

Capítulo 4. Magnetostática

4.1 El Magnetismo en la Naturaleza

En los capítulos anteriores se ha estudiado el campo eléctrico, asociado a las cargas *en reposo*, junto a algunas de sus manifestaciones más importantes. Sin embargo, además del campo electrostático existe otro tipo de campo: el campo magnético, asociado esencialmente a las cargas *en movimiento*. La intensidad de campo magnético se designa usualmente por las letras B ó H, que no representan exactamente lo mismo. En el Sistema Internacional de Unidades,

$$[H] = [i]/[L] = A/m; \text{ y en el vacío}$$

$$B = \mu_0 H \text{ (Tesla) (T)}$$

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ T/A/m se denomina permeabilidad del vacío}$$

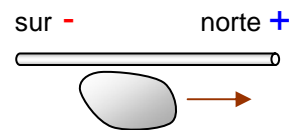
La expresión de B en un medio diferente al vacío es otra.

El campo magnético se representa mediante las *líneas de inducción magnética*, análogas a las líneas de fuerza del campo eléctrico. Su principal diferencia con las líneas de fuerza es que son *cerradas*. No tienen principio ni fin.

Más adelante se verá que, a pesar de ser diferentes y poseer propiedades disímiles, el campo eléctrico y el magnético no son completamente independientes: en ciertas condiciones la presencia de uno trae necesariamente aparejada la presencia del otro.

Las primeras manifestaciones del magnetismo se presentan en la naturaleza asociadas al mineral de óxido ferroso-férrico $FeO \cdot Fe_2O_3$, también conocido por *pedra imán* o *magnetita*. Sus propiedades ya eran conocidas por los antiguos egipcios, griegos y romanos. Diferentes fragmentos de este mineral son capaces de atraerse entre sí y al hierro metálico. Los primeros yacimientos de que se tenga noticia se encontraban cerca de *Magnesia*, en el Asia Menor, de donde se derivó el nombre *magnetismo*¹.

Cuando se frota repetidamente una piedra imán contra un pedazo de hierro alargado, éste adquiere a su vez la capacidad de atraer otros pedazos de hierro; se convierte en un *imán permanente*. Los imanes así producidos están *polarizados*, es decir, cada uno de ellos tiene dos partes o extremos donde se concentra la actividad magnética con mayor intensidad, llamados *polo norte* (o positivo) y *polo sur* (o negativo).



Los polos iguales se repelen, y los polos opuestos se atraen.

Sin embargo, ambos polos atraen a los objetos de hierro y algunos otros metales.

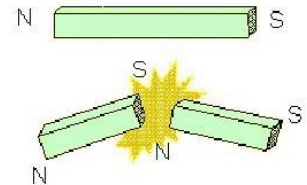
Una propiedad muy particular del hierro magnetizado es que, si se le da una forma alargada o de aguja y se le permite girar libremente (por ejemplo, suspendido de una cuerda por su centro, o flotando en agua sobre un corcho), la aguja tenderá invariablemente a orientarse en la dirección norte-sur, y de ahí los nombres polo norte y polo sur.

¹ Magnesia: actualmente *Manisa*, muy cerca de Esmirna o Izmir, en la costa oeste turca

Convencionalmente se acordó darle el nombre de *polo norte* del imán al polo que se orienta hacia el norte geográfico y *polo sur* al orientado hacia el sur.

La *brújula* es un dispositivo construido especialmente para orientarse con la ayuda del campo magnético terrestre. Existen evidencias de que los chinos utilizaban brújulas rudimentarias para guiarse en la navegación desde hace unos mil años. La brújula comenzó a utilizarse en occidente como instrumento de navegación alrededor del año 1300 d.n.e.

Otra particularidad del campo magnético es que los polos magnéticos no pueden ser separados. No es posible "aislar" un polo magnético. Por la misma razón, *no existe un análogo magnético de la carga eléctrica*. Si se intenta dividir un imán a la mitad para separar los polos, invariablemente aparecerán los dos polos (más o menos concentrados) en ambos pedazos.



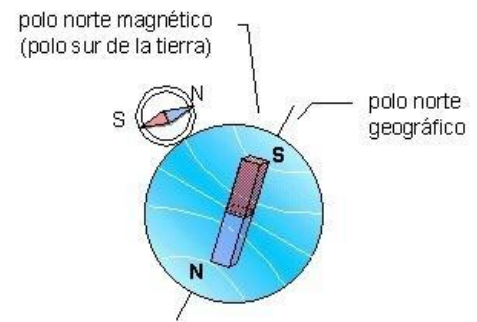
4.2 Campo Magnético Terrestre

Cuando Cristóbal Colón cruzó el Atlántico en 1492 en busca de las Indias, notó que la aguja de la brújula se desviaba ligeramente de la dirección norte indicada por las estrellas y que la desviación cambiaba a medida que se alejaba del continente.

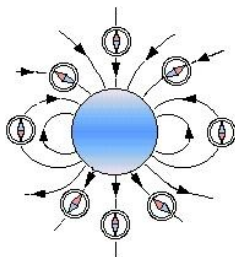
Sin embargo, no fue hasta alrededor de 100 años después que el médico de la reina Isabel I de Inglaterra, *William Gilbert*, logró explicar la desviación al considerar que la tierra era un imán gigantesco, con sus polos magnéticos situados a cierta distancia de los polos geográficos (los polos geográficos son los puntos de la superficie terrestre por donde pasa su eje de rotación).

De ahí que la brújula apunte siempre directamente al polo magnético, y no al polo geográfico. La diferencia entre la lectura de la brújula y el norte verdadero se llama *declinación magnética*.

Como los polos de igual signo se repelen y los de diferente signo se atraen, el polo magnético situado al norte resulta realmente ser un polo negativo (o sur) magnético, aunque usualmente se le denomine *polo magnético norte* para diferenciarlo del polo geográfico, lo que a veces induce a confusión (ver figura).



Los polos magnéticos se encuentran a una considerable distancia de los polos geográficos; el polo norte magnético se encuentra cerca de la isla de Bathurst, en el norte de Canadá, a unos 1600 km del polo norte; el polo sur magnético se encuentra cerca de la Tierra Adelia de la Antártica, a unos 2600 km del polo sur.



La distribución aproximada de las líneas de fuerza del campo magnético terrestre se muestra en la en la figura adjunta. Note que las líneas de fuerza son paralelas a la superficie terrestre sólo en el ecuador, y que van inclinándose hasta llegar a ser prácticamente perpendiculares en los polos.

Se ha encontrado que la posición de los polos magnéticos cambia considerablemente con el tiempo, fenómeno conocido como *deriva polar*. Se ha dado incluso el caso de que la deriva polar se invierta; es decir, que el desplazamiento de los polos cambie de sentido o retroceda.

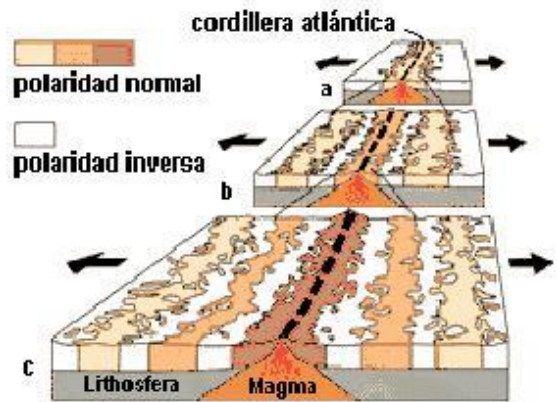
La roca fundida, o *magma*, que fluye de los volcanes y hendiduras de la corteza terrestre, contiene gases disu-

tos y partículas minerales sólidas, entre ellas partículas de magnetita. La magnetita pierde sus propiedades magnéticas por encima de los 587°C , pero vuelve a recuperarlas cuando la temperatura disminuye por debajo de ese valor. Cuando el magma se enfría y solidifica, las partículas de magnetita se magnetizan en la misma dirección que el campo magnético terrestre, y quedan “congeladas” en la posición original, señalando la ubicación del campo magnético de la tierra en el momento que el magma solidificó. Estudiando la magnetización de las rocas, tanto en la tierra como en el fondo de los lechos marinos, fue posible conocer con exactitud cual era la orientación del campo magnético terrestre en una determinada era geológica.

La figura siguiente muestra una representación artística de la formación de bandas magnéticas en el fondo del océano atlántico. La corteza oceánica nueva se forma continuamente en la cresta o parte superior de la cordillera atlántica:

- a) la cresta hace 5 millones de años,
- b) hace 2 millones de años,
- c) hoy día.

A medida que nos alejamos de la cresta atravesamos regiones cada vez más antiguas, que fueron expulsadas antes. No existe por el momento una hipótesis definitiva sobre el origen del magnetismo terrestre.

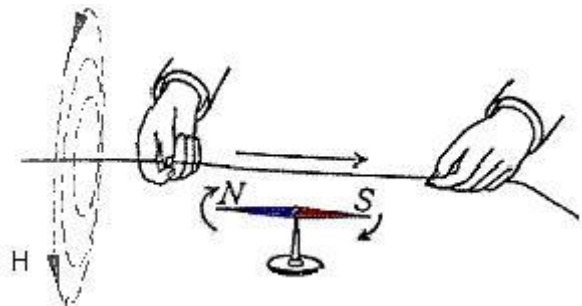


El Sol tiene una intensa actividad magnética. Y también algunos planetas, pero otros no. Tampoco existe una explicación razonable sobre este comportamiento.

4.3 Relación Entre los Fenómenos Eléctricos y Magnéticos

En 1819 Hans Cristian Oersted, físico y químico danés, descubrió que una aguja imantada, cercana a un conductor por el que circula una corriente, se orienta en dirección perpendicular al conductor.

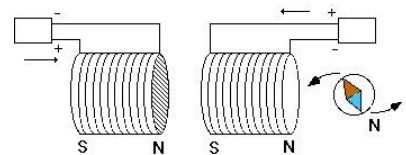
Hasta el momento los fenómenos magnéticos se consideraban independientes de los eléctricos, de aquí que se considere que es Oersted quien inicia el estudio del *electromagnetismo*.

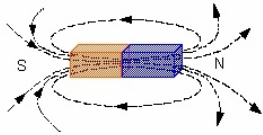


El fenómeno se explica asumiendo que hay un campo magnético de intensidad H (ó B) asociado al conductor con corriente, con dirección perpendicular al alambre en todos los puntos del espacio. Colocando la brújula en diferentes puntos es posible determinar la distribución del campo y su sentido. De esta forma se comprobó que las líneas de inducción magnética tienen la forma de *circunferencias concéntricas* alrededor del alambre (ver figura). El sentido de las líneas de fuerza es tal que cumple la *regla de la mano derecha*.

Regla de la mano derecha. Si se coloca el pulgar en el sentido de la corriente, la orientación de los dedos restantes indica el sentido de rotación de H (ver figura).

Una bobina de alambre enrollado en forma de *solenoides* (ver figura) se comporta de la misma forma que un imán, con sus polos norte y sur: También aparecen fuerzas de repulsión o atracción similar a como ocurre con los imanes.





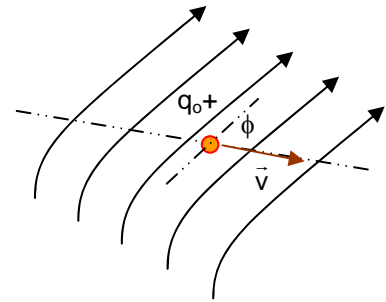
• $q+$ Si $v = 0$, nada sucede

La interacción de los imanes tiene lugar con las cargas en movimiento, donde hay presente una corriente, pero *no con las cargas en reposo*. Si la carga o el imán de la figura están en reposo relativo, no aparecen fuerzas de interacción. Si están en movimiento relativo, sí aparecerán fuerzas.

4.4 Definición de la Inducción Magnética

Para definir la intensidad de campo eléctrico se analizó la fuerza eléctrica actuando sobre una partícula cargada en reposo.

Sin embargo, como el campo magnético no interacciona con las cargas en reposo, para definir la intensidad de campo magnético (o su análogo, el vector inducción magnética) es necesario utilizar *partículas cargadas en movimiento*. Para ello considere una región del espacio donde está presente un campo magnético, y sea q_0+ una carga de prueba que atraviesa esa región con velocidad $v \neq 0$.



Al realizar el experimento repetidas veces, variando los ángulos y las velocidades, se encuentra que siempre aparece una fuerza \vec{F} sobre la partícula con las siguientes características:

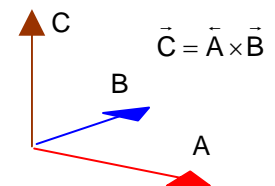
- \vec{F} siempre es perpendicular tanto a la velocidad como a las líneas de inducción magnética.
- Su valor modular es proporcional a $qv \sin \phi$, donde ϕ es el ángulo que forman la velocidad y las líneas de inducción el punto considerado.

Estas características se pueden resumir en forma analítica utilizando el concepto de producto vectorial. Se *define* entonces el vector inducción magnética \vec{B} como aquel que aporta una fuerza \vec{F} sobre la partícula de carga q dada por la relación

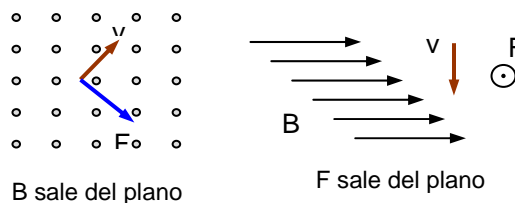
$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$$

Cuando la carga es negativa, la fuerza aparece en sentido contrario.

Para interpretar correctamente la expresión anterior, note que el producto vectorial de dos vectores cumple la regla de la mano derecha. Si después de llevar los vectores a un origen común se dirige la mano a lo largo del primer vector y se barre hacia el segundo por la vía mas corta, el pulgar indicará el sentido del producto (ver figura).



A continuación se muestran otros dos ejemplos.



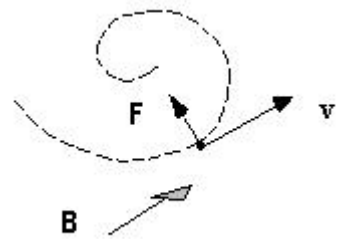
Note que la fuerza siempre es perpendicular a la velocidad (y, por tanto, a la trayectoria). De aquí que el trabajo realizado por la fuerza magnética sobre la partícula será siempre nulo:

$$W = \int \vec{F} \cdot d\vec{r} = 0.$$

Por tanto, de acuerdo al teorema del trabajo y la energía

$$W_R = \Delta E_c = 0.$$

Significa que la fuerza magnética no puede hacer variar la energía cinética $\frac{1}{2}mv^2$ (ni el *módulo* de su velocidad, aunque sí es capaz de hacer variar la *dirección* de su velocidad). Por tanto, al entrar en la región magnética, la partícula tenderá a seguir una trayectoria circular, que usualmente disminuye su radio a causa de las pérdidas de energía causadas por otras interacciones (por ej., con las moléculas de aire).



Unidades. Las unidades de B se obtienen formalmente a partir de la definición: $[B] = [F]/[q][v] = N/C/m/s = \text{Tesla (T)}$

Relación de Lorentz

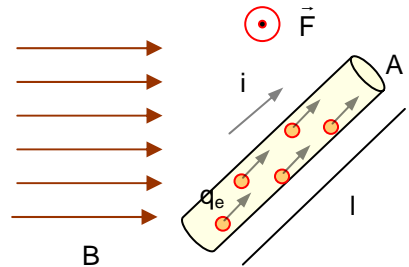
¿Qué sucede cuando en una región del espacio se superponen un campo eléctrico de intensidad \vec{E} y otro magnético de intensidad \vec{B} ? En la práctica se encuentra que los efectos sobre la partícula cargada se superponen, y que cada campo actúa independientemente de la presencia del otro. La fuerza resultante actuando sobre la partícula será entonces

$$\vec{F}_R = q\vec{E} + q\vec{v} \times \vec{B}$$

Esta expresión se conoce como *Relación de Lorentz*.

4.5 Fuerza Sobre un Alambre Recto con Corriente

Considere un segmento de alambre de longitud l y sea A el área de su sección transversal. Por el alambre circula una corriente i . Para simplificar el análisis supondremos que, en vez de electrones, lo que se mueve son cargas positivas a favor de la corriente con la misma carga q_e del electrón.



En el capítulo anterior se demostró que la densidad de corriente \vec{j} en un conductor podía ser escrita como

$$\vec{j} = nq_e\vec{v}$$

donde n era el número de cargas por unidad de volumen dentro del conductor y \vec{v} la velocidad de arrastre de las partículas cargadas. Como j y v tienen el mismo sentido, tomando valores modulares y llamando N al número de cargas dentro del volumen Al , es posible escribir la expresión anterior como:

$$\frac{i}{A} = \frac{N}{Al} q_e v$$

$$i\vec{l} = Nq_e\vec{v}$$

donde se ha introducido el vector \vec{l} , de módulo l y paralelo a \vec{v} , para mantener la notación vectorial. Si F_i es la fuerza actuando sobre cualquiera de las partículas cargadas en el seno del alambre, la fuerza resultante actuando sobre las N cargas será

$$\vec{F} = NF_i = Nq_e\vec{v} \times \vec{B}.$$

Sustituyendo la expresión anterior se obtiene finalmente:

$$\vec{F} = i\vec{l} \times \vec{B}$$

(4.5.1)

Si la sección de alambre analizada no es recta, siempre se puede tomar una longitud de alambre $d\vec{l}$ tan pequeña como se quiera. La fuerza sobre esa sección será infinitesimalmente pequeña, y es posible escribir entonces

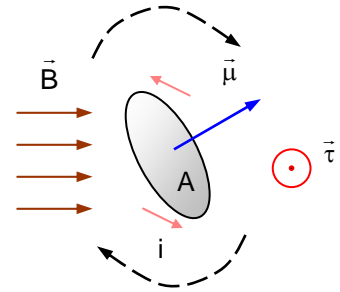
$$d\vec{F} = id\vec{l} \times \vec{B}.$$

Utilizando esta expresión, mediante integración, es posible calcular la fuerza actuando sobre cualquier alambre, independientemente de su forma.

4.6 Momento de Dipolo Magnético

Cuando se coloca una espira cerrada con corriente i en una región donde hay presente un campo magnético uniforme y constante, aparece un torque sobre la espira que tiende a alinearla en dirección perpendicular al campo, como muestra la figura. Se puede comprobar que el valor del torque viene dado por la expresión:

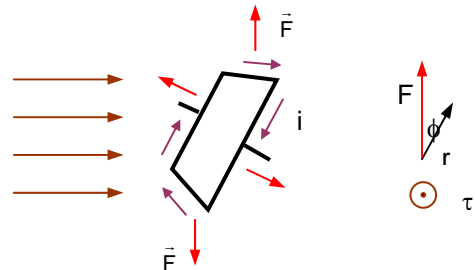
$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B}$$



El vector $\vec{\mu}$ es el *momento de dipolo magnético* de la espira, y posee valor modular $\mu = iA$.

A es el área encerrada por la espira. La dirección de $\vec{\mu}$ es perpendicular a esa área, y el sentido se determina de la forma siguiente: si se coloca la mano derecha a lo largo de la corriente, el pulgar indica el sentido del vector.

Es posible comprender el resultado anterior analizando lo que sucede en el caso particular de una espira cuadrada con corriente y lados de longitud l que interacciona con un campo magnético externo constante y uniforme. En este caso las fuerzas actuando en los laterales que soportan el eje de rotación son iguales y se compensan. Las corrientes en los lados superior e inferior son perpendiculares a la inducción B ($\theta = 90^\circ$) y por tanto $\text{sen}\theta = 1$. Aplicando entonces (4.5.1), tendremos $F = ilB$. El eje de rotación se encuentra a una distancia $r = l/2$ de los extremos superior e inferior.



El torque $\vec{r} \times \vec{F}$ actuando sobre el lado superior será $\tau = rF\text{sen}\phi$. El torque sobre el lado inferior tiene el mismo valor, y también está dirigido el mismo sentido. Por tanto, el torque resultante actuando sobre la espira será

$$\begin{aligned} \tau_R &= 2rF\text{sen}\phi = 2(l/2)ilB\text{sen}\phi \\ \tau_R &= il^2B\text{sen}\phi = iAB\text{sen}\phi \end{aligned}$$

Sustituyendo $\mu = iA$ se llega a la expresión que se deseaba obtener en función del momento de dipolo magnético:

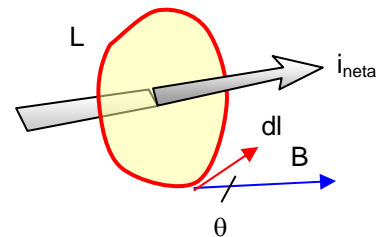
$$\tau = \mu B\text{sen}\phi$$

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

4.7 Ley de Ampere

La ley de Ampere es una de las leyes fundamentales del electromagnetismo. Resume la evidencia experimental acumulada sobre las relaciones que existen entre campos y corrientes.

Es posible enunciar la Ley de Ampere de la forma siguiente: la integral de línea de \vec{B} alrededor de una curva cualquiera cerrada en el espacio, cuya superficie es atravesada por una corriente eléctrica, es



proporcional al valor de la corriente. En notación analítica:

$$\oint_L \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 i$$

Si hay más de una corriente atravesando la superficie encerrada por la curva, se toma la suma algebraica de las corrientes o *corriente neta*. La integral anterior también puede ser escrita como

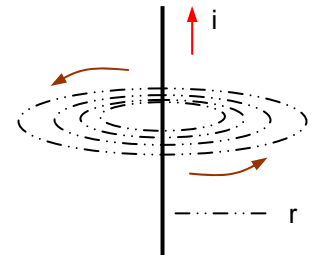
$$\oint_L B \cos \theta dl = \mu_0 i \quad (4.7.1)$$

La ley de Ampere en forma integral resulta útil para calcular el valor de B en sistemas donde existe una alta simetría.

4.8 Ejemplos de Aplicación de la Ley de Ampere

Inducción magnética asociada a un alambre recto de longitud infinita

En el epígrafe 4.3 se vio que el campo magnético asociado a un alambre con corriente estaba orientado en forma de circunferencias concéntricas alrededor del alambre, y que el sentido de B viene dado por la regla de la mano derecha. En lo que sigue se considera la aproximación del *alambre infinito*, para no tener que tomar en cuenta los efectos de las conexiones a la FEM que origina la corriente. Suponemos que el radio del alambre es r_0 .



Aplicando la ley de Ampere en una de las líneas de fuerza de la figura, a una distancia $r > r_0$ del alambre, como dl y B son paralelos sobre la circunferencia, $\theta = 0^\circ$ y $\cos \theta = 1$. Además, por simetría, el valor de B debe ser el mismo para todos los puntos a una distancia r, ya que un observador no verá diferencia alguna entre la configuración del campo cuando se mueve alrededor del alambre a la misma distancia. Por tanto, es posible sacar B fuera de la integral, obteniéndose

$$B \oint_L dl = \mu_0 i$$

El valor de la integral es la longitud de la curva, $L = 2\pi r$. Sustituyendo se obtiene finalmente,

$$B = \frac{\mu_0 i}{2\pi r}$$

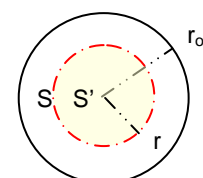
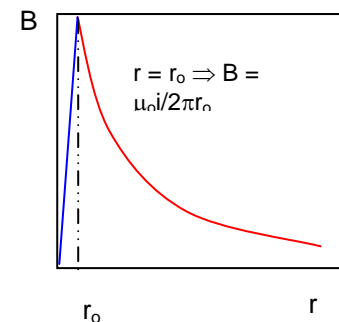
Si se grafica la dependencia de B en función de la distancia r al alambre, se obtiene un gráfico como el de la figura para $r \geq r_0$.

También es posible calcular el campo en el interior del alambre, obteniéndose una recta que va del origen hasta $r = r_0$, como se ve en la figura. Para ello hay que considerar una circunferencia de integración dentro del alambre, con $r < r_0$ (ver corte transversal del alambre en la figura siguiente). Suponiendo que la corriente está distribuida uniformemente en toda la superficie, la densidad de corrientes:

$$j = \frac{i}{S} = \frac{i}{\pi r_0^2}$$

La corriente que pasa por la superficie encerrada dentro de la curva de integración será

$$i' = jS' = \frac{i}{\pi r_0^2} \cdot \pi r^2$$



$$i' = \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 i$$

Al aplicar la ley de ampere a la curva de integración y agrupar términos, se llega a:

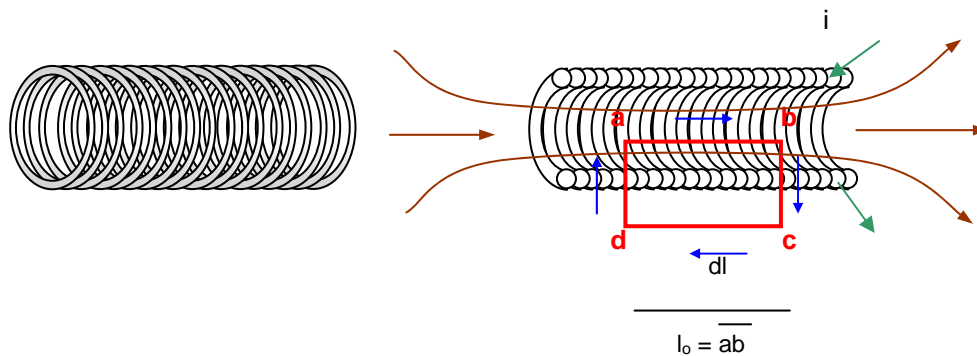
$$B \cdot 2\pi r = \mu_0 \frac{r^2}{r_0^2} i$$

$$B = \frac{\mu_0 i r}{2\pi r_0^2}$$

que muestra que la inducción magnética aumenta linealmente desde el origen hasta su valor máximo en la superficie del alambre.

Inducción Magnética en el Interior de un Solenoide

Supondremos un solenoide muy largo y estrecho, para no tener que tomar en cuenta los efectos de distorsión del campo en los extremos. La figura a la derecha representa un corte transversal del solenoide de la izquierda.



Como curva de integración se toma un rectángulo abcd, con la mitad fuera del solenoide y la mitad dentro. Si el solenoide es suficientemente largo y estrecho, dentro del solenoide $B \approx$ constante, mientras que fuera de él, en su región media, $B \approx 0$. Si hay N vueltas de alambre dentro de la curva de integración, $i_{\text{neta}} = Ni$. Resulta conveniente expresar la corriente neta en función del número de vueltas por unidad de longitud $n = N/l_0$. Despejando y sustituyendo,

$$i_{\text{neta}} = n l_0 i$$

Aplicando la ley de Ampere al rectángulo de integración: $\oint_L B \cos \theta dl = \mu_0 i$

$$\int_a^b + \int_b^c + \int_c^d + \int_d^a = \mu_0 n l_0 i$$

Las integrales 2da y 3ra son nulas, por ser $\theta = \pi/2$ (ángulo entre B y dl) y $\cos \pi/2 = 0$. La 4ta integral también es nula, por ser $B = 0$ fuera del solenoide. Por tanto, sólo es necesario evaluar la integral desde a hasta b . Como B es constante dentro del solenoide, sale fuera de la integral, y se obtiene:

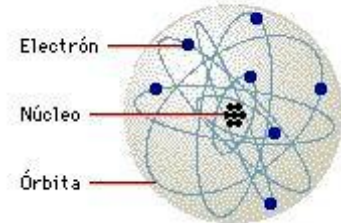
$$B \int_a^b dl = \mu_0 n l_0 i$$

Sustituyendo el valor de la integral y cancelando términos, se llega finalmente a:

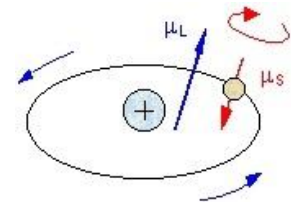
$$B = \mu_0 n i$$

4.9 Origen Microscópico del Magnetismo en la Sustancia

Al igual que la carga eléctrica, la masa o la extensión, el magnetismo es una propiedad natural de la sustancia, aunque no siempre se manifiesta en lo macroscópico. Según el *modelo clásico* del átomo, éste está compuesto por electrones negativos que giran alrededor de un núcleo formado por protones positivos y neutrones sin carga. Cada electrón girando alrededor del núcleo constituye una pequeña *corriente elemental* que tiene asociado un momento de dipolo magnético *orbital* $\vec{\mu}_L$, y que se comporta como un pequeño imán.



Además del momento magnético orbital, la evidencia experimental demuestra que es necesario considerar el momento magnético de *spin* $\vec{\mu}_S$, que se asocia a una supuesta rotación del electrón sobre sí mismo². El valor modular del momento magnético de spin se designa usualmente por μ_B y se denomina "magnetón de Bohr": $\mu_B \approx 10^{-23} \text{ J/T}$. De ahí que cada electrón contribuya con dos componentes magnéticas al momento magnético del átomo:



$$\vec{\mu}_e = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S$$

El *momento magnético atómico* se define como la suma (vectorial) de los momentos magnéticos orbitales y de spin de todos los electrones. Sin embargo, en la inmensa mayoría de los átomos se encuentra que $\mu_S \gg \mu_L$, y el momento magnético orbital se puede despreciar en comparación con el momento magnético de spin. Por otra parte, el llenado de las capas electrónicas en un átomo cumple el *principio de exclusión de Pauli* y la *regla de máxima multiplicidad de Hund*, que indican que la mayoría de los orbitales están ocupados por electrones *pareados*, con sus vectores magnéticos apuntando en sentido contrario. Los electrones pareados no contribuyen al momento magnético atómico.

De aquí que para hacer un estimado del momento magnético atómico sólo sean de interés, en la gran mayoría de los casos, el número N de electrones no pareados. De esta forma,

$$\mu_a \approx N \mu_B$$

Cuando todos los electrones de un átomo están pareados $N = 0$, $\mu_a = 0$ y el átomo es *diamagnético*. Si el átomo posee electrones no pareados ($N \neq 0$), es *paramagnético*. Los gases inertes y algunos metales como el bismuto son diamagnéticos, mientras que los átomos de hierro, níquel, cobalto, que poseen electrones no pareados, son paramagnéticos.

Momento Magnético Nuclear. Muchos núcleos atómicos también poseen un momento magnético, que designaremos por μ_N . Sin embargo, se sabe que el momento magnético del protón es unas 660 veces menor que el magnetón de Bohr, y que usualmente $\mu_N \ll \mu_B$. Por tanto, no es necesario tomar en cuenta el momento magnético nuclear en el análisis que se hace a continuación.

4.10 Interacción de la Sustancia con el Campo Magnético

La interacción de un determinado material con el campo magnético trae resultados muy diferentes en

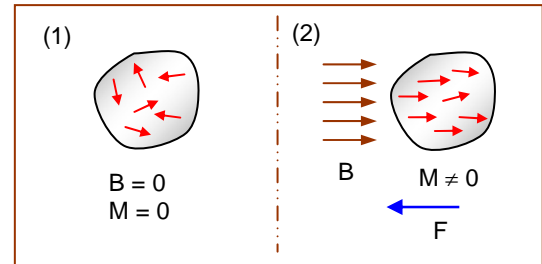
² "spin" significa giro o rotación, en idioma inglés

dependencia de si el material es diamagnético, paramagnético o ferromagnético. En último tipo de material puede considerarse, en principio, como un paramagnético con propiedades especiales, y será analizado posteriormente.

Paramagnetismo

Los materiales paramagnéticos son aquellos formados por átomos paramagnéticos, o por moléculas que incluyen átomos diamagnéticos, pero que dejan algunos spines no apareados al formar los enlaces.

La figura representa una porción de material paramagnético antes (1) y después (2) de aplicar un campo magnético uniforme y constante.



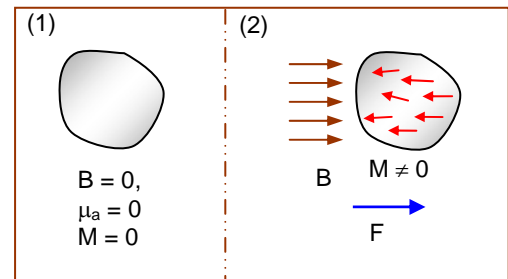
El vector *magnetización* \vec{M} se define por la expresión $\vec{M} = \frac{1}{V} \sum \vec{\mu}_a$, y da una medida macroscópica de la magnetización de la sustancia. M es cero cuando no hay campo externo aplicado, porque los momentos magnéticos atómicos están orientados en todas las posibles direcciones a causa de la agitación térmica, y al llevar a cabo la suma vectorial el resultado es nulo. Sin embargo, al aplicar el campo externo, aparecen torques $\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B}$ que tienden a ordenar estos dipolos en la dirección del campo aplicado. La suma vectorial ya no se anula y el vector magnetización será diferente de cero.

Las sustancias paramagnéticas son atraídas débilmente hacia la región donde el campo magnético es más intenso. Ejemplos de sustancias paramagnéticas son el N_2 , O_2 , Al, W, Pt y algunas sales como $CrK(SO_4) \cdot 12H_2O$.

Diamagnetismo

Los átomos de las sustancias diamagnéticas no poseen momento magnético. Sin embargo, al aplicar un campo externo, la interacción del campo con los momentos magnéticos orbitales da origen a un alineamiento de los mismos *en sentido contrario* al del campo aplicado, y aparecen fuerzas de repulsión muy débiles, mucho más pequeñas que el caso del paramagnetismo [ver figura: (1): sin campo; (2): en presencia de campo].

En realidad, como el fenómeno está asociado a los momentos magnéticos orbitales (y no a los momentos magnéticos de spin, causantes del paramagnetismo) el efecto también se manifiesta en las sustancias paramagnéticas. Lo que sucede es que, como las fuerzas son tan débiles, son totalmente incapaces de anular las fuerzas de atracción en los materiales paramagnéticos. Ejemplo de sustancias diamagnéticas son el H_2 , Cu, NaCl, Bi y H_2O .



4.11 Parámetros Magnéticos

En el vacío $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}$, pero dentro material la intensidad de campo H se refuerza con la magnetización M , de manera que, en el seno del material

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

Note que M se expresa en las mismas unidades que H ; (A/m en el SI de unidades).

Existen varios parámetros que indican la mayor o menor sensibilidad magnética del material. En las sustancias diamagnéticas y paramagnéticas existe una relación lineal entre la magnetización M y el campo

aplicado H:

$$\vec{M} = \chi \vec{H}$$

χ es la *susceptibilidad magnética*, positiva para los materiales paramagnéticos y negativa para los diamagnéticos. Sustituyendo en la expresión anterior y agrupando términos se obtiene

$$\vec{B} = \mu_0(1 + \chi)\vec{H} .$$

La *permeabilidad relativa* se define por la expresión $\mu_r = 1 + \chi$, por lo que la expresión anterior también puede ser escrita como

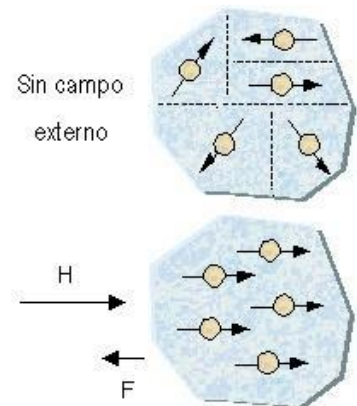
$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H}$$

La permeabilidad relativa siempre es positiva. Para las sustancias paramagnéticas $2 > \mu_r > 1$, mientras que para las diamagnéticas $\mu_r < 1$. En otros sistemas de unidades también se utiliza la *permeabilidad absoluta*, definida como $\mu = \mu_0 \mu_r$.

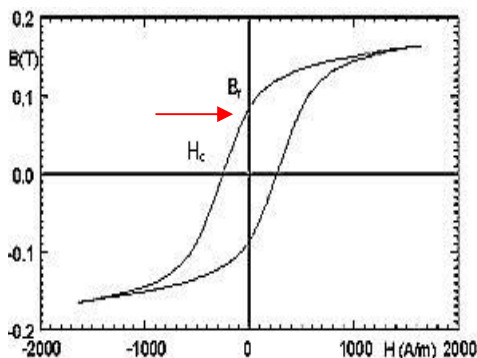
No debe ser objeto de confusión el hecho de que se utilicen símbolos parecidos para indicar parámetros diferentes: $\vec{\mu}_L$, $\vec{\mu}_S$ y $\vec{\mu}_a$ son vectores representando propiedades microscópicas a nivel atómico, mientras que μ , μ_r y μ_0 son escalares que representan propiedades macroscópicas del material.

4.12 Ferromagnetismo

Existe un grupo de materiales sólidos que se caracterizan porque los momentos magnéticos de sus átomos se orientan espontáneamente a lo largo de una dirección determinada, formando los denominados *dominios magnéticos* dentro del material. Los ejemplos típicos de ferromagnéticos son el Fe, Ni, Co, muchas de sus aleaciones y algunos óxidos como la magnetita, $FeO \cdot Fe_2O_3$.



En la figura adjunta se observa, de manera esquemática, la distribución de los dominios magnéticos a nivel microscópico antes y después de aplicar un campo magnético externo al material. El mecanismo de magnetización es muy diferente al de los materiales diamagnéticos. Al aplicar el campo, los dominios cuyos momentos magnéticos están dirigidos en la dirección del campo aumentan de tamaño a costa de la disminución de los restantes, por un proceso de *desplazamiento de las paredes de dominio*.



Las fuerzas de atracción que aparecen son muy intensas. Los valores de μ_r pueden llegar a ser muy intensos, de hasta 10 000 o más.

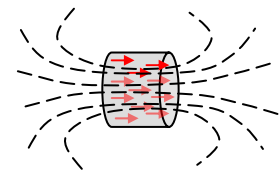
Histéresis y Magnetización Técnica

Los materiales ferromagnéticos poseen *histéresis*³. Al graficar B en el seno del material en función del campo aplicado H, se obtiene una curva característica denominada *lazo de histéresis*. Note en la figura que, una vez aplicado un campo H externo y reducido a cero posteriormente, B no se hace cero, sino que queda una *inducción remanente* B_r . En esta propie-

³ retraso, en griego.

dad de los materiales ferromagnéticos se basa la *magnetización técnica*. Si un material ferromagnético se somete a un campo externo intenso, al retirar el campo el material no se desmagnetiza completamente. Queda una magnetización remanente, y el material queda así convertido en un *imán permanente*.

Un imán permanente, por tanto, es cualquier material ferromagnético, con una remanencia suficientemente alta como para mantener una buena parte de la magnetización al ser sometido a un proceso de magnetización técnica. En el imán permanente todos los dominios magnéticos quedan mayormente orientados en la misma dirección.



Temperatura de Curie

Es conocido que cuando la temperatura de cualquier sólido aumenta, las vibraciones de los átomos o moléculas que lo componen aumentan de amplitud. En el caso de un ferromagnético, también aumentarán las desviaciones de los momentos magnéticos del “orden” magnético. A una determinada temperatura las vibraciones son tan grandes que el orden magnético deja de existir, y las propiedades magnéticas del material desaparecen. Esa temperatura se conoce como *temperatura de Curie*, y en general es diferente para cada material.

En realidad, además de las sustancias ferromagnéticas, existen las ferrimagnéticas y las antiferromagnéticas, todas con propiedades parecidas. En el caso de las sustancias ferrimagnéticas se acostumbra hablar de la *temperatura de Néel* en vez de la temperatura de Curie.

Louis Eugène Néel (1904 -) físico francés que ha realizado grandes aportaciones al magnetismo.

Fue profesor de física experimental en la Universidad de Grenoble, donde dio clases hasta 1976. Descubrió el fenómeno del antiferromagnetismo a principios de la década de 1930 y continuó con una teoría cuantitativa de los campos ferrimagnéticos (1947). Demostró la memoria magnética de los yacimientos de rocas (epígrafe 4.2) que ayuda a explicar la física del magnetismo terrestre y la deriva de los continentes (teoría tectónica de placas).

Miembro de la Academia Francesa de Ciencias en 1953, recibió el Premio Nobel de Física en 1970 por su trabajo sobre las propiedades magnéticas de los sólidos y fue galardonado en su país con la Gran Cruz de la Legión de Honor.

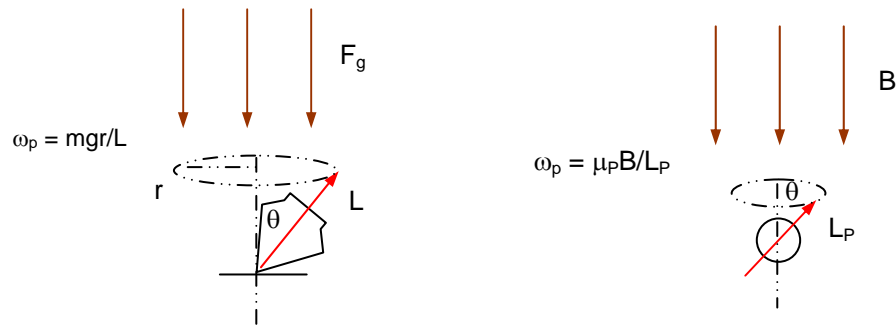
4.13 Resonancia Magnética Nuclear

La resonancia magnética nuclear es una técnica de análisis muy utilizada actualmente. Se ha generalizado en la última década como método de diagnóstico médico, pues permite obtener figuras tridimensionales y en colores del interior del organismo.

Para comprender su principio de funcionamiento consideremos lo siguiente.

El agua es diamagnética, por tanto las propiedades magnéticas originadas por sus electrones son despreciables. Sin embargo, el momento magnético de los protones o núcleos de hidrógeno que la componen no es nulo, a pesar de ser muy pequeño ($\mu_p = \mu_B/660$). Cuando el momento magnético de un protón se somete a la acción de un campo magnético externo se obtiene una situación similar a la de un trompo que gira sometido a la acción de la gravedad, y el protón *precesa*. Es posible calcular teóricamente esa frecuencia de precesión, de un valor $\omega_p = \mu_p B/L_p$, donde L_p es el momento angular del protón.

Si en estas condiciones se añade un campo magnético variable en dirección perpendicular a la del campo B (por ejemplo, mediante una bobina donde circule una corriente alterna) y se hace variar la frecuencia de oscilación de la corriente, se observa que cuando $\omega = \omega_p$ aparece un máximo en la absorción de energía; ocurre una *resonancia*.

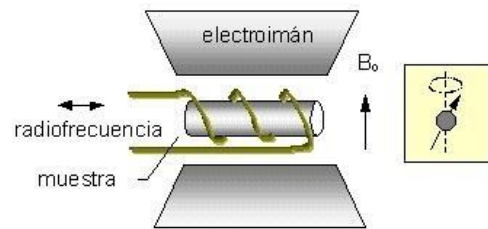


A la frecuencia de resonancia, la absorción de energía será también proporcional a la cantidad de protones o núcleos de hidrógeno (y de agua) presente. A mayor cantidad de agua, mayor absorción. Variando la frecuencia de resonancia es posible estudiar el comportamiento de otros núcleos, y no sólo el de hidrógeno.

El principio de la resonancia magnética es aplicable al cuerpo humano porque está lleno de pequeños imanes biológicos, de los cuales el más abundante y que mejor responde es el núcleo del átomo de hidrógeno. El proceso de diagnóstico por RMN comprende tres pasos básicos.

- Se somete al paciente a un campo magnético potente e inocuo (30 000 veces más fuerte que el campo magnético de la Tierra).
- Se estimulan diferentes partes del organismo con una señal alterna de radiofrecuencia (varios kHz).
- Se detecta la señal transmitida a través del cuerpo mediante una antena diseñada para tal efecto.

La señal transmitida se utiliza para la construcción de imágenes internas del cuerpo empleando técnicas de computación, similares a las que se utilizan en otras técnicas de análisis como el análisis por rayos X y la TAC (tomografía axial computarizada).



Montaje experimental para estudios de RMN