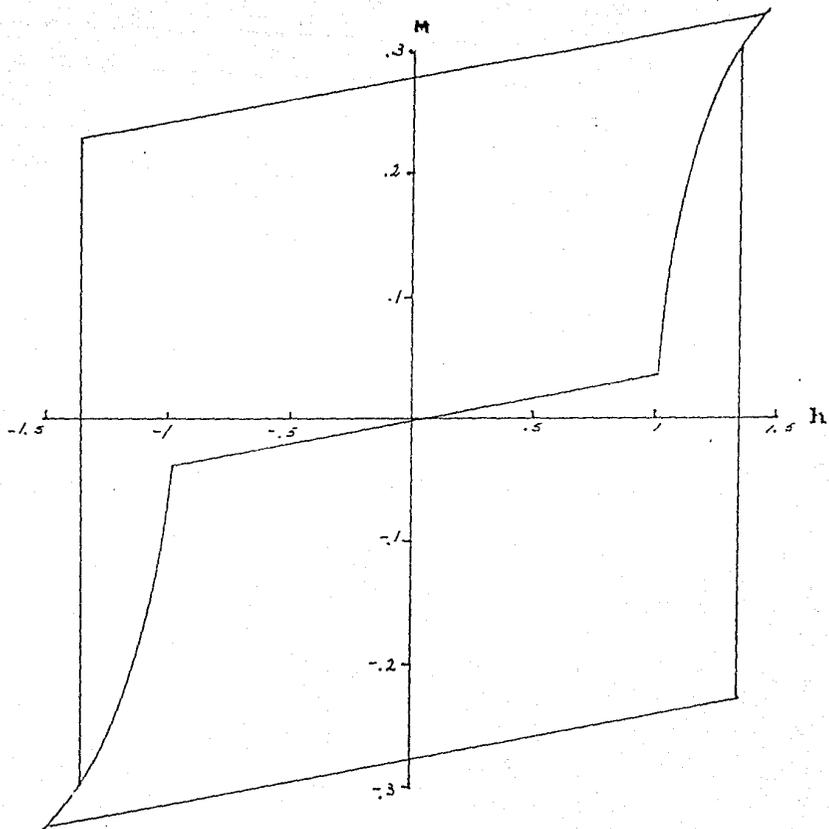
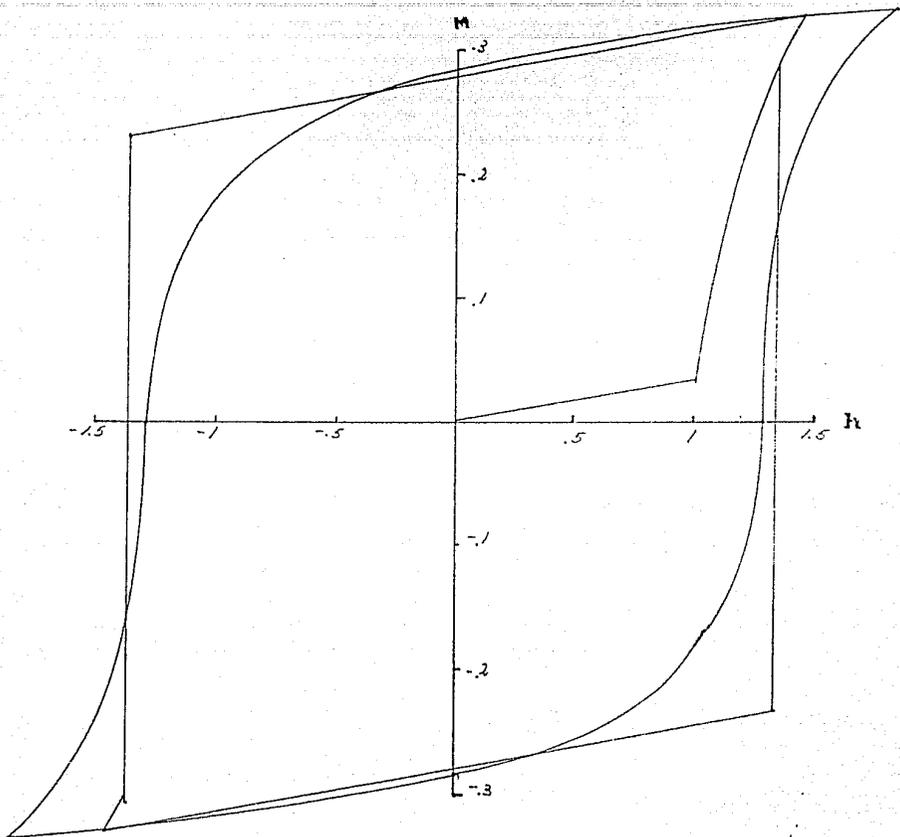


fig 4.8 Ciclo de Histéresis teórico

Como se ve en la (fig.4.9) donde se superponen y comparan los valores experimentales y teóricos, se observa que bajo este modelo como herramienta de análisis teórico se explica bastante bien el comportamiento de la muestra, y prácticamente se podría aproximar cualquier curva de magnetización con un determinado juego de parámetros.



Comparación del Ciclo teórico con el experimental

fig 4.9

Otro resultado importante que se obtuvo es la buena aproximación de la curva de magnetización experimental con la obtenida teóricamente

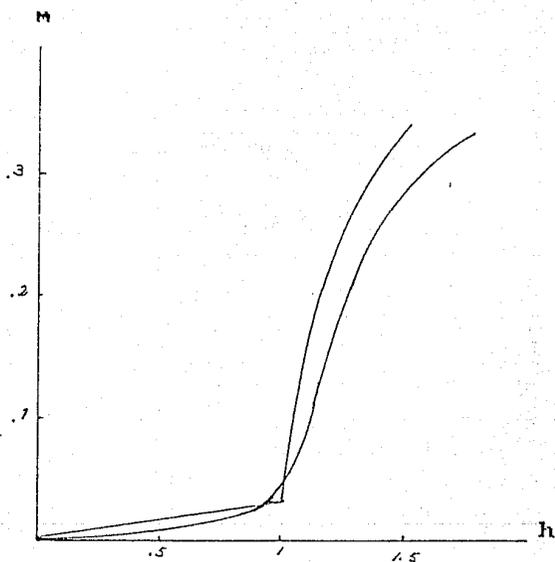


fig 4.10 Comparación de la curva de magnetización experimental con la curva teórica predicha.

CONCLUSIONES

CONCLUSIONES

Del análisis hecho anteriormente podemos concluir:

- a) Que β puede asociarse con la elasticidad de la pared, y determinante en la descripción del comportamiento durante la parte lineal de magnetización hasta antes del campo crítico y en la recta de desmagnetización. (Esto debido únicamente a que la pared elástica recupera su forma plana al retirar el campo aplicado)

b)

$$\epsilon = \frac{f = \text{fuerza de anclaje / unidad de longitud}}{\Gamma = \text{Energía de la pared / unidad de Sup.}}$$

La variable ϵ describe el comportamiento de la fuerza de anclaje de la Pared de Dominio. (esto es apreciable en la ecuación que define a ϵ).

- c) Que T es la variable que menos repercute en el comportamiento de la curva de magnetización pero su comportamiento es muy similar al que tiene ϵ y β . Sin embargo esta variable puede asociarse con el porcentaje de magnetización que surge al variar el campo desde un valor H hasta que éste se anula.
- d) Que cada punto de la curva de histéresis está asociado a valores de las ecuaciones que describen el campo magnetico reducido h y la magnetización reducida m.

De aquí se ve que la Magnetización está asociada con la diferencia neta entre los volúmenes de los dos dominios polarizados en sentidos antiparalelos. Esta diferencia entre los volúmenes está regida directamente por el comportamiento (fuerza de anclaje, elasticidad, etc) de la pared de dominio ante un campo aplicado H .

Que a cada una de las variables (B, r, T) en el análisis teórico, se les puede asociar un significado físico en el comportamiento de la pared de dominio y más precisamente en la curva de magnetización y de histéresis. Es posible por medio de este modelo teórico ajustar un juego de variables que represente lo mejor posible la curva de histéresis.

El modelo de pared anclada presenta muy buen acuerdo con los resultados experimentales obtenidos en amorfos ferromagnéticos.

PUBLICACION

A MODEL FOR MAGNETIC HYSTERESIS LOOPS OF
AMORPHOUS RIBBONS

L. F. Magaña, E. Amano and R. Valenzuela
Instituto de Investigaciones en Materiales
National University of Mexico

Apartado Postal 70-360; 04510 México, D. F. MEXICO

ABSTRACT

A model for magnetic hysteresis loops of toroidally wound amorphous ribbons has been proposed under the following assumptions: a) magnetic domains are oriented in the length of the ribbon, separated by Bloch domain walls; for simplicity only two domains and one domain wall are considered, b) the domain wall is pinned to the external surface of the ribbon and a small applied field produces a bowing of the domain wall. An increase of the applied field eventually reaches a critical value that corresponds to the depinning of the domain wall from the external surface and is indicated by a change in the slope of the magnetization curve and the beginning of the non-reversible, hysteretic behavior of the B-H relationship, and c) friction factor opposes to the displacement of the depinned domain wall. This friction factor is proportional to the magnetic energy density of the ribbon.

This model has shown a good agreement with experimental magnetization curves of amorphous ribbons, which can be predicted also for the high applied field range. In this paper, we compare hysteresis loops obtained from the model with experimental hysteresis loops obtained on VITROVAC-type amorphous ribbons. A good agreement is observed.

INTRODUCTION

Domain wall size model [1] has provided a phenomenological approach for the study of magnetization mechanisms in polycrystalline ferrites. This model assumes a single Bloch wall which divides a spherical grain, for zero applied field. The domain wall is pinned to the grain boundary and a small applied field produces a reversible, spherical bulging. As the applied field increases, the domain wall is depinned from the grain

boundary and displaced with the bulged shape to a non-diammetrical position within the grain. The value of the field for which the depinning occurs is the critical field, H_{CT} , and this value separates the reversible magnetization range from the irreversible, hysteretic range. The critical field is proportional to the inverse of the grain size. As the applied field decreases, the domain wall becomes plane while pinned to the grain boundary in its new position, giving rise to a non-zero magnetization value for zero applied field, the remanent magnetization. The application of an opposite field first produces a bulging in the direction, until the value of the critical field (for the new position) is attained. The domain wall is depinned and displaced to an equivalent position in the opposite side of the grain. The field is decreased and the domain wall becomes again a plane wall, leading to the remanent magnetization value for the opposite orientation. Cycling of the applied field thus produces a combination of bulging, depinning, and displacement that leads to a complete hysteresis loop.

It has been shown that on the basis of these ideas, it is possible to establish [2] the corresponding magnetization equations, as a function of the applied field, to obtain an analytical prediction of the hysteresis loop. This prediction can accurately model [3] experimental loops when the grain diameter distribution is taken into account.

Magnetization mechanisms in metallic amorphous ribbons exhibit very similar characteristics. Initial magnetization curves, as well as hysteresis loop show the existence of a critical field, coercive field, remanent magnetization, etc. the thermal behavior of the critical field of amorphous ribbons shows [4] a very similar relationship than that of polycrystalline ferrites [5]. An extension of the domain wall size model for ferromagnetic amorphous ribbons [6] showed a good agreement [7] with experimental loops of VITROVAC-type amorphous ribbons. A good agreement is observed.

BASIS OF THE MODEL

We assume that a toroidally wound amorphous ribbon, Fig. 1, is divided in this length by a Bloch domain wall, which is pinned to the external surface of the ribbon, Fig. 2. A small applied field produces a cylindrical bulging of the wall. As the field increases, the domain wall is depinned and irreversibly displaced, leading to the hysteretic behavior. By using equations from ref. [7] we can calculate the tip of the initial magnetization curve, which can be taken as the departing point for the

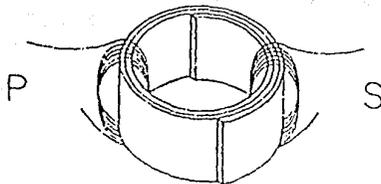


Fig. 1. Toroidally wound amorphous ribbon with primary and secondary coils.

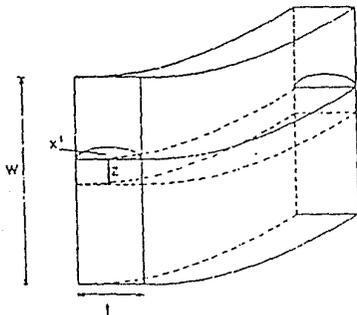


Fig. 2. Geometry of the domain wall, pinned to the external surface of the ribbon in a position z , and with a cylindrical bulging.

hysteresis loop. We use the equation:

$$m = 2\zeta + \tau/2\epsilon \{ \sin^{-1}(\epsilon) - \epsilon(1-\epsilon^2)^{1/2} \} \quad (1)$$

where m = reduced magnetization, M/M_s ,

ζ = relative position of the wall z/w , with z = position and w = width of the ribbon,

$\tau = t/w$, thickness of the ribbon, t , divided by its width,

$\epsilon = f_0 h / \gamma$, friction factor, f_0 , reduced field h ($h = H/H_{cr}$) and wall energy, γ .

From this point, the applied field is decreased which leads to a linear decreasing of the magnetization due to the fact that the domain wall becomes plane, remaining pinned to the external surface on its position z . The value of the remanent magnetization is given simply by:

$$m = 2\zeta \quad (2)$$

The application of an opposite field causes first a bulging of the wall in this direction until the critical field is attained. The value of this critical field is obtained from a force balance, between the magnetic force:

$$F_m = d(\Delta E_m)/dz \quad (3)$$

and the pinning force:

$$F = 2(L + t)f \quad (4)$$

where $f = f_0 + \alpha |E_m|$, with f_0 and α constants, and E_m is the magnetic energy density. The combination of the above equations gives:

$$h = 1 + \alpha t^{1/2} h_m(h) \quad (5)$$

for the critical field for any position of the wall. When the critical field is reached, the wall is displaced to the opposite side of the ribbon, $-z$. The field is then decreased and we follow the indicated steps to obtain first, the value for the remanent magnetization and then the critical field for the position $-z$. The wall is again displaced to its original position, thus completing the hysteresis loop. In Fig. 3, the loop is plotted for a maximum applied field of $h = 2$ and the constants of the ribbon we used for the experimental comparison.

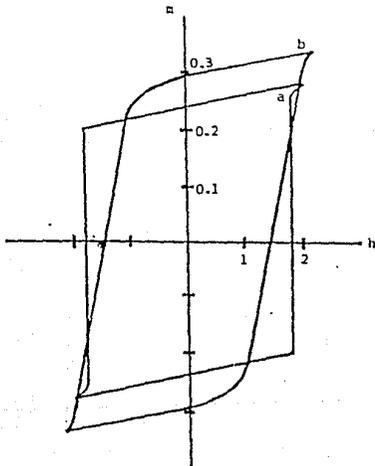


Fig. 3. Comparison of the theoretical loop (a) with the experimental one (b), for a maximum reduced field of 2.

COMPARISON WITH EXPERIMENTAL RESULTS

We used a 1.5 m. length VITROVAC amorphous ribbon, 8 mm width and $\sim 30 \mu\text{m}$ thick. The ribbon was wound with primary and secondary coils. Measurements were performed at room temperature in a typical, 60 Hertz hysteresis device. The hysteresis loops were observed and photographed on an oscilloscope, and are shown in Fig. 3, together with the theoretical one, for the same maximum, reduced field.

As it can be seen, the agreement is good. The remanent magnetization values are quite similar, as well as the coercive field. The experimental loops shows rounded shapes at the critical field, while the theoretical one presents the combination of two straight lines, which can be explained by the fact that the thickness of the sample is not strictly a constant, but has some variations around the averaged value of $\sim 30 \mu\text{m}$. The model is thus an useful tool for the study of ferromagnetic amorphous ribbons.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors acknowledge the technical contribution of R. Reyes, A. Caballero and J. Gutiérrez.

REFERENCES

1. Globus A. J. de Physique 38 C1-1 (1977).
2. Escobar M. A., Magaña L. F. and Valenzuela R. J. Appl. Phys. 54 5935 (1983).
3. Magaña L. F., Escobar M. A. and Valenzuela R. Phys. Stat. Sol. (a) 97 495 (1986).
4. Montes de Oca R., Amano E. and Valenzuela R. J. Appl. Phys. 63 3391 (1988).
5. Baca G., Valenzuela R., Escobar M. A. and Magaña L. F. J. Appl. Phys. 57 2142 (1985).
6. Magaña L. F. and Valenzuela R. J. Appl. Phys. 61 4222 (1987).
7. Magaña L. F. and Valenzuela R. Mat. Sci. and Eng. 99 61 (1988).

PROGRAMA

PROGRAM TESIS

EXTERNAL FCT

```
COMMON/U1/ZS(100) COMMON/U/E,HF(100),IH,RAL,HMIN,HMAX,HMP,ZMP
COMMON/UZ/MZ,ZF(500),ZFP(500),W(600),ZH(500),ZHMIN(500)
COMMON/U2/ IMH,TM(500),HMT(500),ZSS(500)
COMMON/U3/ FSFO(500)
COMMON/U4/ CFRI
COMMON/U5/BTA
COMMON/UNICO/EMAX1,ZMAX,ETA,ETA1,TAU,IPAR,PI6,TNM,BET,MH,STH
```

```
DIMENSION ZHP(50),PROM(50),REMAGN(50)
DIMENSION RMAG(2,5000),CAMPO(2,5000)
DIMENSION RG(50),RMAGP(50),FRAL(7),ZHH(50),HMPI(1)
DIMENSION REMA(50),RMAGI(2,5000)
DIMENSION BETA(10),HZ(500),RZH(200)
```

```
C** MH ES EL NUMERO DE PASOS PARA EL CAMPO
C** STH ES EL TAMANO DEL PASO AL AUMENTAR EL CAMPO
C** ETA ES FO/GAMMA ; TAU = A/L ; BET=1+FR+TAU ; AB=A/B
C** A Y B SON EL GRUESO Y ANCHO RESPECT. DE LA MUESTRA
```

100

```
OPEN(UNIT=5)
OPEN(UNIT=6)
OPEN(UNIT=7,FILE='ch1.PRN',STATUS='NEW')
OPEN(UNIT=9,FILE='ch2.PRN',STATUS='NEW')
```

```
MH=30
STH=0.25
ETA=0.065
FR=1.1
ETA1=ETA/FR
NI=256.0
PI6=961.3891
AB=0.01
TNM=1.24372
HO=1.0
TAU=5.0E-01
BET=1.0+AB
```

```
C* HO=1.0 ; TAU=5.0E-01 ; BET=1.0+0.025/TAU
C* BET=0.8 ; TAU=3.82E-02 ; ETA=0.45
```

```
EPS=0.0
IPAR=0
write(*,*) 'DAME EL VALOR MH ='
READ(*,*) MH
WRITE(*,*) 'DAME EL VALOR STH ='
READ(*,*) STH
write(*,*) 'DAME VALOR DE ETA ='
READ(*,*) ETA
WRITE(*,*) 'DAME EL VALOR DE TAU ='
READ(*,*) TAU
WRITE(*,*) 'DAME EL VALOR DE BET ='
READ(*,*) BET
```

A=N1*TNM*ETA*TAU
FACTOR=A/PI6

```
C** OBTENCION DEL CAMPO CRITICO (PARTE REVERSIBLE)
    HCR=FCT(FACTOR)
C** EL CAMPO CRITICO ESTA EN UNIDADES DE FO/PST
    WRITE(*,155) ETA,HCR
155    FORMAT(/2X,'ETA,HCR',5E11.4/)
    WRITE(*,181)
    WRITE(*,125)

    DO 20 IH=1, MH
        EPS=IH*STH*HCR
        IF(EPS.GT.HCR) GO TO 25
C** CURVA DE POLARIZACION (PARTE REVERSIBLE)
    RM=FACTOR*EPS
    H2=EPS
    GO TO 21
25    CONTINUE

    H2=EPS
C** CURVA DE POLARIZACION (PARTE IRREVERSIBLE)
    RM=(1.0-BET/(H2))
21    CONTINUE
C** EMAX1 ES EL CAMPO MAXIMO APLICADO
    EMAX1=H2
    H2=H2/HCR
C** EL ARCHIVO 7 CONTIENE LA CURVA DE MAGNETIZACION
    WRITE(7,190) H2,RM
    WRITE(*,190) H2,RM
    HZ(IH)=RM
    IF (IH.EQ.MH) EMAX=H2
C** EMAX= CAMPO MAXIMO EN TERMINOS DEL CAMPO CRITICO
20    CONTINUE

    write(*,122) BET,ETA
    WRITE(*,181)

    WRITE(7,122) BET,ETA
    WRITE(7,181)
122    FORMAT(/7X,'VAL DE BET Y DE ETA',3E15.8/)
181    FORMAT(/7X,'CURVA DE POLARIZACION'/)
    IPAR=1
    EPS=0.0
    PMAX=1.0-BET/EMAX1
C** PMAX= POLARIZACION MAXIMA
    QX=FACTOR*EMAX1
    ZMAX=(PMAX-QX)/2.00
C** ZMAX= DZETA MAXIMA (Z/L)
    WRITE(*,201)
    WRITE(*,121) EMAX1,ZMAX,PMAX
C** OBTENCION DEL CAMPO COERCITIVO (EPS1)
    EPS1=FCT(FACTOR)
```

```

C** EL CAMPO CRITICO ESTA EN UNIDADES DE FO/PST
    HCRI=EPS1/HCR
    WRITE(*,955) EPS1,HCR,HCRI
955    FORMAT(/2X,'EPS1,HCR,HCRI',5E11.4/)
    MREG=25
    STHR= (EMAX+HCRI)/MREG
C** HAY 25 INTERVALOS ENTRE EMAX Y HCRI
C** AHORA EL CAMPO VA DISMINUYENDO CON ZMAX FIJA
    MREG1=MREG+1
    WRITE(*,123)
    WRITE(*,125)
    DO 15 I=1,MREG1
        H3=EMAX-(I-1)*STHR
        H32=H3*HCR
        CFX=H32*FACTOR
C* POLARIZACION PARTE REVERSIBLE DESDE EMAX HASTA HCRI
    W(I)= 2.0*ZMAX+CFX
    WRITE(*,*) H3,W(I)
C**EL ARCHIVO 9 CONTIENE EL CICLO DE HISTERESIS
    WRITE(9,121) H3,W(I)
    GO TO 15
15    CONTINUE
    WRITE(*,132) BET, ETA
    WRITE(*,182)
    WRITE(9,132) BET, ETA
    WRITE(9,182)
132    FORMAT(/7X,'VAL DE BET Y DE ETA',3E15.8/)
182    FORMAT(/7X,'CURVA DE HISTERESIS'/)
121    FORMAT(3E15.8)
120    FORMAT(4E15.8)
190    FORMAT(5E15.8)
192    FORMAT(/7X,'VALS OF IZ,IHDM,HMIN,RH'/)
194    FORMAT(/7X,'VAL OF FIELD'/)
196    FORMAT(/7X,'VAL OF MAGNETIZATION'/)
125    FORMAT(/2X,'CAMPO E/HCR POLARIZACION'/)
123    FORMAT(/2X,'POLARIZACION REVERSIBLE EMAX A HCRI'/)
115    FORMAT(/7X,'VAL OF REMANENT MAGNETIZATION'/)
129    FORMAT(/7X,'NO.OF POSITIVE VALUES OF FIELD AND MSP'/)
130    FORMAT(/7X,'VAL OF FIELD AND MAGNET IN INCREASING ORDER'/)
191    FORMAT(/7X,'VAL OF MAGNT,VAL OF FIELD,Z,F/EO'/)
201    FORMAT(/7X,'EMAX1 ZMAX PMAX '/)
200    FORMAT(/,20X,'**** BETA = ',E10.3,' ****',/)
    WRITE(*,*) 'QUIERES DAR OTROS VALORES SI=1'
    READ(*,*) R
    IF (R.EQ.1) THEN
        GOTO 100
    ELSE
        ENDF
    CLOSE(7)
    CLOSE(9)
    STOP
END

```

```

C** FCT SUBPROGRAMA QUE RESUELVE LAS ECUACIONES PARA EL CAMPO CRITICO
    FUNCTION FCT(FACTOR)
        COMMON/UNICO/EMAX1,ZMAX,ETA,ETA1,TAU,IPAR,PI6,TNM,BET
        IF(IPAR.EQ.0) GO TO 10
C** SOL. CAMPO CRITICO HCR ( E > 0 )
        D1=BET+2.0*EMAX1*ZMAX
        D2=4*D1*FACTOR
        D3=1+D2
        D3=D3**(0.5)
        D4=-1+D3
        FCT=D4/(2.0*FACTOR)
        GO TO 20
10     CONTINUE
C** SOL. CAMPO COERCITIVO EPS1 ( E < 0 )
        A=4.0*FACTOR*BET
        B=(1.0-A)**0.5
        C=1.0-B
        FCT=C/(2.0*FACTOR)
20     CONTINUE
        RETURN
        END

```

BIBLIOGRAFIA

- 1.- CULLITY; INTRODUCTION TO MAGNETIC MATERIALS
Cap 1,3 Addison-Wesley 1972
- 2.- GRANT, PHILLIPS; ELECTROMAGNETISMO
Cap 4,5,6 Limusa 1979
- 3.- FEYNMAN; ELECTROMAGNETISM AND MATTER
Addison-Wesley 1975
- 4.- M.A. ESCOBAR; PREDICCIÓN ANALÍTICA DEL CICLO DE
HISTERESIS TESIS PROFESIONAL 1983
- 5.- M. ALONSO, J. FINN; FUNDAMENTOS CUÁNTICOS Y
ESTADÍSTICOS Cap 3
Fondo Educativo Interamericano 1976
- 6.- A. KIP; FUNDAMENTOS DE ELECTRICIDAD Y MAGNETISMO
Cap 6 McGraw-Hill 1982
- 7.- Metal Glass
- 8.- SEARS, ZEMANSKY, YOUNG. COLLEGE PHYSICS
Cuarta Edición Addison-Wesley 1974
- 9.- NUNZIO TRALLI; CLASSICAL ELECTROMAGNETIC THEORY
McGraw-Hill 1963
- 10.- PANOFSKY, PHILLIPS; CLASSICAL ELECTRICITY AND MAGNETISM
Addison-Wesley 1964
- 11.- V. FUENTES, S. ABURTO, R. VALENZUELA;
MAGNETIC SUBLATTICES IN NICKEL FERRITE
J. OF MAGNETISM AND MAGNETIC MATERIALS 69 233-236 (1987)
- 12.- MONTES DE OCA, E. AMANO, R. VALENZUELA
THERMAL BEHAVIOR OF THE CRITICAL MAGNETIC FIELD IN
AMORPHOUS RIBBONS. J. Appl Phys, 63 3391-93 (1988).
- 13.- L. MAGANA, E. AMANO, R. VALENZUELA
A MODEL FOR MAGNETIC HYSTERESIS LOOPS OF AMORPHOUS
RIBBONS. Proceeding of the 5th international conference
of ferrites, Bombay, India. Vol. 2, p.813, 1989.
- 14.- L. MAGAÑA, R. VALENZUELA. MAGNETIC ENERGY DENSITY AND
FRICTION FACTOR IN MAGNETIC AMORPHOUS RIBBONS.
Material Science and Engineering, 99 61-64 (1988)
- 15.- L. MAGAÑA, R. VALENZUELA;
DOMAIN WALL SIZE MODEL IN AMORPHOUS RIBBONS.
J. Appl Phys. 61 4222 (1987)

- 16.- L.F.MAGAÑA, M.A.ESCOBAR, J.L.VAZQUEZ;
INFLUENCE OF THE SHAPE OF THE GRAIN ON THE MAGNETIZATION
CURVE AND THE FERROMAGNETIC HYSTERESIS LOOP.
J. of Magnetism and Magnetic Materials 62 108, (1986)
- 17.- L.F.MAGAÑA
CALCULATION OF THE SHAPE OF THE MAGNETIC DOMAIN WALL
J. of Magnetism and Magnetic Materials 60 315-318 (1986)
- 18.- M.A.ESCOBAR, L.MAGAÑA, R.VALENZUELA.
EFFECT OF THE GRAIN SIZE DISTRIBUTION ON THE
MAGNETIZATION CURVE.
J. Appl. Phys. 57 2142 (1985)
- 19.- REITZ, MILFORD;
FOUNDATIONS OF ELECTROMAGNETIC THEORY
Addison - Wesley 1967
- 20.- ARNOLD L. REIMANN
PHYSICS ELECTRICITY , MAGNETISM AND OPTICS.
Barnes-Noble 1971
- 21.- JOHN L. THROUTMAN
- 22.- M.A.ESCOBAR, L.MAGAÑA, R.VALENZUELA
THE FRICTION TERM AND THE ENERGY TERM IN THE BULGED WALL
GLOBUS MODEL
J. Appl Phys 53 (1982)
- 23.- J. JACKSON CLASICAL ELECTRODYNAMICS; (C 5,6)
Second Edition, John Wiley and Sons; New York (1975)
- 24.- E. MERZBACHER QUANTUM MECHANICS; (C 13,22)
Second Edition; Wiley New York (1970)
- 25.- L.AZAROFF, J. BROPHY Electronic Processes in Materials
(C 13,19) McGraw-Hill New York 1963
- 26.- D. WAGNER INTRODUCTION TO THE THEORY OF MAGNETISM
(C III) Pergamon Press; Oxford 1972
- 27.- L.F.MAGAÑA, R. VALENZUELA
MAGNETIC ENERGY DENSITY AND FRICTION FACTOR IN MAGNETIC
AMORPHOUS RIBBONS
Material Science and Engineering 99 (1988) 61-64
- 28.- CHARLES KITTEL
INTRODUCCION A LA FISICA DEL ESTADO SOLIDO
Editorial Reverte; España 1981

Por ejemplo, en el problema de la estructura atómica, es bien sabido que los electrones de un átomo se mueven bajo la influencia de un potencial central de tipo coulombiano que es común a todos ellos y que es producido por el núcleo atómico. Para este sistema se usa como aproximación a orden cero la función de onda constituida por el producto antisimétrico de las funciones de onda individuales de cada electrón y la interacción electrón-electrón (también de tipo coulombiano) se puede considerar como una perturbación.

Para el caso nuclear el problema es diferente, porque no existe un agente externo (análogo al núcleo como en el caso atómico) que produzca un potencial central de interacción. Sin embargo, como aproximación a orden cero puede considerarse que cada nucleón se mueve en el interior del núcleo bajo la influencia de un potencial de interacción promedio con simetría esférica, el cual es producido fundamentalmente por las componentes de largo alcance de la interacción efectiva de cada nucleón con los nucleones restantes del núcleo. Este potencial es considerado como una función escalar que define estados de partícula independiente de modo que sólo depende de las coordenadas, momentos, espines e isoespines de los nucleones:

$$U_i = U_i(r_i, p_i, s_i, \tau_i) \quad (1.1)$$

Como aproximación a primer orden, uno considera entonces la in-

* El protón y el neutrón, constituyentes básicos de los núcleos, son considerados como distintos grados de libertad internos del nucleón, descritos mediante el isoespín.

teracción efectiva residual entre pares de nucleones como una perturbación. Estas consideraciones dieron lugar a una serie de modelos de la estructura nuclear conocidos como *modelos de partícula independiente*. En ellos, las funciones de onda nucleares $\psi(1, \dots, A)$ y las energías E del sistema son, respectivamente, las eigenfunciones y eigenvalores del Hamiltoniano

$$H = \sum_{i=1}^A [T_i + U_i] + \sum_{i < j}^A v(ij), \quad (1.2)$$

donde las eigenfunciones ψ deben ser antisimetrizadas respecto a todos los nucleones, y $v(ij)$ es un *potencial débil* en el sentido de que puede considerarse como una perturbación. Adicionalmente se requiere que U_i y $v(ij)$ sean funciones escalares para que se conserve el momento angular total del sistema.

De los diversos potenciales de partícula independiente U_i que se han postulado, el correspondiente al de un oscilador armónico más una interacción espin-órbita,

$$U_i = \frac{1}{2} M\omega^2 r_i^2 + k(\ell_i \cdot s_i) \quad (1.3)$$

es el que más frecuentemente se ha utilizado porque sus funciones de onda se conocen en forma analítica. Este potencial fué introducido por M.G. Mayer y por Haxel et. al. (Mayer (1948), Haxel, Jansen y Suess (1949)) y dió lugar al desarrollo del *modelo de capas nuclear*. En analogía con otros modelos de partícula independiente, este potencial proporciona una estructura en capas para los nucleones y ha permitido sistematizar una gran variedad de

* "A" representa el número total de nucleones del sistema.

información experimental, tales como la predicción del espín y paridad de los estados fundamentales, los números mágicos (que corresponden al número de protones y neutrones que llenan completamente una capa), la sistemática del decaimiento alfa y beta, etc.

Sin embargo, el modelo nuclear de capas ha presentado sus limitaciones. Por ejemplo, algunos momentos cuadrupolares nucleares observados resultan ser de magnitud mucho mayor que los predichos por el modelo, especialmente para regiones nucleares lejanas a capas cerradas, como es el caso de las tierras raras y los actínidos. Además, algunas probabilidades de transición electromagnética exceden a veces hasta por dos órdenes de magnitud a las predichas por este modelo.

2. MODELOS COLECTIVOS.

Un conjunto de modelos alternativos de la estructura nuclear hicieron su aparición para explicar algunos de los casos mencionados. Actualmente se conocen genéricamente como *modelos colectivos* y se originaron en los años 1952-53 con los trabajos (ahora clásicos) de A. Bohr y B. Mottelson.

En la elaboración de estos modelos se enfatiza la naturaleza cuadrupolar de las excitaciones nucleares, que se basa en los siguientes hechos experimentales:

1. Existen grandes momentos cuadrupolares observados en los núcleos lejanos a capas cerradas.
2. Existen grandes probabilidades de transición electromagnética de naturaleza cuadrupolar entre estados colectivos.

- 29.- R.E.PEIERLS QUANTUM THEORY OF SOLIDS
Oxford 1965
- 30.- A.GLOBUS
J. PHYS (PARIS) Colloq. 38 c1-1 (1977)