

## UNIDAD VI: PROPIEDADES MAGNETICAS D ELA MATERIA

Polos y dipolos magnéticos. Diamagnetismo y paramagnetismo. Magnetización. Vector campo magnético  $H$ . Relación entre los vectores  $H$ ,  $B$  y  $M$ .

### Índice

Introducción .....	2
Corrientes atómicas, dipolos magnéticos y magnetización.....	3
Corrientes y momentos dipolares. ....	3
Magnetización.....	7
Diamagnetismo .....	8
Paramagnetismo .....	9
Ferromagnetismo .....	10
Dominios magnéticos.....	12
Tres vectores magnéticos.....	14
Tabla de relación entre l os vectores magnéticos .....	16

## Introducción

Los trocitos de hierro (limaduras) esparcidos por las proximidades de un imán común son fuertemente atraídos por este. Por el contrario, hay otras las particular de presentan una interacción mucho mas débil con el campo magnético del imán, si se pasa el imán sobre una mezcla de aserrín y limaduras de hierro, las limaduras son atraídas por el imán y se separan del aserrín, sin lugar a dudas la madera y el hierro tienen propiedades magnéticas tan diferentes Por otro lado veremos cual es la causa del campo magnético de un imán permanente

Hasta ahora hemos estudiado del magnetismo relacionándolo principalmente con las corrientes eléctricas: las corrientes como fuentes de campos magnéticos, las fuerzas y momentos que ejercen los campos magnéticos sobre conductores que transportan corriente, las corrientes inducidas por flujos magnéticos variables. Las propiedades magnéticas de la materia también se describen en términos de corrientes. El campo magnético generado por una corriente en una bobina de alambre nos proporciona una pista acerca de lo que causa que ciertos materiales muestren fuertes propiedades magnéticas, en ellos las corrientes debidas a los movimientos de los electrones a escala atómica son la causa de sus propiedades magnéticas. El efecto de esas corrientes microscópicas en diferentes materiales da lugar a las diferentes interacciones, desde la casi inapreciable interacción madera con un imán a la fuerte atracción de las limaduras de hierro por el mismo imán. De esta forma, la descripción de los fenómenos magnéticos también expresa, en última instancia, en términos de corrientes.

Los campos creados por los materiales magnéticos surgen de dos fuentes atómicas: los momentos angulares orbitales y de espín de los electrones, que al estar en movimiento continuo en el material experimentas fuerzas ante un campo magnético aplicado.

Por lo tanto, las características magnéticas de un material pueden cambiar por aleación con otros elementos, donde se modifican por las interacciones atómicas. Por ejemplo, un material no magnético como el aluminio puede comportarse como un material magnético en materiales como alnico (aluminio-níquel-cobalto) o manganeso-aluminio-carbono. También puede adquirir estas propiedades mediante trabajo mecánico u otra fuente de tensiones que modifique la geometría de la red cristalina.

Todo material está compuesto por átomos que contienen electrones móviles. Un campo magnético aplicado actúa siempre sobre los electrones considerados individualmente. Esto da origen al efecto universal llamado diamagnetismo.

Este es un efecto clásico y depende solamente del movimiento de los electrones A nivel atómico,

la superposición de los momentos magnéticos (orbital, debido al movimiento del electrón alrededor del núcleo, e intrínseco o de espín) aportados por los electrones al átomo o molécula del cual forman parte da un momento magnético resultante o neto al átomo o molécula. Cuando hay un momento neto atómico o molecular los momentos magnéticos tienden a alinearse con el campo aplicado (o con los campos creados por momentos magnéticos vecinos), dado lugar al efecto del paramagnetismo.

Simultáneamente, la energía térmica omnipresente tiende a orientar al azar a los momentos magnéticos, de manera que la intensidad relativa de todos estos efectos determinará en definitiva el comportamiento del material.

## Corrientes atómicas, dipolos magnéticos y magnetización

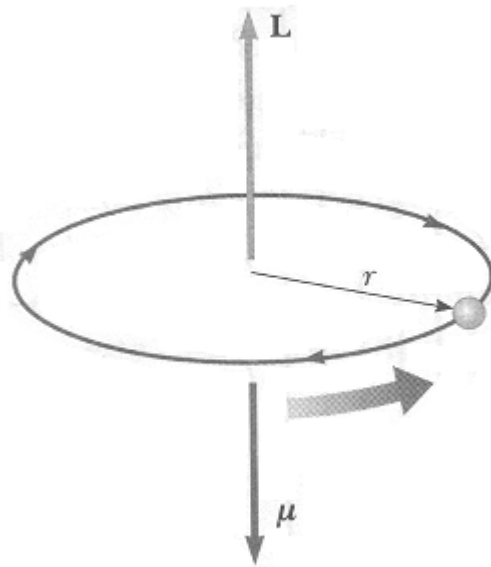
Anteriormente vimos las similitudes existentes entre barra de imán permanente y una distribución de corriente localizada, tal como una espira o una bobina. Recordemos que la estructura magnética más simple es el dipolo magnético. Los campos magnéticos ya sean producidos por una espira con corriente, un solenoide o por una barra de imán, son ejemplos de dipolos magnéticos. En todos estos casos las características magnéticas dependen de su momento dipolar magnético  $\mu$ . El dipolo magnético tendrá un momento del se puede medir colocando el dipolo en un campo magnético externo  $\vec{B}$ , el momento  $\vec{\tau}$  que obra sobre él será:

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B}$$

La similitud en cuanto al comportamiento magnético entre corrientes localizadas e imanes no es accidental, y desde luego nuestra descripción del magnetismo en la materia estará basada en una visión de las corrientes (y por tanto de los momentos dipolares magnéticos) que ocurren a nivel molecular.

## Corrientes y momentos dipolares.

Siguiendo el modelo clásico del átomo, uno se imagina los electrones cargados negativamente circulando en órbitas alrededor del núcleo. Tales cargas en circulación constituyen una distribución localizada de corriente que contribuye al momento dipolar magnético del átomo. Sin defender la validez de un modelo clásico del átomo, pues la estructura electrónica del átomo debe tratarse usando la teoría cuántica\*, algunos de los resultados obtenidos al aplicar la teoría clásica simple son iguales a los que se obtienen con la teoría cuántica. Uno de estos resultados es la conexión entre la contribución orbital de un electrón al momento magnético de un átomo y el momento angular orbital  $\vec{L}$  del electrón en el átomo.

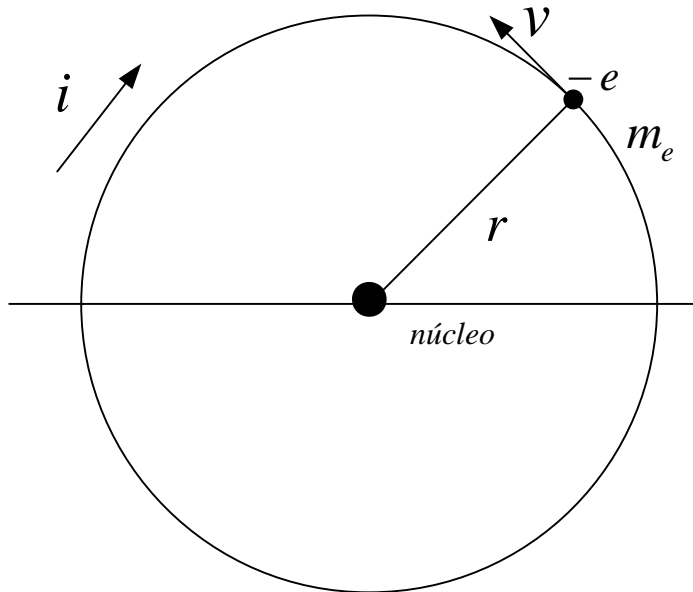


Un electrón que se mueve en una órbita circular de radio  $r$  tiene un momento angular  $\vec{L}$  en una dirección y un momento magnético  $\mu$  en la dirección opuesta

En la mayoría de las sustancias el momento dipolar magnética de un electrón en un átomo se cancela con el de otro átomo que orbita en la dirección contraria. El resultado neto es que el efecto magnético producido por el movimiento orbital de los electrones es cero o muy pequeño para la mayoría de los materiales.

Además de su momento angular orbital, un electrón tiene un momento angular intrínseco, llamado espín, que también contribuye a su momento magnético. En los átomos o iones que contienen muchos electrones gran parte de ellos están por pares, con sus espines opuestos uno al otro, una disposición que da como resultado la cancelación de los momentos magnéticos de espín. Sin embargo en un átomo con un número impar de electrones, debe haber al menos un electrón sin pareja y en consecuencia un momento magnético de espín. El momento magnético neto del átomo conduce a varios tipos de comportamientos magnéticos diferentes.

Consideremos un electrón de masa  $m_e$  y carga  $-e$  moviéndose con velocidad  $v$  en una órbita circular de radio  $r$  alrededor de un núcleo fijo, como puede verse en la figura siguiente:



El período orbital  $T$  es el intervalo de tiempo que tarda el electrón en recorrer la distancia  $2\pi r$  de cada órbita y será  $2\pi r = Tv$ , de la definición de corriente eléctrica tenemos:

$$i = \frac{q}{t} = \frac{e}{T} = \frac{e}{\frac{2\pi r}{v}} = \frac{ev}{2\pi r}$$

El momento magnético para una espira circular es:

$\vec{\mu} = i\vec{S}$  donde  $S$  es la superficie encerrada por la espira, en nuestro caso  $S = \pi r^2$ , el módulo del momento magnético será entonces  $\mu = iS = i\pi r^2$ , reemplazamos el valor de  $i$  nos queda

$\mu = \left(\frac{ev}{2\pi r}\right)\pi r^2 = \frac{1}{2}evr$ , el vector  $\vec{\mu}$  es perpendicular al plano de la espira y aplicando la regla de la mano derecha siguiendo el sentido de la corriente de la figura vemos que  $\vec{\mu}$  entra en el plano de la figura.

Por otra parte, el momento angular del electrón viene dado por  $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} = r \times (m_e \vec{v})$  cuyo módulo será  $L = m_e vr$

La dirección de  $\vec{L}$  para el electrón de la figura perpendicular al plano de la figura y saliendo de éste, por tanto opuesta a la dirección del momento magnético  $\vec{\mu}$ . Podemos relacionar las expresiones de  $\mu$  y  $L$

$$L = m_e vr \Rightarrow vr = \frac{L}{m_e} \quad \text{reemplazando en la expresión de } \vec{\mu} \text{ será}$$

$$\mu = \frac{e}{2m_e} L$$

Teniendo en cuenta  $\vec{\mu}$  y  $\vec{L}$  tienen direcciones opuestas podemos escribir la relación entre a

vectores como:

$$\vec{\mu} = -\frac{e}{2m_e} \vec{L}$$

Este resultado, aunque ha sido obtenido para órbitas circulares, tiene validez general. Por tanto, podemos decir que la contribución de un electrón al momento magnético de un átomo es proporcional al momento angular orbital del electrón y la constante de proporcionalidad depende

exclusivamente de la carga y masa del electrón:  $\frac{e}{2m_e}$ . Debido al signo menos de la carga del electrón los vectores tienen direcciones opuestas.

Además de la contribución orbital existe otra contribución del electrón al momento magnético, debida a su *momento angular intrínseco o de espín*,  $\vec{S}$  la contribución del espín a  $\vec{\mu}$  es proporcional a  $\vec{S}$ , y la constante de proporción dada es aproximadamente el doble de la constante orbital, de forma que expresión será similar a la ecuación anterior, nos queda la relación entre el momento magnético y el momento angular del spin

$$\vec{\mu} = -\frac{e}{m_e} \vec{S}$$

Juntando las ecuaciones anteriores tendremos la contribución de un electrón al momento magnético de un átomo. El momento magnético de átomo (o de una molécula) se obtiene sumando vectorialmente las contribuciones de todos sus electrones. Algunos núcleos poseen también momento dipolar magnético pero su valor es despreciable frente a las contribuciones electrónicas. Muchos tipos de moléculas poseen un momento magnético nulo, a menos que se les aplique un campo magnético externo. Debemos pensar que en estos casos las contribuciones electrónicas se cancelan entre sí debido a las diferentes direcciones de los vectores momento angular de sus electrones. Respecto a los momentos angulares de espín, la mayor parte de los electrones de una molécula tiene espín apareado con otro de sentido contrario, de forma que cada par da contribución nula al momento magnético de espín. En algunas moléculas apareamiento es incompleto, y éstas exhiben un momento magnético debido a pocos, generalmente uno solo electrones desapareados, por lo que poseen momento magnético permanente.

## Magnetización.

Hasta aquí hemos restringido nuestra discusión a átomos moléculas aisladas y sus correspondientes momentos magnéticos. Consideremos ahora el conjunto de un gran número de moléculas formando un cuerpo macroscópico. A nivel macroscópico trataremos con magnitudes que resultan de promediar sobre un gran número de moléculas. Una magnitud útil que está relacionada con el momento dipolar magnético promedio es la magnetización  $\vec{M}$ .

Consideremos un elemento de volumen del material  $\Delta V$ , que sea pequeño a nivel macroscópico pero que aun así contenga un número suficientemente grande de moléculas. Si  $\mu_i$  es el momento magnético de la molécula  $i$  del elemento de volumen, ( $\mu_i$  es el momento magnético neto, dado por todas las contribuciones de momentos magnéticos elementales) el momento magnético medio de este elemento de volumen es  $\sum \mu_i$ , donde la suma vectorial se extiende a todas las moléculas del elemento. Se define la magnetización como el momento dipolar

magnético por unidad de volumen de un medio:

$$\vec{M} = \frac{\sum \mu_i}{\Delta V}$$

Entonces, si se conoce la magnetización de un medio, el momento magnético  $\vec{\mu}$  de una región de volumen  $\Delta V$  del medio es

$\vec{\mu} = \vec{M}\Delta V$ . Si la magnetización  $\vec{M}$  no es constante será

$\vec{\mu} = \int_{Vol} \vec{M} * dVol$       Notar que la magnetización es una magnitud vectorial.

La unidad del sistema internacional de magnetización es el amperio dividido por metro (A/m).

La magnetización describe el estado magnético de un medio o un material. Por ejemplo, si  $\vec{M} = 0$  en cualquier punto de un medio, el medio no tendrá momento dipolar magnético en ninguna parte. Por el contrario, en un trozo de acero magnetizado la magnetización tiene un valor alto en todos sus puntos.

Se puede observar experimentalmente que la magnetización de un material varía cuando se le aplica un campo magnético externo, o cuando se varía su temperatura. Diferentes materiales responden de distinta manera a cambios en sus alrededores, pero podemos decir que la mayoría

de los materiales pueden ser catalogados dentro de uno de los tres grupos de comportamiento magnético que son: diamagnetismo, paramagnetismo y ferromagnetismo.

## Diamagnetismo

Hay muchos materiales cuyas moléculas individuales no poseen un momento dipolar magnético debido a su particular estructura electrónica, algunos son bismuto, mercurio, plata, plomo, cobre, etc. Incluso cuando estas moléculas forman líquidos densos o sólidos, la magnetización  $\vec{M}$  de la mayoría de los materiales es cero si no están en un campo magnético externo. Incluso cuando las moléculas están juntas, sus electrones permanecen apareados de forma que la sustancia no presenta un momento magnético. Sin embargo, en presencia de un campo magnético exterior estas moléculas adquieren un pequeño momento magnético *inducido* por el campo. La dirección del momento magnético inducido se opone a la dirección del campo magnético que lo produce, y lo mismo ocurre con la magnetización del material. Los materiales que se comportan de esta forma se denominan diamagnéticos.

Supongamos que una pequeña muestra, en forma de aguja, de material diamagnético se coloca en un campo magnético no uniforme. Como consecuencia del campo, la magnetización inducida en la muestra diamagnética tiene la dirección opuesta al campo magnético que la produce. Debido a la no uniformidad del campo, la muestra diamagnética será repelida, aunque muy débilmente) hacia fuera de la región de campo fuerte. Este efecto fue descubierto por Faraday en 1845, y lo «diamagnetismo». El valor de la fuerza de repulsión es tan pequeño que difícil observar la interacción del material diamagnético con el campo magnético

La relación entre la magnetización  $\vec{M}$  de un material diamagnético y el campo magnético aplicado  $\vec{B}$  puede determinarse mediante medidas cuantitativas. Tales medidas muestran generalmente que el valor de la magnetización es proporcional al valor del campo aplicado. Es decir, la magnetización inducida por un campo magnético depende linealmente del campo, y en este sentido dice que el material tiene un comportamiento lineal..

En los materiales diamagnéticos isótropos,  $\vec{M}$  y  $\vec{B}$  tienen direcciones opuestas debido a que el momento dipolar magnético inducido se opone a  $\vec{B}$ , incluso a nivel atómico. Del estudio a nivel atómico se ve que todas las moléculas poseen comportamiento diamagnético, aunque este diamagnetismo se encuentra enmascarado completamente en los materiales que presentan comportamientos paramagnetismo o ferromagnetismo muy fuertes



## Paramagnetismo

Las moléculas que poseen uno o más electrones desapareados, como por ejemplo Uranio, platino, aluminio, sodio, oxígeno gaseoso, presentan un momento magnético permanente. En muchos de los materiales que contienen este tipo de moléculas, los momentos magnéticos moleculares están orientados al azar en todas direcciones mientras no se aplique un campo magnético externo, por lo que la magnetización, momento magnético por unidad de volumen es cero, debido a que se calcula sumando los momentos magnéticos de un gran número de moléculas

Para otros materiales los efectos magnéticos de los electrones no se anulan, de manera tal que el átomo en su conjunto tiene un momento de dipolo magnético  $\mu$ .

Si una muestra de  $N$  átomos, cada uno de los cuales tiene su momento de dipolo magnético  $\mu$ , se coloca en un campo magnético, los dipolos magnéticos tienden a alinearse con el campo. Si hubiera un alineamiento perfecto, la muestra en su conjunto tendría un momento de dipolo magnético  $\mu N$ , pero esto no ocurre.

En contra de la tendencia de los momentos magnéticos a alinearse campo magnético están los movimientos térmicos de las moléculas, por los choques que ocurren entre los átomos, si el material es un gas, por las vibraciones térmicas si el material es un sólido, que tienden a mantenerlas orientadas al azar. En conjunto el alineamiento promedio es una competencia entre estos efectos. El material adquiere un momento magnético al colocarse en un campo magnético externo, pero este momento es mucho más pequeño que el máximo momento posible  $\mu N$ .

Aparece un alineamiento parcial de los momentos magnéticos dirección del campo, y como consecuencia, si el material es isótropo su magnetización será paralela al campo aplicado. Si se retira el campo aplicado la magnetización vuelve a ser cero debido a la reorientación de las moléculas al azar. Los materiales que presentan este comportamiento magnético se denominan magnéticos.

El paramagnetismo se debe a un alineamiento parcial de los dipolos magnéticos permanentes en la dirección del campo magnético aplicado, y esta tendencia al alineamiento debe ser mayor a medida que aumenta el valor del campo externo. Por otra parte, el efecto de distribución al azar, como consecuencia de los movimientos térmicos, debe aumentar con la temperatura. Estas dependencias fue observadas por primera vez por Pierre Curie (1859-1906), y están expresadas la *ley de Curie*, que relaciona la magnetización  $\vec{M}$  de una sustancia paramagnética isótropa con el campo magnético aplicado  $\vec{B}$  y con la temperatura  $T$  en grados Kelvin:

$$\vec{M} = \frac{C\vec{B}}{\mu_0 T}$$

La constante  $C$ , llamada constante de Curie, es característica de cada

material, depende del momento magnético de las moléculas que lo componen. En la ecuación de la ley de Curie aparece también la constante de permeabilidad  $\mu_0$ , así que constante de Curie tiene dimensiones de temperatura. La ley de Curie deja de ser válida para campos magnéticos altos o para bajas temperaturas. En su margen de validez, nos muestra que a una temperatura

dada  $\vec{M}$  y  $\vec{B}$  son proporcionales, por tanto los materiales paramagnéticos son lineales. Además nos muestra que la magnetización disminuye al aumentar la temperatura. Para campos muy altos o temperaturas muy bajas la magnetización se satura (se aproxima a un valor límite) debido a que todos los momentos magnéticos moleculares tienden a estar alineados con el campo. Los materiales paramagnéticos dejan de ser lineales bajo estas condiciones extremas.

## Ferromagnetismo

Tanto para los materiales paramagnéticos como para los materiales diamagnéticos la magnetización resulta distinta de cero únicamente en presencia de un campo magnético externo, y ni se anula el campo magnético la magnetización también se anula. Existen algunas sustancias para las cuales la magnetización permanece después de retirar el campo magnético; estos son los materiales ferromagnéticos, en los cuales los momentos magnéticos moleculares tienden a alinearse espontáneamente en una misma dirección. Como sugiere el prefijo ferro, el hierro (Fe) es un primer ejemplo de este tipo de sustancias. Otros sólidos elementales como cobalto, níquel, gadolinio, y disprosio, así como aleaciones y compuestos que contengan algunos de estos elementos, presentan un comportamiento ferromagnético.

Los imanes permanentes están fabricados con materiales ferromagnéticos, y aun en ausencia de campo magnético aplicado la magnetización es distinta de cero en su interior, y debido a esto los imanes producen campos magnéticos a su alrededor. La magnetización y el campo magnético de un imán permanente se deben al alineamiento de sus dipolos magnéticos.

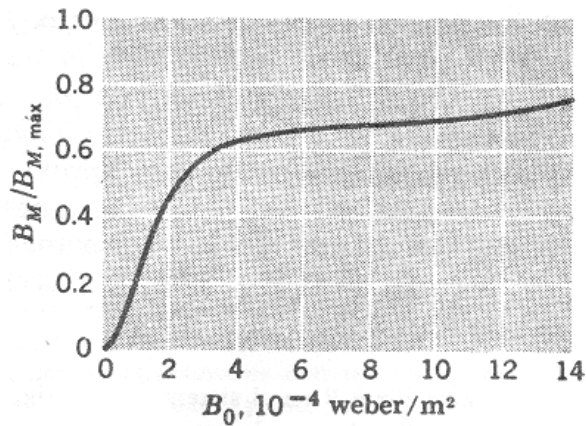
En los materiales paramagnéticos, un campo magnético aplicado produce un alineamiento parcial de sus dipolos magnéticos. Por el contrario, el mecanismo responsable del comportamiento ferromagnético es diferente, y está relacionado con un fenómeno cuántico llamado *acoplamiento de intercambio entre moléculas o átomos vecinos*, que no puede describirse en términos clásicos. Sin embargo, su efecto es bastante simple: Un gran número de dipolos magnéticos interactúan de forma cooperativa alineando sus momentos magnéticos en la misma dirección. En decir, la energía de la interacción de un determinado momento magnético con sus vecinos más próximos disminuye si todos ellos tienen la misma orientación. Normalmente el alineamiento es mucho más completo del que puede obtenerse en las sustancias paramagnéticas, y en consecuencia, los materiales ferromagnéticos pueden presentar una magnetización mayor

En los materiales ferromagnéticos también aparece una tendencia a la orientación de los dipolos magnéticos al azar, que se hace más importante conforme aumenta la temperatura, y que actúa en contra del alineamiento cooperativo de los momentos dipolares. Cuando se sobrepasa una temperatura crítica, llamada *temperatura de Curie*, característica de cada material, el estado ferromagnético se hace inestable. Para el hierro esta temperatura crítica es 1043 K. A temperaturas superiores los momentos magnéticos dipolares no permanecen alineados

espontáneamente, y el hierro deja de ser ferromagnético pasando a ser paramagnético.

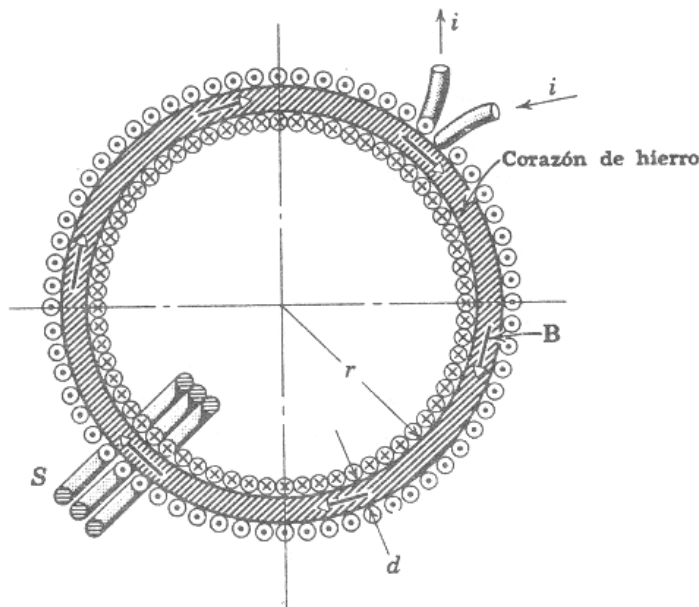
El ferromagnetismo es una propiedad no solamente del átomo o ion individual, sino también de la interacción de cada átomo con sus vecinos en la red cristalina del sólido.

En el gráfico vemos una curva de magnetización para un trozo de hierro.



Para obtener esta curva se da a una muestra, supuestamente desmagnetada, la forma de un anillo, llamado anillo de Rowland, y se le enrolla una bobina toroidal.

Cuando se hace pasar una corriente  $i$  por la bobina, si no hay anillo de hierro, se forma un campo de inducción dentro del toroide dado por:  $B_0 = \mu_0 ni$ , siendo  $n$  el número de vueltas por unidad de longitud del toroide. Si bien esta fórmula es cierta para un solenoide largo, puede aplicarse para un toroide si  $d \ll r$  en la figura siguiente.



Debido al núcleo de hierro, el valor real de  $B$  en el espacio toroidal será mucho mayor que  $B_0$ , en un factor grande en muchos casos, ya que los dipolos atómicos elementales en el núcleo se alinean con el campo externo aplicado  $B_0$ , formando de esta manera su propio campo de inducción, podemos decir que será:

$B = B_0 + B_M$ , siendo  $B_M$  la inducción magnética debida a la muestra, que es proporcional a la magnetización  $M$ , normalmente  $B_M \gg B_0$ . El campo  $B_0$  es proporcional a la corriente en el toroide y puede calcularse. El valor de  $B$  puede medirse

experimentalmente. En consecuencia se puede calcular el valor de  $B_M$ . Hay un valor máximo de  $B_{M \max}$ , que se corresponde con un alineamiento completo de los dipolos del hierro.

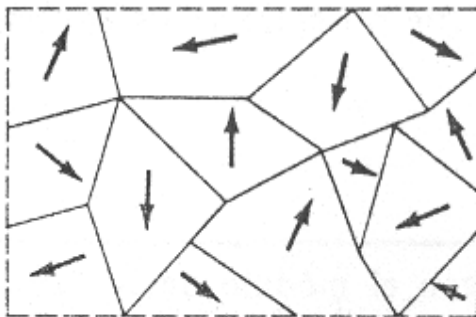
## Dominios magnéticos

Aunque pudiéramos pensar que un imán posee magnetización permanente fija, esta magnetización puede ser cambiada.

Para materiales ferromagnéticos podemos considerar dos situaciones:

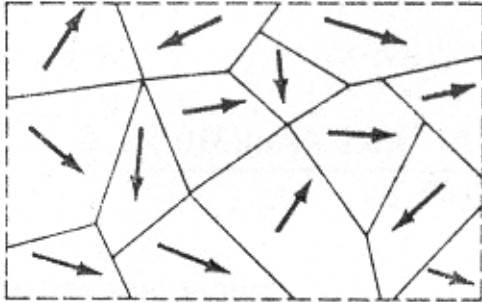
- Es posible que una muestra de material ferromagnético esté inicialmente desmagnetizado si en los materiales ferromagnéticos los dipolos magnéticos están alineados
- Por qué se magnetiza un material ferromagnético cuando se lo somete a un campo magnético

En un sólido ferromagnético no todos los dipolos magnéticos están orientados en la misma dirección. Por lo contrario, generalmente una muestra posee un gran número de regiones, de cada una de las cuales los dipolos se encuentran orientados, pero la dirección de orientación es diferente de una región a otra. Cada una de estas regiones llama dominio magnético. En un determinado dominio todos los dipolos magnéticos están orientados en una dirección, que será la dirección de la magnetización de ese dominio. En un dominio adyacente la magnetización tiene una dirección diferente, y aparece una frontera entre los dos dominios que se llama pared dominio.



En la figura se muestra esquemáticamente la estructura de dominios para una muestra desmagnetizada, con los dominios magnéticos con direcciones de magnetización distribuidas al azar. Para el total de la muestra la magnetización promedio es prácticamente cero.

Cuando se aplica un campo magnético a una muestra desmagnetizada obtiene una magnetización neta distinta de cero, como se ha esquematizado en la figura siguiente.



Para que esto ocurra, algunos dominios cambian su dirección magnetización aproximándose a la dirección del campo. En algunos materiales tamaño de los dominios también cambia debido a un movimiento de las paredes del dominio. En este proceso los dominios que tengan su magnetización orientada con el campo pueden crecer a expensas

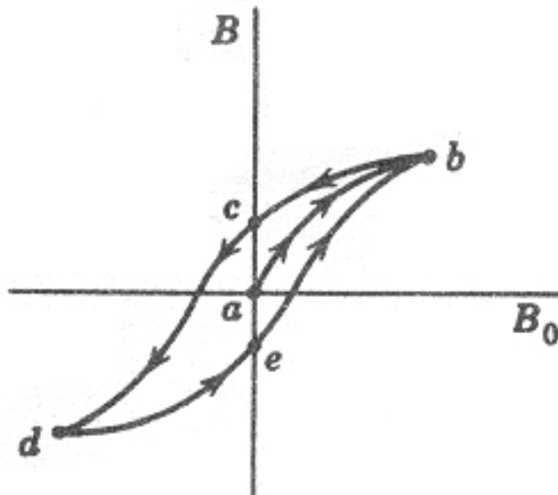
de otros dominios vecinos cuya magnetización esté menos alineada. Usualmente estos cambios son irreversibles una vez que se anula el campo externo, de forma que los dominios mantienen orientación preferente, creándose una magnetización permanente neta, y así la muestra se transforma en un imán permanente.

La magnetización de las sustancias ferromagnéticas típicas no es realmente permanente, ya que los dominios tienden a relajarse de nuevo a un estado desmagnetización. En este sentido los materiales ferromagnéticos se clasifican magnéticamente «blandos» y magnéticamente «duros» dependiendo del tiempo que necesitan para una relajación significativa. Por ejemplo un clavo de hierro común es magnéticamente blando, pues, aunque puede magnetizarse al aplicar un campo, su magnetización se hace pequeña casi inmediatamente después retirar el campo. Por el contrario, muchos otros diferentes tipos de aceros y otras aleaciones y compuestos son magnéticamente duros, su magnetización permanece prácticamente sin cambios durante años. Esta «permanencia» es importante para la seguridad de la información almacenada por ejemplo en un medio magnético como las cintas de cassette o los disquetes de computadora.

Cuando la mayoría de los dominios magnéticos de un material ferromagnético tienen la misma orientación, la magnetización puede llegar a ser muy grande, y por tanto el campo magnético que produce también puede ser muy intenso. Sin embargo, en los materiales ferromagnéticos la magnetización no es proporcional al campo magnético aplicado, sino que existe un límite superior para la magnetización, que corresponde a tener todos los dominios magnéticos orientados en la misma dirección. A medida que aumentamos el campo magnético aplicado la magnetización se aproxima a este valor de saturación. Además aparece otra no linealidad debida a la irreversibilidad de los cambios en los dominios magnéticos. En cierta medida la magnetización no sólo depende del valor de  $B$  en un cierto momento, sino que también depende de los tratamientos previos que ha sufrido la muestra. No existe una ecuación lineal entre  $M$  y  $B$  que pueda describir esta relación.

Las curvas de magnetización de los materiales ferromagnéticos no regresan sobre si mismas al aumentar y después disminuir la corriente de magnetización, esto hecho se conoce con el nombre de histéresis del material, y es una característica para cada muestra del material, ya que representa el comportamiento del mismo con respecto a las corrientes de magnetización. Lo

vemos el la grafica siguiente:



Comenzamos con el hierro no imantado, punto  $a$ , aumentamos la corriente de magnetización del toroide hasta que  $B_0$  llegue al punto  $b$ , comenzamos a disminuir la corriente hasta que llega a cero, punto  $c$ , vemos que el valor de  $B \neq 0$ , invertimos la corriente y la comenzamos a aumentar hasta llegar a  $d$  y luego la disminuimos hasta

llegar al punto  $e$ , donde la corriente es nuevamente cero, luego la invertimos y comenzamos a aumentar hasta llegar nuevamente al punto  $b$ . Vemos que la curva de regreso no es la misma que la curva inicial.

En los puntos  $c$  y  $e$  el hierro está imantado, aun cuando no hay corriente en los arrollamientos del toroide, este fenómeno se conoce como *magnetismo permanente*.

## Tres vectores magnéticos

Hasta ahora trabajamos con tres vectores magnéticos, vimos primero el vector  $\vec{H}$ , llamado *vector intensidad de campo magnético*, el cual se encontraba directamente relacionado con la fuerza magnética, que aparecía como consecuencia de la acción a distancia de las masas magnéticas.

El segundo es *inducción magnética*  $\vec{B}$  relacionada con la carga móvil, la cual hace necesario utilizar este vector para describir las propiedades de los campos magnéticos.

El tercero es la *magnetización*  $\vec{M}$  relacionada con el comportamiento interno de la materia. Veremos ahora como se relacionan estos tres vectores entre sí

Hemos supuesto anteriormente que  $\vec{B}$  estaba producido únicamente por una distribución microscópica de corriente conocida, y despreciábamos los posibles efectos de los materiales cercanos a la hora de obtener las expresiones del campo magnético producido por las distribuciones de corriente. Luego vimos que el campo magnético en el interior de un material puede tener dos tipos de contribuciones. Una es la contribución debida a las corrientes microscópicas conocidas, como en los arrollamientos de un solenoide o toroide, y que muchas

veces llamamos campo magnético aplicado. La otra contribución a  $\vec{B}$  proviene del medio, y describimos su efecto en términos de la magnetización  $\vec{M}$  de la sustancia. La corriente de una bobina puede generalmente ajustarse voluntariamente a un valor determinado, mientras que la magnetización de una sustancia contribuye y depende a la vez de  $\vec{B}$ . Por tanto, no siempre es fácil controlar o determinar  $\vec{B}$ , particularmente con materiales ferromagnéticos, en los que  $\vec{M}$  y  $\vec{B}$  dependen de los tratamientos previos a que se sometió la muestra. A menudo es conveniente trabajar directamente intensidad magnética  $\vec{H}$ .

La ley de Amper, cuando no teníamos materiales magnéticos es

$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 i$ , esta ley no se cumple cuando hay un núcleo de hierro, podemos aumentar en valor de  $\vec{B}$ , cuando hay un núcleo de hierro, hasta llegar al valor que tiene realmente aumentando el valor de la corriente en un valor  $i_M$ , la llamamos corriente de magnetización, y representa desde el punto de vista de la Ley de Amper el efecto que tiene el núcleo de hierro sobre el valor del campo, nos queda entonces:

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 (i + i_M)$$

Debemos relacionar ahora esta corriente de magnetización (que no es real) con algo más físico como es la magnetización del material. Podemos relacionar el vector magnetización  $\vec{M}$  con la corriente de magnetización mediante

$i_M = \oint \vec{M} d\vec{l}$ , esta relación surge como una generalización de las relaciones de corrientes en el anillo de Rowland, podemos escribir entonces la Ley de Amper como

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 (i + i_M) = \mu_0 i + \mu_0 \oint \vec{M} d\vec{l} \Rightarrow$$

$$\mu_0 i = \oint \vec{B} d\vec{l} - \mu_0 \oint \vec{M} d\vec{l} = \oint (\vec{B} - \mu_0 \vec{M}) d\vec{l} \Rightarrow$$

$$i = \oint \left( \frac{\vec{B} - \mu_0 \vec{M}}{\mu_0} \right) d\vec{l}$$

donde el vector intensidad de campo magnético se define en el caso de

materiales magnéticos como

$$\vec{H} = \frac{\vec{B} - \mu_0 \vec{M}}{\mu_0}$$

Nos queda entonces

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

Tengamos presente que el vacío nos queda  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$ , que es la relación ya vista anteriormente

A partir de estas relaciones podemos escribir la Ley de Amper como:

$$\oint \vec{B} d\vec{l} = \mu_0 i + \mu_0 \oint \vec{M} d\vec{l} \Rightarrow \text{Reemplazando el valor de } \vec{B} \text{ obtenido será}$$

$$\oint \mu_0 \vec{H} d\vec{l} + \mu_0 \oint \vec{M} d\vec{l} = \mu_0 i + \mu_0 \oint \vec{M} d\vec{l} \Rightarrow$$

$$\oint \mu_0 \vec{H} d\vec{l} = \mu_0 i + \mu_0 \oint \vec{M} d\vec{l} - \mu_0 \oint \vec{M} d\vec{l} \Rightarrow$$

$$\oint \mu_0 \vec{H} d\vec{l} = \mu_0 i \Rightarrow$$

$$i = \oint \vec{H} d\vec{l}$$

Que es la ecuación que define la Ley de Amper en presencia de materiales magnéticos y en la cual  $i$  es solamente la verdadera corriente, esto es no incluye la corriente de magnetización.

### Tabla de relación entre los vectores magnéticos

Nombre	Símbolo	Relacionado con	Condiciones de frontera
Inducción magnética	$B$	Todas las corrientes	Componente normal continua
Intensidad de campo magnético	$H$	Solo las corrientes verdaderas	Componente tangencial continua
Magnetización	$M$	Solo las corrientes de magnetización	Se anulan en el vacío



Ecuación de definición de $\vec{B}$	$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$ o $\vec{F} = i\vec{l} \times \vec{B}$
Relación general entre los tres vectores	$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M}$
Lay de Amper cuando hay materiales magnéticos	$i = \oint \vec{H} d\vec{l}$