

TEMA10. PROPIEDADES MAGNETICAS DE LA MATERIA

10.1.- MATERIALES MAGNETICOS

Muchos dispositivos, como transformadores, motores o electroimanes, contienen siempre hierro o aleaciones de hierro en sus estructuras, para aumentar el flujo magnético y confinarlo en una región deseada. También se utilizan delgadas partículas de óxidos metálicos en las memorias de los ordenadores y en las cintas para grabaciones de sonido e imágenes de TV. Se puede obtener una mejor comprensión del funcionamiento de tales dispositivos y de la naturaleza general de la materia, mediante el estudio de los principios que rigen el comportamiento de las sustancias magnéticas.

Las propiedades magnéticas no son exclusivas de una parte de la materia, sino que están presentes en todos los materiales o sustancias, aunque en unos en mayor grado que en otros.

Teniendo en cuenta que una pequeña espira de corriente situada en el seno de un campo magnético experimenta el mismo par de fuerzas que un imán, Ampère estableció que los campos magnéticos de la materia se debían a corrientes eléctricas que circulan en el interior del material. La teoría atómica ha demostrado que los momentos magnéticos observados en la materia tienen dos orígenes posibles: el movimiento orbital de los electrones alrededor del núcleo y el momento cinético intrínseco del electrón, denominado espín. Por lo que las corrientes eléctricas en el interior del material deben estar asociadas a los momentos magnéticos atómicos.

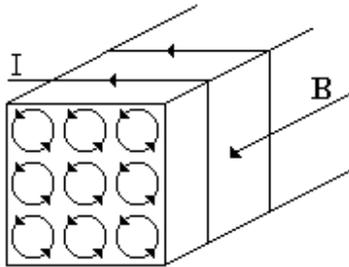
En el magnetismo se presentan unos efectos algo semejantes a lo que le ocurre a la materia cuando se encuentra en presencia de un campo eléctrico (Polarización) pero aquí son más complejos y para un estudio detallado de las interacciones magnéticas necesitaríamos recurrir a la Mecánica Cuántica, que está por encima de lo que se pretende. Por tanto la descripción del magnetismo en la materia que veremos se basará en el hecho experimental de que la presencia de materia en un campo magnético producido por corrientes, modifica dicho campo y la materia queda influida por el campo.

Por ejemplo, se observa que para una variación dada de la corriente en el bobinado de un solenoide, la fem inducida no es la misma cuando el núcleo está vacío, que cuando en el núcleo se introduce un material magnético.

La respuesta, de las sustancias (tanto sólidas, líquidas como gaseosas) a la acción de campos magnéticos externos, es claramente diferente, razón por la cual los medios magnéticos se clasifican en Ferromagnéticos, Paramagnéticos y Diamagnéticos.

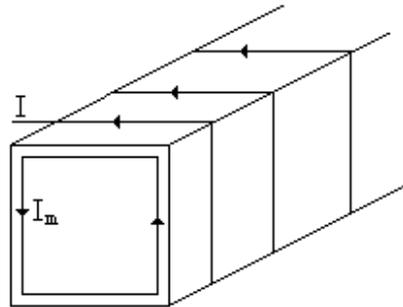
10.2.- MAGNETIZACION.

Un material, como el hierro por ejemplo, puede magnetizarse en un campo magnético externo, en estas condiciones el material adquiere un momento magnético y así crea su propio campo magnético, que dependiendo del material que sea, será mas o menos intenso que el exterior. Al estudiar las propiedades magnéticas de los materiales,



como los campos magnéticos se generan por corrientes eléctricas, Ampère propuso que los momentos magnéticos en un material magnetizado o un imán permanente, están asociados con las corrientes de los electrones en los átomos del material, o sea el material estará formado por un gran número de diminutas espiras de corriente dentro del material.

Si el material es homogéneo en los puntos del interior, las corrientes de las espiras tienen direcciones opuestas y se anulan, por lo que no hay corriente neta dentro del material. Sin embargo, las porciones de las espiras adyacentes a la superficie exterior no se anulan y la totalidad del conjunto de espiras equivale a una corriente I_m en circulación por la superficie del material, se la suele denominar corriente amperiana.



Esta corriente superficial es semejante a la corriente de conducción real en un solenoide ya que producen un campo magnético en un punto, que sigue las mismas leyes que la corriente real, aunque no supone un flujo neto de carga.

La corriente de Ampère tiene la misma dirección que la corriente externa que produce el campo magnético en los materiales ferromagnéticos y paramagnéticos y es de dirección opuesta en los materiales diamagnéticos.

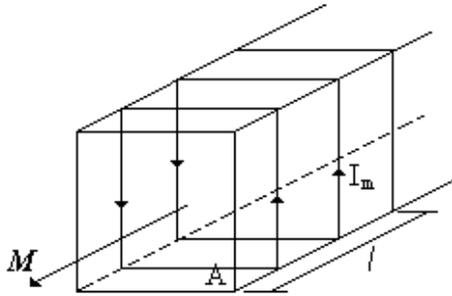
El estado magnético de un material se describe por el vector magnetización (imanación o imantación) M , que es igual al momento magnético neto por unidad de volumen

$$M = \frac{dm}{dV}$$

El material uniformemente magnetizado de sección transversal S y longitud l se comporta como un gran dipolo magnético, resultante de la superposición de todos los dipolos atómicos o espiras de corriente. Con lo cual teniendo en cuenta que

$$\text{Momento magnético} = \text{intensidad de corriente} \times \text{área}$$

se tendrá



$$M = \frac{I_m S}{S l} = \frac{I_m}{l}$$

o sea el módulo de la magnetización es igual a la corriente amperiana por unidad de longitud. Por lo que las unidades de M son amperios por metro.

El campo magnético en el interior del material producido por su magnetización está

dado por

$$\mathbf{B}_m = \mu_o \mathbf{M}$$

ya que el material es equivalente a un solenoide, en donde sabemos que el campo en su interior vale $\mu_o n I$ y como la magnetización es la intensidad de corriente amperiana por unidad de longitud, coincidirá con el valor del solenoide para una sola vuelta de conductor.

10.3.- INTENSIDAD MAGNETICA. SUSCEPTIBILIDAD Y PERMEABILIDAD MAGNETICAS.

Las corriente amperianas crean su propio campo magnético \mathbf{B}_m que según el material se añade o sustrae al campo magnético exterior \mathbf{B}_{ex} , por lo que si se quiere determinar el campo magnético en un punto interior del material magnetizado, ya no será \mathbf{B}_{ex} , sino

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{ex} + \mathbf{B}_m = \mathbf{B}_{ex} + \mu_o \mathbf{M}$$

Con objeto de diferenciar la acción de \mathbf{B}_{ex} debido a la corriente libre del \mathbf{B}_m debido a la corriente amperiana (esta distinción entre corriente libre y corriente amperiana es análoga a la que existe entre carga libre y carga congelada en los dieléctricos) se define un nuevo vector \mathbf{H} , denominado intensidad magnética o excitación magnética, como

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}_{ext}}{\mu_o} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_o} - \mathbf{M}$$

las dimensiones de \mathbf{H} son amperios/metro. Las fuentes de \mathbf{H} son únicamente las corrientes libres, no las de magnetización. En estos casos \mathbf{H} obedece la ley de Ampère y la de Biot-Savart, en las formas

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I_{libre}$$

$$d\mathbf{H} = \frac{1}{4\pi} \frac{I_{libre} \cdot d\mathbf{l} \times \mathbf{u}_r}{r^2}$$

En las sustancias paramagnéticas y diamagnéticas los vectores \mathbf{M} y \mathbf{H} están relacionados mediante

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H} \text{ (relación lineal)}$$

en donde χ_m es la susceptibilidad magnética de la sustancia y es un número independiente de las unidades de \mathbf{M} y \mathbf{H} .

En los diamagnéticos χ_m es independiente de la temperatura, pero en los paramagnéticos χ_m disminuye al aumentar la temperatura.

Sustituyendo la relación entre \mathbf{M} y \mathbf{H} en la expresión del campo magnético total, tenemos

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \mathbf{M} = \mu_0 (\mathbf{H} + \chi_m \mathbf{H}) = \mu_0 (1 + \chi_m) \mathbf{H}$$

o sea

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

en donde

$$\mu = \mu_0 (1 + \chi_m) = \mu_0 \mu_r$$

se denomina permeabilidad del medio.

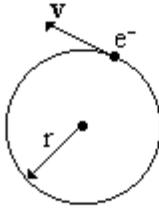
En las sustancias paramagnéticas μ ligeramente mayor que μ_0 y en las sustancias diamagnéticas μ ligeramente menor que μ_0 .

En las sustancias ferromagnéticas no existe linealidad entre \mathbf{M} y \mathbf{H} , debido al estado previo de magnetización de la sustancia. En estos casos, \mathbf{B} y \mathbf{M} son funciones multiformes de \mathbf{H} . No obstante en estos materiales μ es millares de veces mayor que μ_0 .

10.4.- MOMENTOS MAGNETICOS ATOMICOS.

La magnetización de las sustancias, sobre todo ferro y paramagnéticas, se relaciona con los momentos magnéticos permanentes de los átomos individuales de la sustancia. Estos momentos magnéticos se pueden deducir a partir de la teoría de Bohr del átomo en la cual los electrones se mueven en órbitas circulares alrededor del núcleo. Hoy en día sabemos que esta teoría es incorrecta, pero sus resultados concuerdan con los obtenidos a partir de la teoría mecánico-cuántica correcta del átomo, por lo que nos valdremos de ella ya que es mas sencilla.

Considérese un electrón de carga “e” moviéndose con velocidad v en una órbita circular de radio r alrededor del núcleo, como indica la figura. Puesto que el electrón en un tiempo equivalente a su periodo T recorre una distancia $2\pi r$, la velocidad es



$$v = \frac{2\pi r}{T}$$

La corriente efectiva relacionada con esta carga circulante es igual

$$I = \frac{e}{T} = \frac{e v}{2\pi r}$$

El momento magnético asociado con esta corriente es IS , a fin de cuentas, lo que se tiene es una espira plana de corriente

$$m = IS = \frac{e v}{2\pi r} \pi r^2 = \frac{e v r}{2}$$

Si la masa del electrón es m_e , el momento cinético del electrón es

$$L = m_e v r = \left(\frac{2 m_e}{e} \right) m \Rightarrow m = \left(\frac{e}{2 m_e} \right) L$$

es decir, el momento magnético del electrón es proporcional a su momento cinético. Expresados vectorialmente, al ser la carga del electrón negativa, tendrán sentidos opuestos pero su dirección la misma, perpendicular al plano de la órbita

$$\mathbf{m} = -\frac{e}{2 m_e} \mathbf{L}$$

Otra contribución al momento magnético de los átomos es el espín del electrón, propiedad intrínseca como la carga o la masa. En los átomos que contienen muchos electrones, estos normalmente se aparean con sus espines opuestos entre si, lo cual da por resultado la cancelación de los momentos magnéticos, pero si el número de electrones es impar, siempre quedará al menos un electrón, con su correspondiente momento magnético asociado a su espín en la forma

$$\mathbf{m}_s = -\frac{e}{2 m_e} \mathbf{L}_s$$

Debido a la mezcla de las contribuciones orbital y de espín podemos expresar el momento magnético del átomo

$$\mathbf{m}_T = -k \frac{e}{2 m_e} \mathbf{L}_T$$

donde k es un factor característico del estado del átomo, que será igual a uno si el momento es puramente orbital, o igual a dos si es puramente de espín, adoptando en general un valor intermedio.

El núcleo del átomo también puede tener un momento magnético nuclear. No obstante, esta contribución al momento magnético neto del átomo es aproximadamente 10^3 veces mas pequeña que el que se atribuye al momento magnético electrónico.

Si todos los átomos o moléculas de una sustancia determinada tienen sus momentos magnéticos alineados, el momento magnético por unidad de volumen de la sustancia es precisamente el producto del número de moléculas por unidad de volumen n por el momento magnético de cada molécula. En este caso extremo, el vector magnetización de saturación es

$$M_s = n m$$

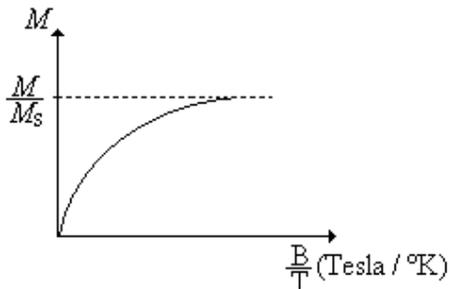
10.5.- PARAMAGNETISMO.

El paramagnetismo se presenta en sustancias, como el Al y O₂, cuyos átomos tienen unos momentos magnéticos permanentes que interaccionan entre si solo muy débilmente, o sea su susceptibilidad es positiva pero muy pequeña.

Cuando no existe ningún campo magnético externo, estos momentos magnéticos están orientados al azar. En presencia de un campo magnético externo tienden a alinearse paralelamente al campo, pero esta alineación está contrarrestada por la tendencia que tienen los momentos a estar orientados aleatoriamente debido al movimiento térmico. La fracción de los momentos que se alinean con el campo depende de la intensidad del campo y de la temperatura. A temperaturas muy bajas y con campos externos altos casi todos los momentos están alineados con el campo. En este caso la contribución al campo magnético total debida al material es muy grande, pero a temperaturas superiores a unos pocos grados absolutos solo una fracción muy pequeña de las moléculas se alinean con el campo.

Se puede establecer la cuantificación de la magnetización por la ley de Curie, ya que fue Pierre Curie quien descubrió la relación con la temperatura del paramagnetismo. Esta ley es

$$M = \left(\frac{1}{3} \frac{n m^2}{k} \right) \frac{B}{T} \quad k \equiv \text{constante de Boltzman}$$



y muestra que M aumenta al aumentar el campo magnético y al disminuir la temperatura T . También se puede apreciar en la gráfica

Su susceptibilidad varía inversamente con la temperatura

$$\chi = \frac{M}{H} = \frac{\mu_0 n m^2}{3k} \frac{1}{T} = \frac{\text{cte}}{T}$$

Esta ley es aplicable estrictamente solo en el caso de gases donde es válida la suposición de interacción despreciable. En caso de sólidos y líquidos, muchas sustancias obedecen la ley de Curie-Weiss

$$\chi = \frac{cte}{T - \theta}$$

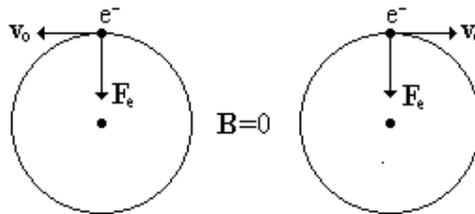
siempre que $T > \theta$, donde θ es una constante característica de la sustancia.

10.6.- DIAMAGNETISMO.

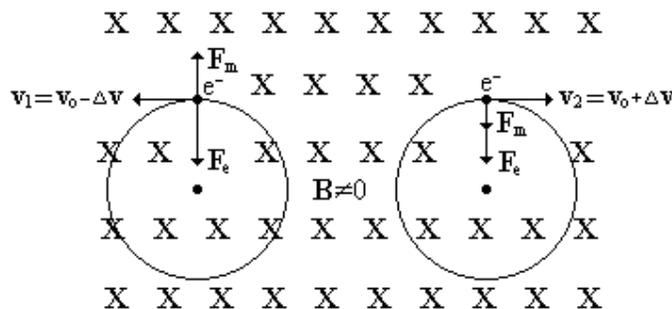
El diamagnetismo fue descubierto por Faraday en 1846 cuando vio que un trozo de bismuto se veía repelido por un polo cualquiera de un imán, indicando que el campo externo del imán induce un dipolo magnético en el bismuto de sentido opuesto al campo. Este efecto es muy pequeño por lo que en general no se detecta. Otras sustancias diamagnéticas son el agua, Cu, H₂.

Las sustancias diamagnéticas tienen una susceptibilidad negativa. Aunque el efecto del diamagnetismo está presente en toda la materia, es débil en comparación con el paramagnetismo y el ferromagnetismo. Por lo tanto, se puede observar únicamente en aquellos materiales cuyos átomos no tienen momentos dipolares magnéticos permanentes.

Es posible captar una idea cualitativa del diamagnetismo si se aplica la ley de Lenz al movimiento orbital de los electrones de los átomos. Considérense dos electrones que se mueven en órbitas circulares con la misma velocidad pero con sentidos contrarios, como en la figura



Ahora, considérese lo que sucede cuando se aplica un campo magnético externo perpendicularmente al plano de las órbitas. De acuerdo con la ley de Lenz se inducirán corrientes que se opondrán a la variación de flujo. Al ser el radio constante, el electrón



de la derecha se deberá acelerar para aumentar su flujo hacia fuera del papel y el de la izquierda deberá disminuir su flujo dirigido hacia dentro del papel. En cada caso, la variación del momento magnético de los electrones estará en el sentido dirigido hacia fuera del papel, opuesto al del campo externo.

La fuerza eléctrica vale

$$F_e = \frac{m_e v_o^2}{r}$$

y la fuerza magnética cuando actúa el campo

$$F_m = e v B$$

En consecuencia se puede escribir la 2ª ley de Newton

$$\frac{m_e v_o^2}{r} + e v B = \frac{m_e v^2}{r}$$

donde v es la velocidad en presencia del campo magnético

$$e v B = \frac{m_e v^2}{r} - \frac{m_e v_o^2}{r} = \frac{m_e}{r} (v + v_o)(v - v_o) \cong \frac{m_e}{r} 2 v \cdot \Delta v$$

con lo cual

$$\Delta v = \frac{e v B}{2 m_e}$$

que como se expuso anteriormente se sumará al electrón de la derecha y se restará al electrón de la izquierda.

El momento magnético por electrón vale

$$m = \frac{1}{2} e v r$$

el cambio de este momento magnético para cada electrón tiene una magnitud dada por

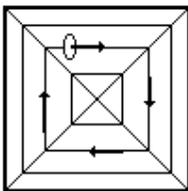
$$\Delta m = \frac{1}{2} e r \Delta v = \frac{e^2 r^2 B}{4 m_e}$$

y misma dirección.

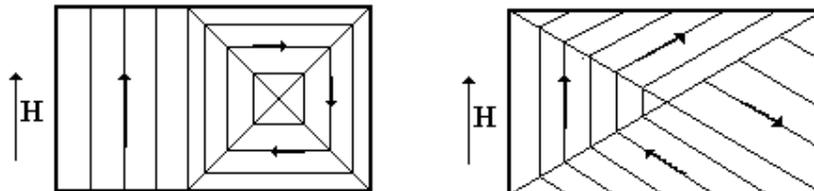
10.7.- FERROMAGNETISMO. CICLO DE HISTERESIS

Las sustancias ferromagnéticas como el hierro, cobalto y níquel y aleaciones de estos metales entre sí, contienen momentos magnéticos atómicos que pueden alinearse fácilmente con la dirección de un campo magnético externo aunque este sea débil. Incluso puede persistir la alineación aunque no exista el campo magnetizante externo, en algunos casos.

Esto es debido a que los momentos magnéticos de los átomos de estas sustancias ejercen fuerzas intensas sobre sus vecinos de modo que en una pequeña región del espacio los momentos se alinean entre sí incluso en ausencia de campos externos. A estas regiones en las cuales los momentos magnéticos están alineados, se las denomina dominios.



El tamaño de un dominio es normalmente microscópico. Dentro del dominio, todos los momentos magnéticos están alineados, pero la dirección de alineación varía de un dominio a otro, de modo que el momento magnético neto de un trozo macroscópico de material es cero en su estado normal. Cuando se aplica un campo magnético externo, las paredes del dominio pueden desplazarse o cambiar la dirección de alineación de un dominio de tal modo que, el momento magnético neto en dirección del campo aplicado exista. Como el grado de alineación es grande incluso cuando el campo externo es pequeño, el campo magnético producido por el material es muy superior al campo externo

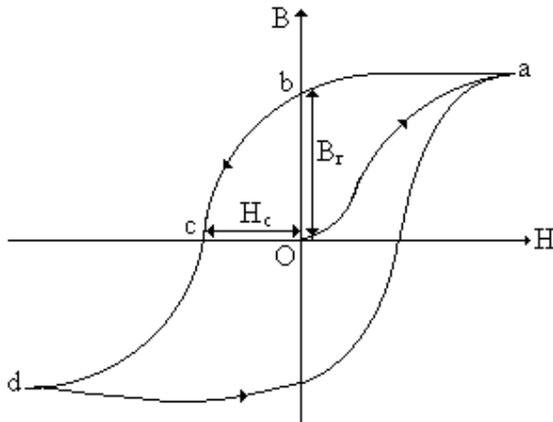


La Mecánica Cuántica predice la existencia de estas fuerzas dipolares en estas sustancias que no pueden ser explicadas mediante la Física Clásica. A temperaturas por encima de una temperatura crítica, denominada temperatura de Curie, estas fuerzas desaparecen y los materiales ferromagnéticos se transforman en paramagnéticos.

En contraste con las sustancias paramagnéticas, la magnetización de las sustancias ferromagnéticas no es una función lineal del campo aplicado; la susceptibilidad de tales sustancias varía según la forma en que cambia el campo aplicado.

Si se analiza lo que le sucede cuando una sustancia ferromagnética, por ejemplo una barra de hierro, se coloca en un campo magnético, por ejemplo en el interior de un solenoide toroidal, se puede observar el singular comportamiento de estos materiales.

La figura muestra una gráfica del campo magnético \mathbf{B} frente a la intensidad de campo \mathbf{H} . Partiendo de



$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \mathbf{M}$$

cuando \mathbf{H} se hace crecer gradualmente desde cero, \mathbf{B} aumenta desde cero a lo largo de Oa. La tendencia hacia la horizontal de esta curva cerca de “a” indica que la magnetización se está aproximando a su valor de saturación M_S . Una vez alcanzado este valor, si se sigue aumentando \mathbf{H} , \mathbf{B} solo se incrementa en el término $\mu_0 \mathbf{H}$.

Si se hace disminuir \mathbf{H} desde el punto “a” no existe una disminución correspondiente de \mathbf{M} y por tanto de \mathbf{B} . El desplazamiento de los dominios en un material ferromagnético no es completamente reversible y parte de la magnetización permanece, aunque \mathbf{H} se reduzca a cero. Este efecto se denomina histéresis (del griego “hysteron” retraso). El valor del campo magnético en “b” se denomina campo remanente \mathbf{B}_r y en este punto el material ferromagnético se ha convertido en un imán permanente.

Si ahora se invierte la corriente en el solenoide de modo que \mathbf{H} tenga sentido opuesto, el campo magnético \mathbf{B} gradualmente se va reduciendo hasta que se hace cero en el punto “c”. Al valor correspondiente de \mathbf{H} se le denomina campo coercitivo \mathbf{H}_c . Si se sigue aumentando \mathbf{H} en el sentido opuesto, se alcanza el punto “d” y el material se aproxima a la magnetización de saturación en la dirección inversa.

La parte restante de la curva de histéresis se obtiene mediante una disminución de la corriente y luego un aumento para producir una intensidad magnética \mathbf{H} en el sentido inicial. El ciclo cerrado “abcd” se denomina **ciclo de histéresis**.

Las diferentes propiedades magnéticas son importantes en aplicaciones diversas. Así los materiales ferromagnéticos duros (acero al cobalto) tienen un valor alto de magnetización remanente y una gran coercitividad, mientras que los materiales ferromagnéticos suaves (hierro) tienen unos valores más bajos de \mathbf{B}_r y \mathbf{H}_c .

Una consecuencia significativa de la histéresis es la disipación de energía dentro de una sustancia ferromagnética al recorrer su ciclo de histéresis. Puede demostrarse que la energía disipada por unidad de volumen del material en una vuelta alrededor del ciclo está representada por el área de este.

En los núcleos de los inductores, transformadores, motores y otros dispositivos, suele ser conveniente que la histéresis sea la menor posible, debido a las pérdidas de energía concurrente y al calentamiento cuando el campo experimenta inversiones sucesivas en presencia de una corriente alterna. En estos casos, la magnetización remanente y la

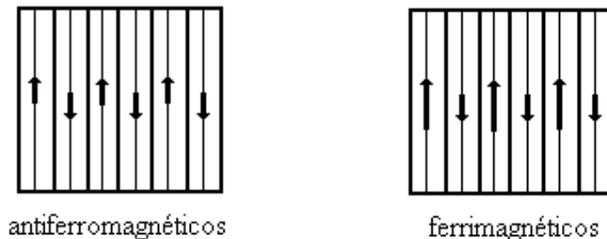
coercitividad deben ser las mínimas posibles. Al contrario es deseable para el almacenamiento de datos de alta densidad.

10.8.- FERRIMAGNETICOS. APLICACIÓN EN LOS ORDENADORES.

Existen otros dos tipos de materiales magnéticos con momentos atómicos permanentes que interaccionan fuertemente como los ferromagnéticos, pero en ellos las fuerzas de intercambio favorecen el alineamiento antiparalelo de los momentos magnéticos.

Si los momentos magnéticos alineados antiparalelamente son iguales, el momento magnético resultante es cero y la sustancia se denomina antiferromagnética, y por encima de una temperatura característica de transición denominada de Néel el comportamiento es típicamente paramagnético, obedeciendo la ley de Curie-Weiss.

Si los momentos magnéticos atómicos dispuestos antiparalelamente no son iguales, el material presenta un momento magnético neto y se denomina ferrimagnético. Desde el punto de vista macroscópico su comportamiento es similar al de los ferromagnéticos y también a partir de una determinada temperatura su comportamiento es paramagnético y la susceptibilidad decrece.



El ferrimagnetismo se observó por primera vez en un grupo de óxidos de hierro cuya fórmula general es $MO Fe_2O_3$ donde M es un ión metálico divalente a los que se llama ferritas. Estos materiales poseen junto con las propiedades magnéticas expuestas una importante propiedad tanto científica como tecnológica: su alta resistividad eléctrica, es decir, son no conductores evitando las corrientes de Foucault.

Los materiales magnéticos son de especial importancia en los sistemas de almacenamiento de información de los ordenadores. A continuación vamos a analizar el funcionamiento físico de alguno de ellos.

Núcleos de Ferrita.

Hoy en día está en desuso pero fueron las memorias de los ordenadores hasta mediados de los años 70.

El elemento básico de almacenamiento era una pequeña pieza toroidal de ferrita cuyo ciclo de histéresis es aproximadamente rectangular. Estos núcleos de ferrita están atravesados por un hilo conductor por el que puede circular una corriente eléctrica que imana el material. La ferrita posee dos estados de magnetización bien definidos $+M$ y $-$

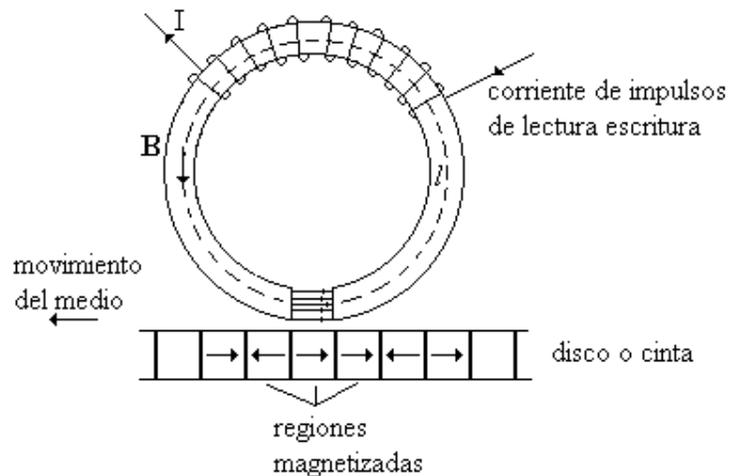
M. El hecho de que el toroide de ferrita pueda estar en cualquiera de estos dos estados únicos de magnetización, sirve de base para el almacenamiento de información binario.

Tambores, discos y cintas magnéticas.

Existen dos típicos medios de grabación magnética: los medios flexibles (cintas, discos flexibles, etc, prácticamente en extinción) y los medios duros (discos y tambores). Los de mayor uso son los discos pues entre otras ventajas permiten acceder directamente a la información, porque el cabezal de lectura es móvil en dirección radial y puede situarse en la zona del disco donde se encuentra la grabación. Por el contrario en las cintas magnéticas es de acceso secuencial, para leer una zona de la cinta hay que desplazarse por zonas sin interés para lo que se busca (están en desuso).

En ambos casos, se aplica el mismo principio expuesto para la ferrita: sobre un soporte no magnético se deposita una pequeña capa de material magnetizable con ciclo de histéresis aproximadamente rectangular con un alto valor de los campos remanentes y coercitivos para impedir desmagnetizaciones por campos externos y para que la grabación sea permanente y no se pierda la información.

La grabación se realiza mediante transductores de lectura y escritura (cabezales). Consisten en una estructura de tipo toroidal de ferrita o laminado de hierro, con un pequeño entrehierro y un arrollamiento por el que circulan las corrientes de lectura y escritura.



Para realizar la operación de escritura se hace pasar una corriente por el arrollamiento de entrada; esta produce un campo magnético en el entrehierro que magnetiza la película de material magnético que se desplaza delante de él. Si invertimos el sentido de la corriente, se invierte también el sentido de la magnetización del soporte. Como resultado, sucesivas áreas del soporte magnético presentarán magnetizaciones de sentido opuesto a las que podemos hacer corresponder el 0 y el 1 binarios.

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

Por otro lado, si se desplaza el soporte magnetizado delante de una cabeza de lectura, las variaciones de flujo magnético inducirán corrientes en el arrollamiento de lectura. A la vez que lee vuelve a escribir, estas operaciones se hacen en nanosegundos.