

los momentos magnéticos de todos los átomos (o moléculas) están orientados a lo largo del campo magnético externo y $J = n_0 P_m$

§ III.13.4. Campo magnético de los cuerpos magnéticos

1°. En una sustancia se distinguen dos tipos de corrientes generadas por el campo magnético: las *macrocorrientes* y las *microcorrientes*. Se llaman *macrocorrientes* las corrientes de conducción (III.7.1.2°) y las de convección (III.7.1.2°). Las *microcorrientes* (*corrientes moleculares*) son las debidas al movimiento de los electrones dentro de los átomos, moléculas y iones.

El campo magnético de un cuerpo es la suma vectorial de dos campos (III.2.2.2°): el campo magnético externo generado por las macrocorrientes, y el campo *magnético intrínseco* o *campo magnético propio* generado por las microcorrientes. El vector inducción magnética B (III.10.1.2°) del campo magnético de la sustancia, caracteriza el campo magnético resultantes y es igual a la suma geométrica de las inducciones magnéticas de los campos magnéticos externo B_0 e intrínseco B_{int} :

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_{int}$$

Las fuentes primarias del campo magnético de los cuerpos magnéticos son las macrocorrientes. Sus campos magnéticos son los que ocasionan la imanación de la sustancia situada en el campo magnético externo.

2°. La ley de la corriente total para el campo magnético de una sustancia es la generalización de la ley formulada en (III.10.5.2°):

$$\int_L \mathbf{B} d\mathbf{l} = \mu_0 (I_{macro} + I_{micro}) \quad (\text{en el SI})$$

$$\int_L \mathbf{B} d\mathbf{l} = \frac{4\pi}{c} (I_{macro} + I_{micro}) \quad (\text{en el sistema de Gauss})$$

Donde I_{macro} e I_{micro} son las sumas algebraicas de las macro y microcorrientes a través de la superficie que se extiende sobre el circuito cerrado L .

3°. Entre la suma algebraica de las fuerzas de las microcorrientes y el vector magnetización existe la relación.

$$I_{micro} = \oint_L \mathbf{J} d\mathbf{l} \quad (\text{en el SI})$$

$$I_{micro} = c \oint_L \mathbf{J} d\mathbf{l} \quad (\text{en el sistema de Gauss}),$$

donde $\oint_L \mathbf{J} d\mathbf{l}$ es la circulación del vector magnetización J (III.13.3.1°) a lo largo del

circuito cerrado L que abarca las microcorrientes.

La ley de la corriente total (p. 2°) tiene en definitiva la forma

§ III.13.3 Diamagnéticos y paramagnéticos en un campo magnético uniforme.

1°. La imanación o magnetización de una sustancia se caracteriza por el *vector magnetización* (*intensidad de magnetización*) \mathbf{J} , entendiéndose por éste la relación entre el momento magnético de un volumen pequeño ΔV de la sustancia y el valor de dicho volumen:

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^N \mathbf{P}_{mi},$$

donde \mathbf{P}_{mi} es el momento magnético del i -ésimo átomo (o molécula), y N , el número total de átomos (o moléculas) que hay en el volumen pequeño ΔV . Dentro de los límites del volumen ΔV , el campo magnético se considera uniforme. Al mismo tiempo, en este volumen deberá haber un número bastante grande de partículas N ($N \gg 1$), para que tenga sentido el valor medio de las magnitudes físicas que caracterizan el sistema de dichas partículas.

2°. Se llaman diamagnéticas aquellas sustancias en las que los momentos magnéticos de los átomos (o moléculas), en ausencia de campo magnético externo, son iguales a cero. Esto significa que en los cuerpos diamagnéticos, la suma vectorial de los momentos magnéticos orbitales de todos los electrones del átomo es nula (III.13.1.5°), y que solamente en presencia de campo magnético existen momentos magnéticos inducidos (III.13.2.4°).

3°. En el volumen ΔV de diamagnético isótropo, los momentos inducidos ΔP_m de todos los átomos (o moléculas) son iguales y están dirigidos en sentido contrario al del vector B (III.13.2.4°).

El vector magnetización

$$\mathbf{J} = \frac{N \Delta P_m}{\Delta V} = n_0 \Delta P_m$$

O teniendo en cuenta (III.13.2.4°):

$$\mathbf{J} = -\frac{n_0 e^2 Z \langle S \perp \rangle}{4\pi m} \mathbf{B} \quad (\text{en el SI})$$

$$\mathbf{J} = -\frac{n_0 e^2 Z \langle S \perp \rangle}{4\pi m c^2} \mathbf{B} \quad (\text{en el sistema de Gauss})$$

Siendo n_0 el número de átomos (o moléculas) que hay en la unidad de volumen. El significado de las demás notaciones véase en III.13.2.3°. Llamado

$$X'm = -\frac{n_0 e^2 Z \langle S \perp \rangle \mu_0}{4\pi m} \quad (\text{en el SI})$$

$$X'm = -\frac{n_0 e^2 Z \langle S \perp \rangle \mu_0}{4\pi m c^2} \quad (\text{en el sistema de Gauss})$$

Tenemos que

§ III.13.5. Ferromagnéticos

1º. Se llama *ferromagnéticos* los cuerpos en los cuales el campo magnético intrínseco (III.13.4.1º) es centenares y millares de veces mayor que el campo magnético externo que lo genera.

El ferromagnetismo se observa en los cristales de los metales de transición (VI.2.3.8º), tales como el hierro. El cobalto y el níquel, así como en una serie de aleaciones, a condición de que se cumpla la desigualdad $\frac{a}{d} \geq 1,5$ en la que d es el diámetro del átomo, de su capa electrónica incompleta (VI.2.3.6º).

2º. Las propiedades fundamentales de los ferromagnéticos que los distinguen de los otros tipos de materiales magnéticos son:

- a. La dependencia de la imanación (III.13.3.2º) respecto de la intensidad H del campo magnético externo se caracteriza por la existencia de la saturación magnética J_s , que comienza cuando $H \geq H_s$ (figura III.13.4)

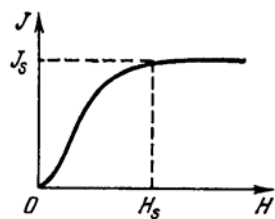


Fig. III.13.4.

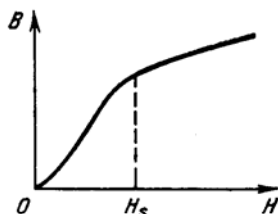


Fig. III.13.5.

- b. La dependencia de la inducción magnética B respecto de H se distingue porque la misma aumenta, según una ley lineal, cuando $H \geq H_s$ (figura III.13.5)
- c. La dependencia de la permeabilidad magnética relativa μ respecto de la intensidad H tiene carácter complejo (figura III.13.6)
- d. La existencia de la histéresis magnética de los ferromagnéticos, o sea, del retraso con que varía la imanación respecto de la variación de la intensidad del campo magnetizante externo, alternativo en magnitud y sentido. Este retraso se explica por la dependencia de J respecto de la "prehistoria" de la imanación de la substancia.

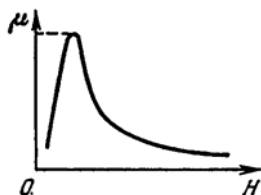


Fig. III.13.6.

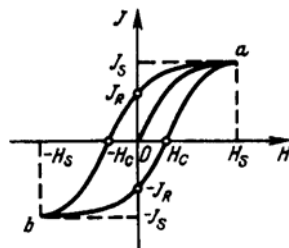


Fig. III.13.7.

En la que g es la razón giro magnética (p. 2º).

§ III.13.2. átomo del campo magnético

1º. Si una substancia se encuentra en un campo magnético externo, dentro de los límites de un átomo se puede considerar que el campo magnético es uniforme (III.10.1.2º). Esto se deduce de la pequeñez de las dimensiones lineales del átomo. Supongamos que un electrón se mueve en el átomo describiendo una órbita circular cuyo plano es perpendicular al vector inducción B del campo magnético. La acción que ejerce sobre el electrón la fuerza de Lorente F_L (III.11.1.1º) hace que disminuya la fuerza con que el electrón es atraído por el núcleo. La fuerza centrípeta (I.2.4.3º) resulta ser igual a la diferencia $F_c - F_L$, en la que F_c es la fuerza de Coulomb (III.1.2.2º) con que el núcleo atrae el electrón. Como resultado de esto varía la velocidad angular ω (I.1.5.3º) del movimiento del electrón por la órbita circular.

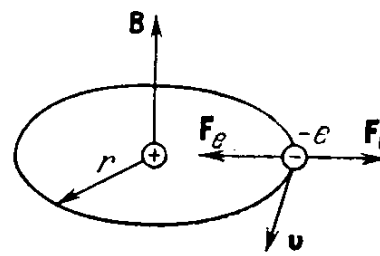


Fig. III.13.2.

2º. La variación de la velocidad angular del movimiento del electrón se produce durante el proceso de crecimiento del campo magnético en que se introduce el átomo. El aumento del campo magnético que actúa sobre este último se efectúa en un tiempo finito. Con esto se produce un campo eléctrico rotacional inducido (III.12.1.1º) que actúa sobre el electrón en el átomo. La intensidad E de este campo está dirigida según la tangente a la órbita del electrón,

y la fuerza que actúa sobre el electrón es $F = eE$ (III.2.1.2º).

3º. Si la órbita del electrón está orientada arbitrariamente respecto al vector B , el momento magnético orbital P_m , de ese electrón (III.13.1.2º) formará un ángulo α con la dirección del campo magnético (fig. III.13.3). En este caso la órbita experimentará cierta precesión alrededor de la dirección del vector B (I.4.3.2º).

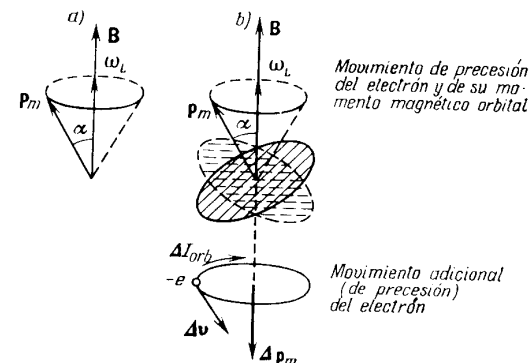


Fig. III.13.3.

naturaleza de la magnetización espontánea de los ferromagnéticos y las causas de que se produzca el intenso campo intrínseco (III.13.4.1°).

Poseen propiedades ferromagnéticas los cristales de las sustancias cuyos átomos tienen capas y subcapas internas no completamente ocupadas por electrones (VI.2.3.6°) cuyo momento de espín resultante proporciona un valor distinto de cero de su proyección sobre la dirección del campo magnético (III.13.1.3°). Entre los espines de estos electrones se produce una interacción mecano cuántica especial, de procedencia no magnética, llamada interacción de cambio (VI.2.1.4°). Como resultado de esto, el estado del sistema de electrones en los ferromagnéticos, cuando los espines están orientados paralelamente, resulta ser estable, produciéndose la magnetización espontánea y originándose un fuerte campo magnético intrínseco.

Capítulo III.13 Materiales magnéticos en un campo magnético

§ III.13.1. Momentos magnéticos de los electrones y de los átomos

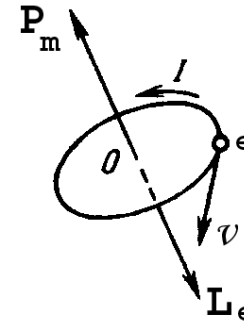
1°. Se llaman *magnéticos* los materiales capaces de adquirir, un campo magnético externo, propiedades magnéticas, o sea, imanar y crear su propio campo magnético. Las propiedades magnéticas de una sustancia vienen determinadas por las de sus electrones y átomos. Con arreglo a las propiedades magnéticas, los cuerpos se dividen en tres grupos principales: diamagnéticos (III.13.3.1°), paramagnéticos (III.13.4.1°) y ferromagnéticos (III.13.6.1°).

2°. El movimiento de un electrón por su orbita en un átomo (VI.2.1.9°), equivale a cierto circuito cerrado con corriente (*corriente orbital*). De acuerdo con (III.10.3.4°), el *momento magnético orbital* del electrón P_m constituye:

$$P_m = ISn \quad (\text{en el SI})$$

$$P_m = \frac{1}{c} ISn \quad (\text{en el sistema de Gauss})$$

donde $I = ev$ es la intensidad de la corriente; e , la magnitud absoluta de la carga del electrón; v , el número de vueltas del electrón por la orbita en la unidad de tiempo; S , el área de la orbita del electrón; n , el vector unidad de la normal a la superficie S ; y c , la constante electrodinámica (III.10.2.2°).



Un electrón que se mueve describiendo una orbita, posee *momento de impulso orbital* L_e (I.4.1.4°). El momento magnético orbital es proporcional al momento de impulso orbital:

$$P_m = gL_e,$$

donde

$$g = -\frac{e}{2m} \quad (\text{en el SI})$$

$$g = -\frac{e}{2mc} \quad (\text{en el sistema de Gauss})$$

La magnitud g se llama *razón giromagnética de los momentos orbitales*. En las últimas fórmulas, m es la masa del electrón; e , la magnitud absoluta de su carga; y c , la constante electrodinámica (III.10.2.2°). Los vectores P_m y L_e tienen sentidos opuestos y son perpendiculares al plano de la orbita del electrón.

3°. El electrón posee un *momento de impulso propio* L_e , llamado *espín del electrón*. La magnitud absoluta del espín del electrón es

$$L_{es} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{h}{2\pi} = \frac{\sqrt{3}}{2} h,$$