

## **Tema VII: Campos magnéticos en medios materiales**

*El fenómeno de la imanación de la materia: Vector imanación. Corrientes de imanación. Generalización de la Ley de Ampère. Susceptibilidad y permeabilidad magnética. Clasificación de los medios materiales desde el punto de vista magnético. Energía magnética. Aplicaciones*

**Bibliografía:** Reitz Milford “Fundamentos de la teoría electromagnética”

Conocimientos previos: El fenómeno de la inducción y la acción magnética de una corriente.

Objetivos: Dar una imagen simple del comportamiento magnético de la materia, introducir el campo magnético para describir las acciones magnéticas, conocer algunas aplicaciones de las propiedades magnéticas de los medios materiales.

### **El fenómeno de la imanación de la materia: Vector imanación**

Sabemos que el magnetismo va siempre asociado al movimiento de las cargas, es decir a la corriente eléctrica. Las corrientes que existen a escala microscópica en los materiales, a través de las cuales se interpreta el comportamiento magnético de los mismos, pueden tener diversos orígenes. Clásicamente ya hemos visto que el movimiento orbital electrónico lleva asociado un momento magnético, ligado a través de la razón giromagnética al momento angular de dicho momento orbital.

Como resultado mas general, que se sale de toda interpretación clásica, ocurre que cualquier momento angular de una carga lleva asociado un momento magnético, y así, tanto el movimiento de spin electrónico como el spin nuclear llevan asociados momentos magnéticos, descriptibles por corrientes equivalentes a escala microscópica, que junto con el momento magnético orbital de los electrones van a dar plena explicación de las propiedades magnéticas de la materia, de la misma forma que los momentos dipolares eléctricos servían para explicar la respuesta dieléctrica de un material. Es fácil prever sin embargo que debido a su origen, el magnetismo material, incluso explicado a nivel elemental, va a venir siempre ligado con la teoría cuántica. Por esta razón nos vamos a limitar a acercarnos lo que podamos al conocimiento de los medios magnéticos desde un punto de vista casi exclusivamente fenomenológico.

Acabamos de decir que cualquier momento angular de una carga lleva asociado un momento magnético y sabemos que los momentos magnéticos se orientan por la acción de un campo  $\vec{B}$ , por tanto, al colocar cualquier sustancia en un campo magnético provocaremos la aparición de un momento magnético neto, es decir se produce la imanación de la sustancia, este fenómeno lo caracterizamos cuantitativamente utilizando el vector imanación  $\vec{M}$  que definimos como la densidad volúmica de momento magnético:

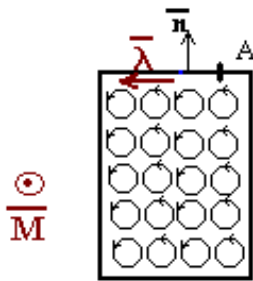
$$\vec{M} = \lim_{\Delta\tau \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{m}}{\Delta\tau} = \frac{d\vec{m}}{d\tau}$$

Las unidades del vector imanación  $\vec{M}$  (o magnetización) serán en consecuencia  $\frac{\text{amperios} \times (\text{metro})^2}{(\text{metro})^3}$ , es decir:  $A \cdot m^{-1}$ .

Para nosotros, desde el punto de vista macroscópico, un material no será más que una gran cantidad de pequeños momentos magnéticos, cuya densidad es el vector imanación.

### Corrientes de imanación

Aún con la visión tan restringida con la que vamos a trabajar, si nos imaginamos una muestra paralelepédica de un medio material imanado homogéneamente e isotropamente, cuya sección recta sea como la representada en la figura 1 y con el vector imanación saliendo del papel, su interior lo podemos representar por una gran cantidad de pequeños circuitos. Consideramos un punto del interior del volumen del material, desde él veremos tantas corrientes dirigidas hacia arriba como hacia abajo; hacia la derecha como hacia la izquierda; hacia delante como hacia atrás.



**Figura 1**  
Esquema de un material homogéneamente imanado.

No podremos decir lo mismo si consideramos un punto de la superficie (por ejemplo el "A"), pues la propia discontinuidad que representa la superficie, impedirá que exista igualdad de corrientes en todos los sentidos. De forma neta, en los puntos de la superficie aparecerá una "corriente  $\vec{\lambda}$ ", cuyo sentido será normal al vector superficie y, como se muestra en la figura 1, perpendicular al vector imanación.

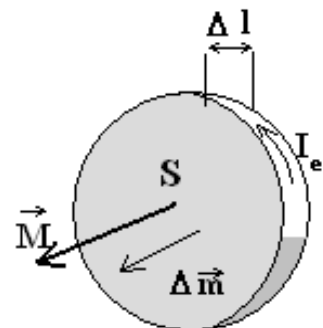
Vamos a sacar una relación entre el vector imanación y esa "corriente" equivalente partiendo de un caso muy particular. Consideremos un cilindro de un material imanado con una imanación uniforme " $\vec{M}$ " y de él tomemos una rebanada de espesor " $\Delta l$ " como se muestra en la figura 2.

Por un lado, recordando que hemos definido el vector imanación como la densidad de momentos magnéticos  $\left( \vec{M} = \frac{d\vec{m}}{d\tau} \right)$

tendremos que  $d\vec{m} = \vec{M} d\tau$ . Si llamamos  $\Delta\vec{m}$  al momento magnético de la rebanada de espesor  $\Delta l$  que estamos considerando, tendremos  $\Delta\vec{m} = \int_{\tau} \vec{M} d\tau$  siendo " $\tau$ " el volumen

de la rebanada, cuyo valor será el área de la base por la altura, es decir:  $S \cdot (\Delta l)$ . Como la imanación la podemos suponer uniforme

en toda la rebanada, tendremos  $\Delta\vec{m} = \int_{\tau} \vec{M} d\tau = \vec{M} \int_{\tau} d\tau$



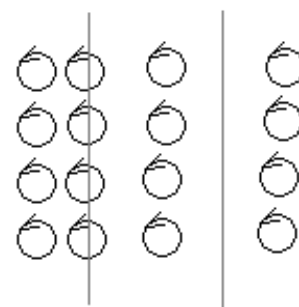
**Figura 2**  
Esquema de una rebanada cilíndrica de un material uniformemente imanado

$$= \vec{M} \cdot (\vec{S} \cdot \Delta l) = M S \Delta l \vec{u}_{\text{eje}}, \text{ siendo } \vec{u}_{\text{eje}} \text{ un vector unitario paralelo al vector imanación.}$$

Por otra parte si podemos hablar de momento magnético de la rebanada será porque exista una corriente equivalente “ $I_{\text{equi}}$ ” tal que  $\Delta \vec{m} = \vec{S} I_{\text{equi}}$  que podemos escribir como  $\Delta \vec{m} = (\vec{S} \vec{u}_{\text{eje}}) I_{\text{equi}}$ . Igualando las dos expresiones que hemos obtenido para el momento magnético de la rebanada, tenemos:  $\Delta \vec{m} = (\vec{S} \vec{u}_{\text{eje}}) I_{\text{equi}} = M S \Delta l \vec{u}_{\text{eje}}$ , o lo que es lo mismo  $|\vec{M}| = \frac{I_{\text{equi}}}{\Delta l} = \lambda$ , que llamaremos densidad lineal de corrientes de imanación. De forma tal, que la corriente  $I_{\text{equi}} = \lambda \cdot \Delta l$  distribuida por la superficie del material nos produce los mismos efectos que el material imanado

Realmente la densidad lineal de corriente de imanación ( $\vec{\lambda}$ ) tiene carácter vectorial y se cumple que:  $\vec{\lambda} = \vec{M} \times \vec{n}$ ; siendo  $\vec{n}$  un vector unitario perpendicular a la superficie.

Existirán materiales en los que la distribución de corrientes en su volumen, no será tan simétrica como el caso que hemos comentado. Así, entre las dos rectas que hemos dibujado en la representación de material no uniformemente imanado de la figura 3, existe un mayor transporte de cargas hacia arriba que hacia abajo. Naturalmente, elegidas otras dos rectas paralelas podrá existir mayor transporte en otro sentido. Es decir el volumen del material va a ser representable por densidades de corriente cuyo valor dependerá de la imanación, o mejor de su variación espacial. El volumen del material lo podemos representar por unas densidades de corriente de imanación  $\vec{J}_M$ .



**Figura 3**  
Esquema de un material imanado no homogéneamente.

Por tanto un material imanado lo podemos sustituir por dos densidades de corrientes:

- Corrientes lineales de imanación por unidad de longitud  $\vec{\lambda}$ , que situaremos en la superficie del material.
- Densidad de corrientes de imanación  $\vec{J}_M$ , que se distribuirán por el volumen.

### Generalización de la Ley de Ampère. El campo $\vec{H}$

Vamos a ver como se verá modificado el teorema de Ampère, cuando lo queramos aplicar a un medio material.

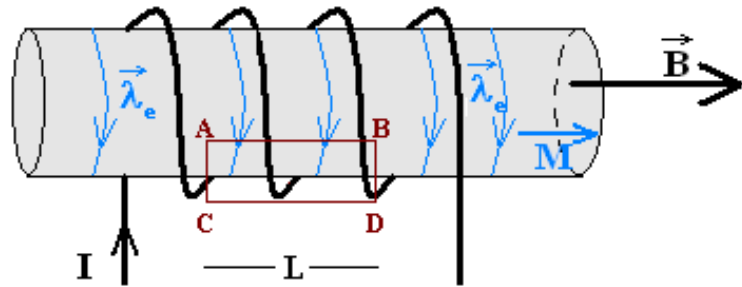
Sabemos que el teorema de Ampere, nos dice:  $\oint_c \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I$ , siendo “I” la corriente total encerrada por la línea “c”. Vamos a aplicar el teorema a un material homogéneo e isótropo, al que hemos enrollado un solenoide por el que circula una corriente “I”, como se muestra en la

figura 4.

Para calcular la circulación del campo magnético de inducción  $\vec{B}$ , emplearemos como línea de Ampère el rectángulo "ABCD" de la figura 4, por tanto:  $\oint_c \vec{B} \cdot d\vec{l} = \int_{A \rightarrow B} \vec{B} \cdot d\vec{l} + \int_{B \rightarrow D} \vec{B} \cdot d\vec{l} +$

$$\int_{D \rightarrow C} \vec{B} \cdot d\vec{l} + \int_{C \rightarrow A} \vec{B} \cdot d\vec{l}.$$

Al ser el campo magnético  $\vec{B}$  horizontal, las integrales correspondientes a los tramos "B → D" y "C → A" serán nulas al ser perpendiculares los vectores campo y "movimiento", en el tramo "D → B", el campo es nulo y por último en el tramo "A → B" el producto escalar será el producto de los



**Figura 4**

Aplicación del teorema de Ampère (la línea de aplicación en rojo) a un material imantado por la acción de una corriente "I"

módulos, al ser los vectores paralelos, y al ser el campo constante, nos queda:  $\int_{A \rightarrow B} \vec{B} \cdot d\vec{l} = B \int_{A \rightarrow B} dl = B L.$

Para calcular la corriente encerrada por la línea de Ampère, debemos considerar tanto las corrientes que circulan por los distintos hilos que encerramos en el rectángulo, como las equivalentes debidas a las densidades de corriente lineal de imanación  $\vec{\lambda}$ , que según hemos dicho nos permiten sustituir al material por ellas. Recordando que la corriente equivalente " $I_{\text{equi}}$ ", verifica que  $I_{\text{equi}} = \lambda \cdot \Delta l$ , en el caso que estamos estudiando tendremos que la corriente encerrada por la línea de Ampère será:  $N I + \lambda L$ . Igualando los dos miembros de la expresión del teorema obtenemos:  $B L = \mu_0 (N I + \lambda L)$  o lo que es lo mismo, recordando el valor de la densidad de corriente superficial de imanación  $|\vec{\lambda}| = |\vec{M}|$ , podemos rescribir la ecuación anterior

como:  $\frac{B}{\mu_0} = \frac{N}{L} I + M$ , es decir:  $\frac{B}{\mu_0} - M = \frac{N}{L} I$ . Al primer miembro le daremos nombre propio

y le denominaremos excitación magnética o simplemente vector campo magnético  $\vec{H}$ , que

verifica que:  $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M}$ . Lo que nos introduce un nuevo vector para caracterizar el campo

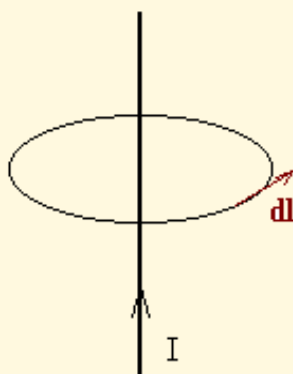
magnético que va a estar unido a las corrientes de conducción. De la ecuación que hemos empleado para definirlo se deduce que sus unidades serán las mismas que las del vector imanación, es decir, A m<sup>-2</sup>.

De esta forma, si en el teorema de Ampère empleamos en el primer miembro el nuevo vector campo magnético “ $\vec{H}$ ” que hemos introducido tenemos  $|\vec{H}| = \frac{N}{L} I$ , lo que nos permite escribir que  $\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_c$ , que nos dice que la circulación del campo magnético  $\vec{H}$  a lo largo de una curva cerrada es igual a la corriente de conducción encerrada.

Por tanto los vectores característicos del campo magnéticos se relacionan por:  $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$  y el vector “ $\vec{H}$ ” cumplirá que  $\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_c$ .

**Problema 1.-** Calcular el campo magnético creado por un hilo rectilíneo de corriente recorrido por una intensidad “ $I$ ”.

Las líneas de campo magnético serán circunferencias centradas en el hilo, luego tomaremos como línea de circulación una circunferencia de radio “ $r$ ” y centro en el hilo, como se indica en la figura.



**Figura 1 de problemas**

Como línea de circulación tomamos una línea del campo magnético

Aplicando el teorema de Ampere tenemos:  $\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_c$ . En el primer miembro los vectores campo y desplazamiento son paralelos, luego tendremos simplemente el producto de los módulos:  $\oint_C H \cdot dl$ , como el módulo del vector campo es constante en toda la circunferencia lo podemos sacar fuera de la integral:  $H \oint_C dl = H \cdot (2\pi r)$ , pues la integral de “ $dl$ ” a lo largo de la circunferencia es su longitud.

Igualando los dos miembros de la ecuación obtenemos:  $H(2\pi r) = I$ , por

tanto el campo magnético, como sabemos que será tangente a la circunferencia, valdrá:  $\vec{H} = \frac{I}{2\pi r} \vec{u}_\theta$

### Susceptibilidad y permeabilidad magnética

Hemos dicho que los medios materiales se pueden considerar como un gran número de momentos magnéticos ordenados o desordenados. Nuestra experiencia nos dice que, si bien existen medios materiales que de forma espontánea presentan propiedades magnéticas (los imanes), hay una gran cantidad de medios que no presentan esas propiedades. En estos últimos, aunque también se da en los primeros, está claro que la acción del campo magnético podrá ordenar los momentos magnéticos ya existentes y podrá aparecer la imanación de la que hemos hablado hasta ahora. Podemos pues, establecer una relación causa-efecto entre el campo y la imanación que experimenta el material, que escribiremos como:  $\vec{M} = \chi_m \vec{H}$ . La magnitud que

hemos introducido ( $\chi_m$ ) la denominaremos susceptibilidad magnética, y no tendrá unidades.

Recordando la relación entre el campo magnético, la imanación y la inducción magnética, tenemos:  $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$ , si sustituimos la relación entre campo e imanación que acabamos de introducir tenemos:  $\vec{B} = \mu_0(1 + \chi_m)\vec{H}$ , llamando permeabilidad relativa  $\mu_r$  del medio a:  $(1 + \chi_m)$  tenemos:  $\vec{B} = \mu_0\mu_r\vec{H}$  o lo que es lo mismo:  $\vec{B} = \mu\vec{H}$ . A la constante  $\mu = \mu_0\mu_r$  la denominaremos permeabilidad del medio, y por su definición tendrá las mismas unidades que la permeabilidad del vacío.

### Clasificación de los medios materiales desde le punto de vista magnético

Veamos a continuación un resumen de los distintos tipos de fenómenos magnéticos que pueden aparecer en la, imanación de un material:

a) *Diamagnetismo*: es una propiedad general de toda la materia y es debida a la inducción de un momento magnético en sentido opuesto al campo aplicado. Es decir en la relación  $\vec{M} = \chi_m \vec{H}$ , el sentido de la imanación será opuesto al del campo magnético  $\vec{H}$  que la genera, lo cual nos lleva a que la susceptibilidad magnética será negativa ( $\chi_m \approx -10^{-5}$ ).

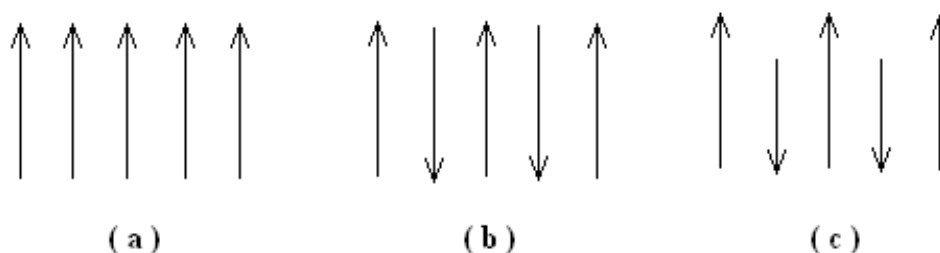
b) *Paramagnetismo*: se presenta en materiales constituidos por entidades microscópicas (moléculas, átomos o iones) con momento magnético permanente. En ausencia de campo externo estos momentos están orientados al azar dando una densidad neta de momento magnético nula, es decir una imanación nula. La acción de un campo externo es tratar de orientar en el sentido del campo a estos momentos en contra de la agitación térmica, dando una imanación neta no nula en el sentido del campo aplicado. Como  $\vec{M} = \chi_m \vec{H}$  los dos vectores serán paralelos, la susceptibilidad será positiva ( $\chi_m \approx +10^{-3}$ )

c) *Ferromagnetismo*: se caracteriza por una fuerte interacción entre momentos magnéticos permanentes próximos existentes en el material, que da lugar a una ordenación de los mismos incluso en ausencia de campo aplicado, lo cual se puede manifestar por la existencia de una imanación espontánea. En ellos la susceptibilidad magnética es muy grande, y varía con el campo aplicado (figura 5 a)

d) *Antiferromagnetismo*: es un fenómeno análogo al anterior pero en el cual la ordenación de los momentos magnéticos, todos del mismo valor, es antiparalela. Ello conduce a una imanación espontánea nula. En ellos la susceptibilidad magnética es muy grande, y varía con el campo aplicado (figura 5 b)

e) *Ferrimagnetismo*: aquí también existe una ordenación antiparalela de dos subredes de momentos magnéticos, pero estos no son iguales con lo cual existe imanación espontánea. En ellos la susceptibilidad magnética es muy grande, y varía con el campo

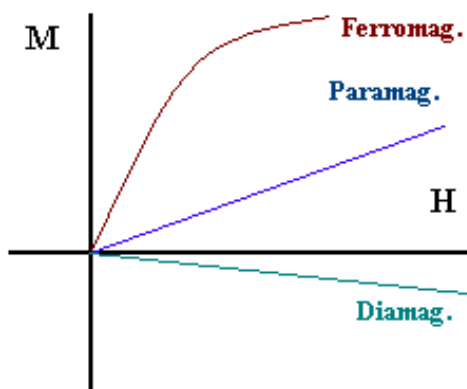
aplicado (figura 5 c)



**Figura 5**

Esquema de la distribución de los momentos magnéticos permanentes de los materiales:  
( a ) Ferromagnéticos. ( b ) Antiferromagnéticos. ( c ) Ferrimagnéticos.

En estos tres últimos casos de materiales, genéricamente denominados “ferromagnéticos”, la susceptibilidad es mucho mayor que la unidad y función del campo aplicado, apareciendo los llamados fenómenos de histéresis.



**Figura 6**

Representación de la susceptibilidad magnética de los distintos tipos de materiales magnéticos.

Gráficamente (ver figura 6) podemos ver el comportamiento distinto de la susceptibilidad con el campo aplicado. Nos encontraremos con comportamientos lineales para materiales paramagnéticos y diamagnéticos, estos últimos con susceptibilidad negativa, y con comportamientos no lineales para los materiales “ferromagnéticos” (los ferromagnéticos propiamente dichos, los antiferromagnéticos y los ferrimagnéticos).

Vamos a describir brevemente en que consiste cada uno de estos comportamientos, dando una explicación

fenomenológica de ellos.

### *Diamagnetismo electrónico*

Como ya se ha visto, el diamagnetismo está asociado al movimiento orbital electrónico y aunque existe en toda la materia, sólo es observable cuando no existan momentos magnéticos permanentes.

Vamos a realizar un análisis clásico que permite obtener resultados de acuerdo con la experiencia. Se parte de considerar la acción de un campo magnético sobre un electrón en movimiento orbital circular. En primer lugar consideraremos una órbita de radio “ $r_0$ ” orientada con su plano perpendicular al campo magnético y que gira con velocidad angular  $\omega_0$ . Si gira será porque existe una fuerza centrípeta de módulo  $F_c = m_e \omega_0^2 r_0$ . El movimiento lleva asociado un momento angular de módulo  $l_0 = m_e \omega_0 r_0^2$ , al que, como sabemos, podemos asociar un

momento magnético  $|\vec{m}_0| = \gamma_0 I_0 = \left( \frac{q_e}{2 m_e} \right) m_e \omega_0 r_0^2$ , siendo  $\gamma_0$  la razón giromagnética,  $q_e$  la carga del electrón y  $m_e$  la masa del electrón.

Si aplicamos un campo magnético, de inducción  $\vec{B}$ , al material, suponiendo que el campo a nivel molecular es igual al exterior, lo que para materiales diamagnéticos es bastante correcto, aparecerá sobre el electrón una fuerza adicional  $\vec{F}_{\text{mag}} = q_e [\vec{v} \times \vec{B}]$ , suponiendo que el campo y la velocidad son perpendiculares, tendremos:  $|\vec{F}_{\text{mag}}| = q_e \omega r_0 |\vec{B}|$ . La frecuencia debe variar, pues el radio de giro viene fijado por ser el de una órbita, y la existencia de una nueva fuerza nos lleva a que varíen las condiciones de movimiento. La nueva frecuencia será mayor o menor que la original según la fuerza magnética resulte centrípeta o centrífuga, dependiendo del sentido del campo magnético. En cualquier caso, si recordamos el significado de la ley de Lenz, la variación de la frecuencia de giro es siempre de forma tal que el cambio en el momento magnético asociado, se oponga a la variación del campo aplicado.

La nueva velocidad angular cumplirá que la fuerza centrípeta será igual a la masa por la aceleración del sistema. En este caso, la fuerza centrípeta la podemos escribir como la que existía antes de aplicar el campo más o menos la fuerza de origen magnético, debida a la fuerza de Lorentz:  $(m_e \omega_0^2 r_0) \pm q_e \omega r_0 |\vec{B}| = m_e \omega^2 r_0$ , o lo que es lo mismo:  $\pm q_e \omega r_0 |\vec{B}| = m_e r_0 (\omega^2 - \omega_0^2)$ , dado que la variación en la frecuencia es muy pequeña podemos escribir:  $(\omega^2 - \omega_0^2) = (\omega + \omega_0) \cdot (\omega - \omega_0) = 2 \omega \delta \omega$ , donde hemos llamado  $\delta \omega$  a la diferencia de las frecuencias angulares con y sin campo magnético aplicado.

Por tanto podemos escribir:  $\delta \omega = \frac{q_e}{2 m_e} |\vec{B}| = \omega_L$ , que es la denominada frecuencia de Larmor.

Este cambio en la frecuencia de giro lleva asociado un cambio en el momento magnético  $(\delta \vec{m} = \gamma \delta I)$ , que será opuesto al campo aplicado y cuyo valor es:  $\delta m = \frac{q_e}{2 m_e} m_e \delta \omega r_0^2$

$$= - \frac{q_e^2}{4 m_e} r_0^2 B = - \frac{q_e^2}{4 m_e} \mu_0 r_0^2 H$$

Luego la susceptibilidad del material  $\chi_m$  tiene siempre un valor negativo.

Para un electrón cuya órbita no sea perpendicular al campo aplicado, su movimiento orbital lo podemos suponer descompuesto en una proyección sobre un plano normal al campo y otra órbita en un plano paralelo a  $\vec{H}$ , de tal forma que sólo el movimiento en el plano transversal es afectado por el campo magnético.

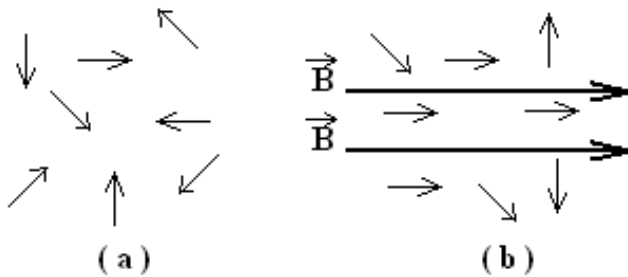
### *Paramagnetismo*



El paramagnetismo se da en materiales cuyas entidades microscópicas poseen momento magnético permanente, si bien estos momentos magnéticos están desordenados, por lo cual no presentarán imanación espontánea. Como ya hemos dicho seguirá existiendo el diamagnetismo electrónico si bien, como sus efectos son dos órdenes de magnitud menores que los efectos paramagnéticos, no los podemos detectar en este tipo de materiales.

Analicemos el comportamiento desde el punto de vista fenomenológico. Consideremos un material paramagnético que, como tal, poseerá momentos magnéticos permanentes, los cuales, a no existir interacciones importantes entre ellos, estarán desordenados por efecto de la energía cinética que supone su temperatura, como se muestra en la figura 7 (a) lo que supondrá que no presentará imanación alguna. Si aplicamos al material un campo magnético de inducción  $\vec{B}$  los distintos momentos magnéticos de la sustancia se verán sometidos a la acción de un par de fuerzas ( $\vec{m} \times \vec{B}$ ) que tenderá a orientarlos en el sentido del campo aplicado como se muestra en la figura 7 (b), por lo que el material presentará una imanación  $\vec{M}$ , distinta de cero, en el mismo

sentido que el campo aplicado. Es decir la susceptibilidad magnética que podemos obtener será siempre un número positivo.



**Figura 7**

Esquema de un material paramagnético en dos situaciones:  
(a) sin campo magnético aplicado, (b) tras haberle aplicado un campo magnético

La teoría general fue desarrollada por Langevin, considerando el efecto ordenador de un campo magnético sobre los momentos magnéticos existentes en su dirección y el efecto desorientador de la temperatura, empleando la estadística clásica se llega para la susceptibilidad, a una

$$\text{expresión del tipo: } \chi_M = \frac{Cte}{T}.$$

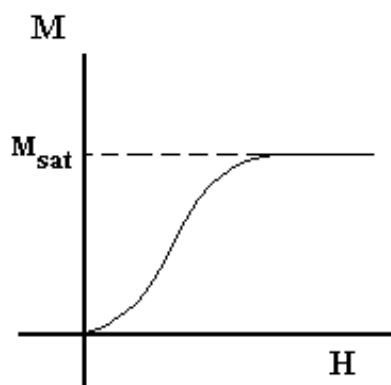
Que nos dice que en los medios paramagnéticos la susceptibilidad debe variar con la inversa de la temperatura absoluta. Para obtener resultados cuantitativamente correctos hay que acudir a tratamientos cuánticos, que dan también como resultado una variación de la susceptibilidad magnética con la inversa de la temperatura y valores del orden de  $10^{-3}$ .

### *Ferromagnetismo*

Se presenta en materiales con momentos magnéticos permanentes que interaccionan fuertemente entre los más próximos, lo que se pone de manifiesto por la formación estructuras ordenadas “dominios” separadas entre si por “paredes”. Desde el punto de vista experimental, los materiales ferromagnéticos presentan tres características, ligadas entre sí, que conviene tratar por separado por su distinta significación.

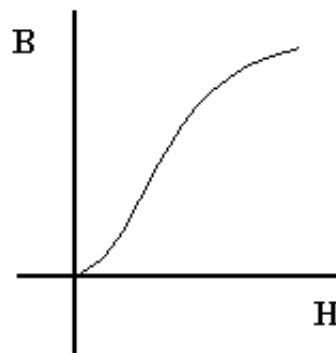
a) Marcado carácter no lineal.

Si consideramos una muestra de un material inicialmente desimánado, al aplicarle un campo magnético en una dirección y sentido determinados cuyo módulo vaya aumentando, se obtienen las curvas de primera imanación, que se esquematizan en las figuras 8 y 9, tanto para la inducción magnética como para la imanación respectivamente.

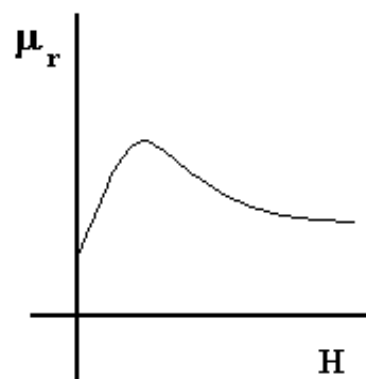
**Figura 9**

Variación de la imanación de un material ferromagnético, con el campo magnético aplicado

Tanto la permeabilidad  $\mu$ , como la susceptibilidad  $\chi_m$  son funciones del campo aplicado. En la gráfica H - B de la figura 8 se pone de manifiesto que la susceptibilidad magnética varía con el valor del campo aplicado, lo que se ha representado en la figura 10.

**Figura 8**

Curva de primera imanación de un material ferromagnético

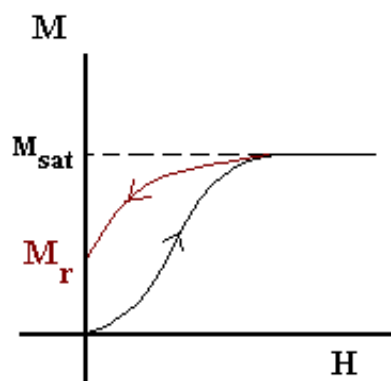
**Figura 10**

Variación de la permeabilidad magnética de un material ferromagnético, con el campo aplicado

Esta no linealidad nos obliga a concretar, cuando se hable en términos de permeabilidad, en que condiciones definimos dicho parámetro, ya que puede tomar muchos valores incluso negativos como veremos mas adelante. En el caso del hierro comercial el valor de pico de  $\mu_r$  es del orden de 6000.

b) La existencia de imanación de saturación.

Experimentalmente se observa que al aumentar el módulo del campo aplicado la imanación va creciendo, hasta un valor límite denominado de saturación (figura 9). Por la propia definición

**Figura 11**

Variación de la imanación de un material ferromagnético con el campo aplicado, mostrando la imanación de saturación.

del vector inducción ( $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$ ), no ocurrirá así con él; pues el término  $\mu_0\vec{H}$  seguirá aumentando a medida que lo haga el campo magnético, aunque no aumente la imanación.

c) La existencia de ciclo de histéresis

Una vez alcanzada la imanación de saturación, si se disminuye gradualmente el valor del campo, se obtiene una curva de imanación que no coincide con la de primera imanación, como se muestra en la figura 11. Es decir el material guarda memoria de los estados por los que ha pasado previamente. Además a campo magnético aplicado nulo, aparece una imanación remanente (en la figura  $M_r$ ). Si seguimos disminuyendo el campo (aumentará el módulo en sentido opuesto), la imanación

se hace nula para un valor del campo ( $H_c$ ) que se denomina campo coercitivo.

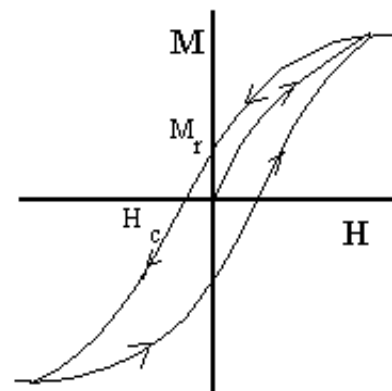
La imanación cambiará de sentido hasta un valor igual pero de sentido opuesto que la imanación de saturación. Siguiendo el proceso (disminuir el módulo del campo aplicado hasta hacerlo nulo y que vuelva a tener el mismo sentido que tenía al principio), se obtiene el ciclo de histéresis del material (figura 12), que es simétrico respecto del origen de coordenadas.

Nos encontramos por tanto ante materiales que guardan memoria. En efecto, si tenemos un material imanado en un sentido (su imanación es  $+M_{sat}$ ) necesitaremos un campo magnético muy intenso de sentido contrario al que utilizamos para imanarle con “ $+M_{sat}$ ”, para que adquiera una imanación “ $-M_{sat}$ ”, situación en la que permanecerá hasta que apliquemos un campo magnético de sentido opuesto. Tenemos un material cuyos estados pueden representarse por los valores “0” y “1”.

Todos los fenómenos desaparecen a temperaturas superiores a un valor crítico ( $T_c$ ), pasando el material a tener un comportamiento paramagnético, la susceptibilidad sigue la ley de Curie-Weiss:

$$\chi_m = \frac{C}{T - \theta}$$

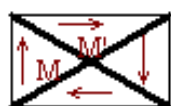
donde  $\theta$  es la temperatura paramagnética que aproximadamente coincide con la temperatura crítica o de Curie ferromagnética ( $T_c$ ), aunque generalmente  $\theta > T_c$ . Por ejemplo para el hierro  $\theta = 1.093 \text{ K}$  y  $T_c = 1.043 \text{ K}$ .



**Figura 12**

Ciclo de histéresis de un material ferromagnético típico

Una interpretación de los fenómenos de histéresis la realizó Weiss mediante el concepto de dominios magnéticos. Estos son regiones del material completamente imanadas con un valor de

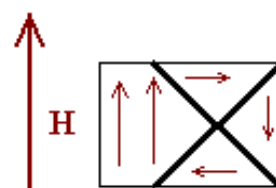


**Figura 13**  
Esquema de los dominios de un material ferromagnético

la imanación en cada uno de ellos, que no tiene porque coincidir con la de los vecinos. La zona de transición de un dominio a otro, que es de un espesor mucho menor que los dominios, se denominan paredes de Bloch.

Las paredes de los dominios se pueden mover por acción de un campo magnético externo, para campos poco intensos el desplazamiento de las paredes es reversible y se da lugar a la aparición

de una imanación neta pequeña en el sentido del campo. Para campos elevados los desplazamientos se hacen discontinuos e irreversibles (debido por ejemplo a defectos o impurezas que existan en el material), comenzando así el fenómeno de histéresis consistente en que al disminuir el campo aplicado las paredes de Bloch no recorren el mismo camino que inicialmente.



**Figura 14**

Esquema de la variación sufrida por los dominios de un ferromagnético en el seno de un campo magnético.

La imanación de saturación ocurre cuando los distintos dominios se orientan en el mismo sentido que el campo aplicado debido al elevado valor del campo. Para cancelar de nuevo la imanación

es necesario aplicar un campo en sentido contrario que haga rotar los dominios lo suficiente.

### Energía magnética

Hemos dicho que la existencia de corrientes supone la generación de campos magnéticos; es algo evidente que si se genera algo, será por que se emplee en su generación una cierta cantidad de energía, vamos a ver si de una forma sencilla somos capaces de cuantificar esa energía.

Consideremos una región del espacio en la que existan “N” circuitos, si por cada uno de ellos circula una corriente, será por que existe un generador. En estas condiciones, en cada circuito, se deben cumplir los lemas de Kirchoff, es decir que la suma de las ff.ee.mm. debe ser igual a la suma de productos de intensidades por resistencias. La existencia de fuerzas electromotrices inducidas en cada circuito por la existencia de corrientes en todos y cada uno de ellos, supondrá la aparición de distintas ff.ee.mm. que debemos tener en cuenta en el momento de hacer la suma de fuerzas electromotrices:  $\varepsilon_0 + \varepsilon_i(t) = i R$ , siendo  $\varepsilon_0$  la f.e.m. de todos los generadores,  $\varepsilon_i(t)$  la fuerza electromotriz total inducida; “i” la corriente que circula y “R” la resistencia correspondiente. El paso de una carga “dq”, o lo que es lo mismo de “i dt”, por el circuito, supone un balance energético que vendrá dado por:  $\varepsilon_0 dq + \varepsilon_i(t) i dt = i^2 R dt$ . Teniendo en cuenta la ley de Faraday, podemos reordenar la expresión anterior como:  $\varepsilon_0 dq = i^2 R dt + d\phi_i$ . El primer miembro de la igualdad, es la energía suministrada por las baterías, el primer sumando del segundo miembro es la energía perdida por efecto Joule, y el segundo será la energía necesaria para establecer los campos magnéticos en ese circuito:  $(dW_B = d\phi_i)_i$ .

Para los “N” circuitos, la energía necesaria será:  $dW_B = \sum_{i=1}^N i_i(t) d\phi_i$ . Naturalmente nos

interesa la energía total que será:  $W_B = \int dW_B$ . Para calcular la integral vamos a hacer alguna suposición que no modifique el resultado final.

Teniendo en cuenta que el valor total de la energía magnética no dependerá de la forma en la que se hayan establecido las corrientes, y en consecuencia los campos. Supondremos que en todo momento, todas las corrientes son la misma fracción de su valor final:  $i_i(t) = \alpha I_i$ ,  $\forall i_i$ ; siendo  $\alpha$  la fracción correspondiente, que naturalmente variará entre cero y uno ( $0 \leq \alpha \leq 1$ ). Si hemos supuesto que ese es el tipo de variación para las corrientes, los flujos variarán de la misma forma:  $\phi_i = \alpha \Phi_i^F$ , donde  $\Phi_i^F$  es el valor final del flujo en el circuito “i”, por tanto:

$d\phi_i = \Phi_i^F d\alpha$ , luego:  $W_B = \int dW_B = \int_0^1 \sum_{i=1}^N (\alpha I_i) \Phi_i^F d\alpha$ , intercambiando el orden entre la derivada y la suma y sacando fuera de la integral las constantes, tenemos:

$$W_B = \sum_{i=1}^N I_i \Phi_i^F \int_0^1 \alpha d\alpha = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N I_i \Phi_i^F$$

si recordamos el valor del flujo que atraviesa un circuito

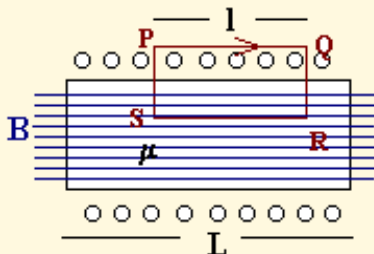
en función de los coeficientes de inducción:  $\phi_i = \sum_{j=1}^N M_{ij} I_j$  y sustituimos ese valor en la expresión de la energía magnética, tenemos:  $W_B = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^N M_{ij} I_i I_j$ . Que nos da la energía magnética asociada a las corrientes estacionarias que circulan por los circuitos

Acabamos de calcular que la energía magnética asociada a un sistema de conductores valía:

$$W_B = \frac{1}{2} \sum_i \sum_j M_{ij} i_i i_j, \text{ se puede demostrar que en términos de campo la energía magnética}$$

vale:  $W_B = \frac{1}{2} \int_{\tau} \vec{H} \cdot \vec{B} d\tau$ , si bien su obtención requiere conocimientos que se salen de los límites de este temario. A continuación se realiza la comprobación de la identidad de ambas expresiones para un caso sencillo.

Para comprobar la igualdad de las dos expresiones vamos a aplicar ambas a un solenoide recto de longitud “L” que tenga un total de “N” espiras cuya sección recta sea “A” por el que circula una corriente “i” y en cuyo interior hemos colocado un material magnético de permeabilidad magnética  $\mu$  que lo llena completamente. Como sabemos, el campo magnético en el interior será homogéneo y dirigido según la dimensión longitudinal del solenoide, para calcular su módulo emplearemos el teorema de Ampère.



**Figura 15**

Esquema del corte longitudinal de un solenoide que contiene un material magnético de permeabilidad  $\mu$

Tomaremos como línea de Ampère un paralelogramo, en rojo en la figura 15, uno de cuyos lados, de longitud “l”, sea paralelo a la dimensión longitudinal del solenoide. Como en el interior existe un material magnético emplearemos como

expresión del teorema:  $\oint_{\lambda} \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_C$ , siendo la curva “ $\lambda$ ” el paralelogramo

e  $I_C$  la intensidad de conducción encerrada por la línea de Ampere.

Para calcular la integral tendremos:

$$\oint_{\lambda} \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_P^Q \vec{H} \cdot d\vec{l} + \int_Q^R \vec{H} \cdot d\vec{l} + \int_R^S \vec{H} \cdot d\vec{l} + \int_S^P \vec{H} \cdot d\vec{l}.$$

En el tramo PQ, el campo será nulo, por tanto:  $\int_P^Q \vec{H} \cdot d\vec{l} = 0$ .

En QR y en SP el campo o es nulo o perpendicular a  $d\vec{l}$ , lo que significa que el producto escalar es nulo,

luego:  $\int_Q^R \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_S^P \vec{H} \cdot d\vec{l} = 0$ , luego:  $\oint_{\lambda} \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_R^S \vec{H} \cdot d\vec{l}$ , teniendo en cuenta que en ese tramo los vectores campo y trayectoria son paralelos (realmente no sabemos si son paralelos o antiparalelos, pues no hemos dado

sentido a la corriente) tendremos:  $\int_R^S \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_R^S H \cdot dl$ , al ser el campo homogéneo su módulo será constante,

$$\int_R^S H \cdot dl = H \int_R^S dl = H \cdot l.$$

Calculemos ahora el segundo miembro de la ecuación. La corriente de conducción encerrada será la que circule por cada hilo conductor multiplicada por el número de conductores que encerremos, si en la longitud “L” tenemos un total

de “N” conductores, en “l” tendremos:  $\frac{N}{L} l$  conductores, suponiendo que por cada conductor circula una intensidad

“i”, la corriente de conducción encerrada será:  $\left(\frac{N}{L} l\right) \cdot i$ . La expresión del teorema de Ampere nos permite escribir:

$H \cdot l = \left(\frac{N}{L} l\right) \cdot i$ , luego el módulo del vector campo magnético en el interior del solenoide será:  $H = \frac{N}{L} i$ . El

vector campo será  $\vec{H} = \frac{N}{L} i \vec{u}$ , siendo  $\vec{u}$  un vector unitario dirigido según la dimensión longitudinal del solenoide y cuyo sentido vendrá obligado por el de la corriente.

Recordando la relación entre el campo y la inducción magnética ( $\vec{B} = \mu \vec{H}$ ) escribiremos:  $\vec{B} = \mu \frac{N}{L} i \vec{u}$ .

De lo que acabamos de obtener, se desprende que el valor de la energía magnética en el interior del solenoide calculado de esta primera forma será:

$W_B = \frac{1}{2} \int_{\tau} \vec{H} \cdot \vec{B} d\tau = \frac{1}{2} \int_{\tau} \left(\frac{N}{L} i \vec{u}\right) \cdot \left(\mu \frac{N}{L} i \vec{u}\right) d\tau = \frac{1}{2} \int_{\tau} \mu \left(\frac{N}{L} i\right)^2 d\tau = \frac{1}{2} \mu \left(\frac{N}{L} i\right)^2 \int_{\tau} d\tau$ , siendo

“ $\tau$ ” el volumen interior del solenoide, que teniendo en cuenta sus dimensiones será A L, por tanto:

$W_B = \frac{1}{2} \mu \left(\frac{N}{L} i\right)^2 \cdot (A \cdot L)$ , o lo que es lo mismo  $W_B = \frac{1}{2} \mu \frac{N^2 \cdot A}{L} i^2$ .

Calcularemos ahora la energía almacenada en el solenoide empleando la expresión que nos da la energía necesaria para

que exista campo magnético, que sabemos viene dada por  $W_B = \frac{1}{2} \sum_i \sum_j M_{i,j} i_i i_j$ . En este caso, como sólo

tenemos un circuito debemos hablar del coeficiente de autoinducción del mismo, que debemos calcular.

La ley de inducción nos dice  $\varepsilon = -\frac{d\phi}{dt}$  que podemos reescribir como  $\varepsilon = -\frac{d\phi}{di} \frac{di}{dt}$ , es decir:  $\varepsilon = -L \frac{di}{dt}$ .

Debemos calcular el coeficiente de autoinducción de la bobina, para lo cual tenemos que conocer el flujo del campo

magnético que la atraviesa, pues  $\phi = \int_{\Sigma} \vec{B} \cdot d\vec{s}$ , como el campo es un vector paralelo al vector superficie de las espiras

del solenoide, el producto escalar coincidirá con el producto de los módulos  $\phi = \int_{\Sigma} B ds$ , recordando el valor que

hemos obtenido más arriba para el módulo del vector inducción  $\vec{B} = \mu \frac{N}{L} i \vec{u}$  y su independencia de la superficie

sobre la que hemos de integrar, nos queda  $\phi = \mu \frac{N}{L} i \int_{\Sigma} ds$ . La integral que nos queda por calcular, será el área

afectada en el cálculo del flujo, como el vector  $\vec{B}$  atraviesa todas y cada una de las espiras, el flujo lo será también de todas y cada una, luego  $\int_{\Sigma} ds = N A$ , por tanto:  $\phi = \mu \frac{N}{L} i (N A)$ . Como la autoinducción “L” es la variación

del flujo con la intensidad nos queda:  $L = \mu \frac{N^2}{L} A$ .

La energía necesaria para establecer el campo, será en este caso:  $W_B = \frac{1}{2} L i^2$ , es decir:  $W_B = \frac{1}{2} \mu \frac{N^2}{L} A i^2$ .

Valor que coincide con el obtenido empleando la expresión de la energía del campo magnético en función del valor de los campos existentes en el espacio.

Por tanto, en este caso y realmente en todos, la energía del campo magnético la podemos escribir

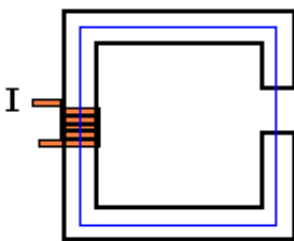
como:  $W_B = \frac{1}{2} \int_{\tau} \vec{H} \cdot \vec{B} d\tau$

La expresión  $W_B = \frac{1}{2} \int_{\tau} \vec{H} \cdot \vec{B} d\tau$ , nos permite hablar de un concepto, ya empleado en el caso eléctrico, de densidad de energía del campo “ $w_B$ ”, que definiremos como la energía por unidad de volumen que tenemos en el espacio  $w_B = \frac{dW_B}{d\tau}$ , cuyo valor coincide, como es evidente, con

el semiproducto escalar de los dos vectores campo  $w_B = \frac{1}{2} \vec{B} \cdot \vec{H}$ .

Como aplicación del valor de la energía magnética que acabamos de obtener, vamos a calcular la energía que se pierde cada vez que se describe un ciclo de histéresis en un material ferromagnético, lo que nos permitirá seleccionar el material ferromagnético que más nos interese en las distintas aplicaciones de este tipo de materiales.

Para ello consideremos un electroimán como el que se esquematiza en la figura 16, que está formado por un núcleo de un material ferromagnético con un entrehierro, en el que arrollamos un solenoide por el que circulará una corriente continua para poder generar el campo magnético. Como ya hemos dicho más arriba, la energía que suministran las fuentes (batería) para generar la corriente será  $dW_F = \varepsilon dq$ , siendo “ $\varepsilon$ ” la fuerza electromotriz de la batería. Esta energía será



**Figura 16**

Esquema de un electroimán, en el que hemos dibujado una línea de Ampere (en azul) que recorre todo el circuito magnético

la suma de la necesaria para establecer el campo magnético y la que se pierda por efecto Joule:  $\varepsilon dq = i^2 R dt + d\phi i$ , suponiendo que se desprecian las pérdidas por calor, volvemos a obtener:  $dW_B = d\phi i$ .

El flujo, realmente su diferencial, será el debido a todas y cada una de las espiras (N) que forman el solenoide es decir si llamamos  $\delta\phi$  al flujo que atraviesa cada espira, el flujo total será:  $d\phi = N \delta\phi$ , luego la energía que suministran las fuentes la podemos escribir como  $dW_B = N i \delta\phi$ , lo que recordando la expresión del teorema de Ampere

( $\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = N i$ ) nos permite decir que  $dW_B = \oint \vec{H} \cdot d\vec{l} \delta\phi$ . Llamando

“A” al área de la sección recta del electroimán, como el flujo es el producto escalar del campo por la superficie, se cumplirá  $\delta\phi = \vec{A} \cdot \delta\vec{B}$ .

Teniendo en cuenta el paralelismo entre los vectores superficie, campo y “movimiento”  $d\vec{l}$  podemos escribir:  $dW_B = \oint A \delta\vec{B} \cdot \vec{H} d\vec{l}$  o lo que es lo mismo:  $W_B = \int_{\tau} \vec{H} \cdot \delta\vec{B} d\tau$ , siendo  $\tau$  el volumen del circuito magnético, es decir en el que existe campo magnético no nulo.

La expresión  $W_B = \int_{\tau} \vec{H} \cdot \delta\vec{B} d\tau$  nos da el trabajo realizado sobre el sistema en los casos en los que aparecen fenómenos de histéresis. Según la expresión anterior, podemos hablar de una energía por unidad de volumen de material debida a la modificación del campo, cuyo valor es  $dw_B = \vec{H} \cdot d\vec{B}$ .

El caso de materiales que presentan histéresis y la corriente que circula es alterna presenta un interés especial. Al variar la intensidad que recorre el devanado del electroimán, el vector campo magnético  $\vec{H}$  también variará siguiendo esas variaciones. Supongamos que en el instante inicial el campo es nulo, si aumenta el valor de la intensidad irá aumentando el valor del campo hasta llegar al máximo ( $+H_{\max}$ ), disminuye hasta un mínimo ( $-H_{\max}$ ) y luego vuelve a cero. La inducción magnética  $\vec{B}$  muestra una variación semejante, pero en un material ferromagnético típico irá retrasada respecto del campo describiendo el ciclo de histéresis.

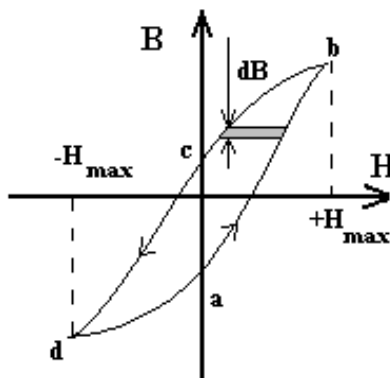


Figura 17

El trabajo por unidad de volumen para que la inducción evolucione desde el punto “a” hasta el “b” siguiendo la curva de

histéresis será:  $(w_B)_{a,b} = \int_a^b \vec{H} \cdot d\vec{B}$ , que es el área

comprendida por el eje “B” y la curva de histéresis entre los puntos “a” y “b”; que será positiva, al serlo el campo  $\vec{H}$  y  $d\vec{B}$ . La contribución  $(w_B)_{b,c}$  debida al tramo “b - c”, será también el área encerrada por el eje “B” y la curva de histéresis entre “b” y “c”; cuyo signo será ahora negativo por tener sentidos opuesto el campo  $\vec{H}$  y la variación de la inducción  $d\vec{B}$ . Siguiendo el mismo razonamiento para los otros dos tramos, llegamos a que el trabajo, por unidad de volumen, necesario para que el material describa el ciclo de histéresis es:  $w_B = \oint \vec{H} \cdot d\vec{B}$ , que coincide con el área del ciclo.

Como al finalizar cada ciclo, la material ferromagnético volverá a estar en las mismas condiciones que cuando lo inició, la energía magnética del núcleo magnético será la misma, por tanto  $w_B = \oint \vec{H} \cdot d\vec{B}$  representa la energía que se ha perdido y que aparecerá en forma de calor y representa la energía irreversible empleada en los cambios de la estructura de dominios que



se producen en el material ferromagnético.

Como hemos dicho que la energía que hemos calculado es la energía por unidad de volumen perdida por ciclo en el núcleo del electroimán, la energía por pérdidas por histéresis dependerá de la frecuencia de la corriente alterna.

### Aplicaciones

Vamos a dedicar este apartado a revisar algunas aplicaciones tecnológicas de las propiedades que conocemos del campo magnético en el vacío y en medios materiales. Los materiales ferromagnéticos por su alta permeabilidad magnética serán en general el soporte empleado en muchas de ellas, pues al ser alta su permeabilidad relativa supondrá una menor dispersión de las líneas de campo.

#### *Grabación magnética*

La grabación magnética de datos se fundamenta en la existencia de ciclo de histéresis en los materiales ferromagnéticos. El conseguir que un material ferromagnético, generalmente una ferrita, pase del estado de imanación de saturación “ $+M_s$ ” al estado “ $-M_s$ ” puede ser interpretado como tener un “1” o un “0”, de esta forma, podremos trabajar en un sistema binario.

El material ferromagnético empleado se divide en pequeñas porciones, cada una de las cuales es interpretada como un cero o un uno, que se distribuyen convenientemente ordenadas en un soporte magnéticamente inerte en forma de disco o de cinta.

Según la forma del soporte nos encontramos con los discos duros, los discos flexibles y las cintas. Los dos primeros tienen entre otras ventajas la posibilidad de acceder directamente a la información. Esto es, el cabezal de lectura es móvil en dirección radial y se sitúa de esta forma en la zona del disco donde se encuentra la grabación. Por el contrario la cinta magnética es de acceso secuencial, lo que significa que necesariamente para leer una zona grabada, ésta tiene que

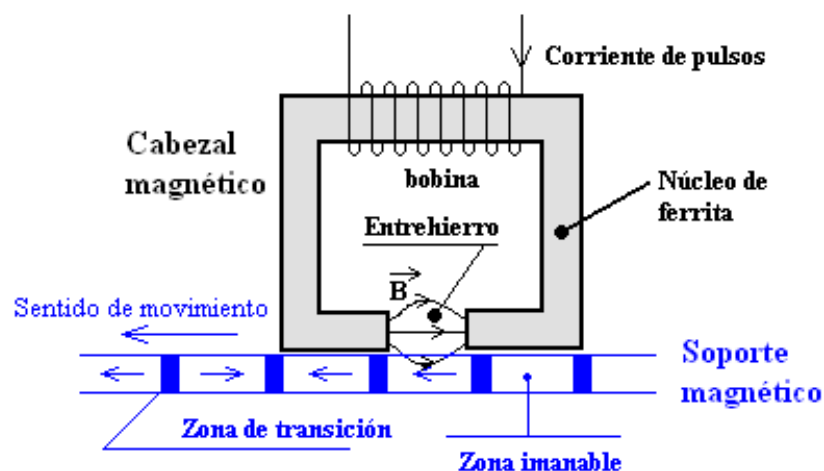


Figura 18

desplazarse hasta conseguir coincidir con la posición que ocupa el lector correspondiente.

Las superficies de estos dispositivos suelen estar recubiertas de partículas de materiales ferromagnéticos cuyo ciclo de histéresis debe tener una alta imanación remanente para que la grabación sea intensa y una alta coercitividad para impedir la fácil desimanación, de esta forma la grabación será más permanente y conseguir así que no se pierda la información por la acción de campos externos incontrolados. Estas características se consiguen actualmente con aleaciones de Ni y Co.

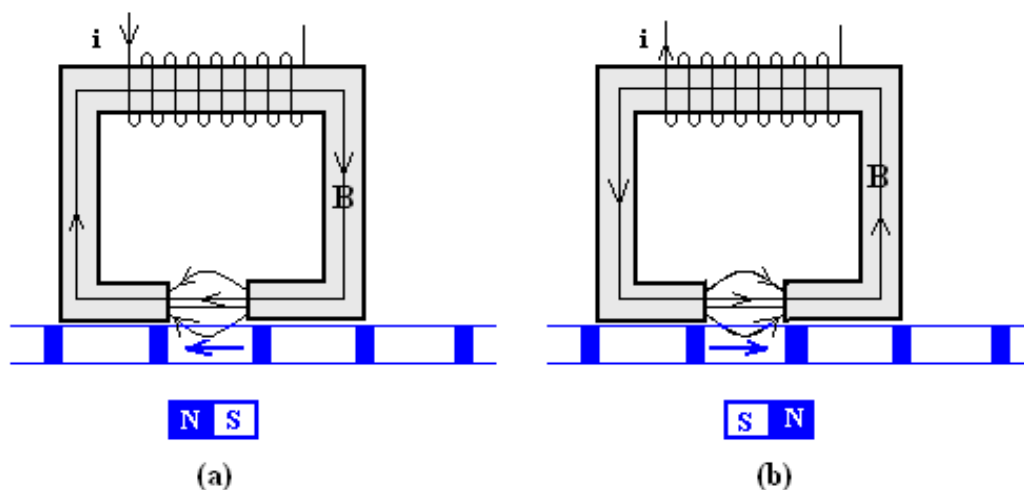
En el esquema indicado en la figura 18 podemos distinguir claramente entre el cabezal magnético y el soporte magnético, en este caso una cinta magnética.

El cabezal magnético consta de un electroimán, en cuyo núcleo de ferrita se arrolla un solenoide que será recorrido por una corriente de pulsos. Como ya hemos dicho el soporte magnético tiene un substrato no magnético sobre el que se deposita un material imanable generándose así tanto zonas imanables como zonas no imanables o de transición.

Veamos cómo se realizan los procesos de grabación y lectura con este dispositivo.

#### a) Proceso de grabación.

El cabezal magnético, dispositivo capaz de escribir y leer, es un núcleo de ferrita en forma de herradura con polos magnéticos opuestos, separados por una distancia muy pequeña, entrehierro



**Figura 19**

Esquema de la grabación de información magnética de datos. El sentido del campo aplicado a cada región imanable hace que esta adquiera una imanación en un sentido o en el contrario

o gap, de forma que áreas muy reducidas del medio imanable resulten afectadas en cada instante. En el núcleo se arrolla una bobina por la que se hace pasar una corriente de pulsos que generará un campo magnético que imanará la región imanable del soporte magnético que se encuentre en el entrehierro en un sentido o en otro según sea el sentido de la corriente que generó el campo magnético (figura 19). De esta manera es posible pasar de un estado al opuesto en el ciclo de

histéresis de la partícula y obtener dos posibles imanaciones que se asocian a los dos estados binarios, 0 o 1.

Las colecciones de datos se graban en círculos concéntricos al eje del disco llamados pistas. Cada una de éstas se divide en un número igual de segmentos llamados sectores. El cabezal de escritura o lectura se mueve desde el borde exterior del disco hacia el anillo central, deteniéndose justamente en la pista indicada.

La superficie del soporte contiene partículas magnéticas ordenadas formando matrices de partículas y situadas en una película delgada sobre un soporte. Cada una de las matrices es equivalente a un cero o un uno dependiendo del sentido de la imanación del medio. En estas películas los dominios magnéticos ocupan todo el espesor de la capa y la dirección de su imanación espontánea es siempre paralela a la superficie a la misma. Estas capas de un solo dominio de espesor son las que se denominan películas magnéticas delgadas. En este sistema bidimensional, en los procesos de imanación y desimanación, los momentos magnéticos atómicos pueden cambiar de sentido en un intervalo de tiempo de 1 nanosegundo y orientarse en la dirección del campo externo producido por el cabezal.

En el proceso de grabación, por la bobina del cabezal pasan impulsos de corriente, cada uno de estos impulsos crean un campo magnético pulsante que orienta las partículas de las zonas imanables con una orientación determinada, quedando sus polos alineados según la dirección del campo (figura 19). Un cambio en el sentido de la corriente que circula por el cabezal supondrá un cambio en el sentido del campo y en consecuencia en el sentido de la imanación de la zona imanable que se encuentre en el entrehierro.

#### b) Proceso de lectura.

Se desplaza el cabezal sobre la superficie del disco móvil, que contiene matrices de partículas imanadas situadas en las diferentes pistas y sectores. El entrehierro del cabezal encuentra en las pistas, un mosaico matricial de pequeños imanes cuyos campos magnéticos van sucesivamente



**Figura 20**

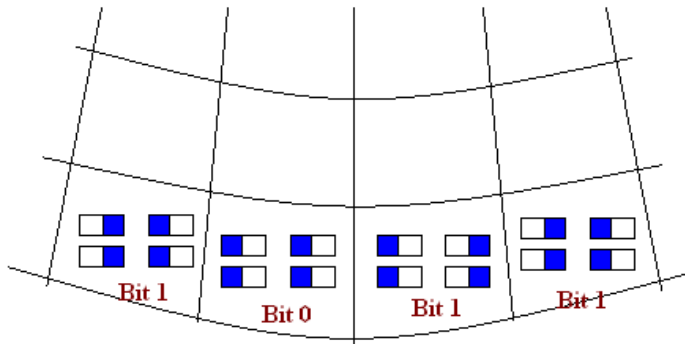
Esquema del proceso de lectura de información en un soporte magnético

actuando sobre el cabezal. Se producen variaciones del flujo en el entrehierro del cabezal y se generan impulsos de inducción de flujo magnético en el gap del cabezal que dependerá de la orientación de los pequeños imanes.

Cuando dos de estos se encuentran con sus polos N o S enfrentados, su flujo magnético se dispersa y penetra en el gap y al impulso de corriente generado se le asocia un 1. Cuando los

polos de las partículas están orientados N con S, entonces su campo magnético se concentra y no penetra en el gap. El flujo detectado es mínimo y asociada con el valor 0 (figura 20).

En la figura 21 se observa como el 1 corresponde siempre a una matriz con pares partículas imanadas en sentido contrario, lo que incrementa el flujo en el entrehierro del cabezal y el 0 se corresponde con pares de partículas imanadas de igual sentido, el que disminuye el flujo en el entrehierro.



**Figura 21**  
Representación del número 1.011

Los discos duros se fabrican de un material "duro" platos de aluminio rígidos recubiertos de una película de partículas de substancia magnética. Por el contrario, los disquetes, se fabrican de material plástico,

recubierto también de partículas magnéticas. Como están expuestos a deformación por temperatura y humedad, son denominados flexibles en contraste con los duros. La principal diferencia entre los discos duros y flexibles esta en la velocidad. 3.600 rpm frente a 360 rpm, y en la densidad de partículas imanadas proporcional a la cantidad de datos que pueden memorizar, que es muy superior. Los discos duros cada vez se fabrican con mas capacidad, del orden del Gigabyte.