$$J = X'm\frac{B}{\mu_0} \qquad \text{(en el SI)}$$

$$J = X'mB \qquad \text{(en el sistema de Gauss)}$$

donde X’m es una magnitud adimensional que caracteriza las propiedades magnéticas de los materiales magnéticos. Para todos los diamagnéticas de los materiales magnéticos. Para todos los diamagnéticos X’m < 0.

4°. Recibe el nombre de *susceptibilidad magnética* Xm la magnitud entre cuyo valor y X’m existe la relación

$$1 + Xm = \frac{1}{1 -' X'm} \qquad \text{(en el SI)}$$

$$1 + 4\pi Xm = \frac{1}{1 - 4\pi X'm} \qquad \text{(en el sistema de Gauss),}$$

donde

$$Xm = \frac{X'm}{1 - X'm} \qquad \text{(en el SI)}$$

$$Xm = \frac{X'm}{1 - 4\pi X'm} \qquad \text{(en el sistema de Gauss).}$$

En la práctica, para los diamagnéticos Xm = X’m, ya que la magnitud absoluta de X’m es muy pequeña: $|X'm| \approx 10^{-6}$.

5°. Se llaman *paramagnéticas* las substancias en las cuales los átomos (o las moléculas), en ausencia de campo magnético externo, poseen cierto momento magnético Pm permanente. Esto significa que la suma vectorial de los momentos magnéticos orbitales de todos los electrones del átomo (o molécula) es distinta de cero (III.13.1.5°).

6°. Cuando una sustancia paramagnética se introduce en un campo magnético uniforme (III.10.1.2°), los momentos magnéticos permanentes de los átomos (o moléculas) experimentan cierta precesión alrededor de la dirección del vector B de inducción del campo magnético, con una velocidad angular de Larmor ωL (III.13.2.3°).

El movimiento térmico y las colisiones entre los átomos (o moléculas) del cuerpo paramagnético contribuyen al amortiguamiento de la precesión de los momentos magnéticos, disminuyendo los ángulos entre las direcciones de los vectores de los momentos magnéticos y la dirección del vector B. la acción conjunta de las colisiones interatómicas y el campo magnético hace que la orientación predominante de los

momentos magnéticos de los átomos sea en sentido del campo externo. Aunque el momento magnético permanente P_m de un átomo (o molécula) es de un orden de magnitud de 10^{-23} J/T (10^{-20} erg/Gs), los momentos magnéticos de todas las partículas en la unidad de volumen engendra una magnetización que supera mucho los fenómenos diamagnéticos (p. 3). En una substancia paramagnética situada en un campo magnético externo existe un campo magnético propio dirigido a lo largo del campo magnético externo.

7°. En la teoría clásica del paramagnetismo, el modulo del vector magnetización (p. 1) se expresa por medio de la formula

$$J = n_0 P_m L(a),$$

En la que n_0 es el número de átomos (o moléculas) que hay en la unidad de volumen, y L (a), la función clásica de Langevin:

$$L(a) = \frac{e^a + e^{-a}}{e^a + e^{-a}} - \frac{1}{a}$$

El parámetro a tiene la forma $a = \frac{P\,mB}{kT}$. Aquí B es la inducción del campo magnético; K, la constante de Boltzmann (II.1.4.5°); y T, la temperatura absoluta. A la temperatura ambiente y con campos externos no muy intensos, a << 1 y la función L (a), después de desarrollarla en serie, se simplifica: L (a) $\approx \frac{a}{2}$.

Con esto el vector magnetización

$$J = X'm\frac{B}{\mu_0} \qquad \text{(en el SI)}$$

$$J = X'mB \qquad \text{(en el sistema de Gauss),}$$

donde X’m se halla por la formula

$$X'm = \frac{n_0 P^2{}_m \mu_0}{3kT} \qquad \text{(en el SI)}$$

$$X'm = \frac{n_0 P^2{}_{m0}}{3kT} \qquad \text{(en el sistema de Gauss).}$$

La magnitud X’m se relaciona con la susceptibilidad magnética Xm por medio de las formulas del p. 4. Los valores de la magnitud X’m para los cuerpos paramagnéticos son positivos y se encuentran entre los límites de 10^{-5} a 10^{-3}, por lo que X’m = Xm con alto grado de exactitud.

Ley de Curie: la susceptibilidad paramagnética de una substancia es inversamente proporcional a la temperatura absoluta.

En los campos magnéticos externos muy intensos se llega a la saturación de imanación: cuando a >> 1, la función de Langevin L (a) → 1. Esto quiere decir que

Esto significa que el vector P_m, perpendicular al plano de la órbita, conservando invariable el ángulo α de inclinación respecto al campo, girará alrededor de la dirección de B con velocidad angular ω L:

$$\omega L = \frac{e\mathbf{B}}{2m} \qquad \text{(en el SI)}$$

$$\omega L = \frac{eH}{2mc} \qquad \text{(en el sistema de Gauss)}$$

Aquí *e* es la magnitud absoluta de la carga del electrón; *m*, su masa; *H*, la intensidad del campo magnético; *c*, la constante electrodinámica (III.10.2.2°); y ω L recibe el nombre de *velocidad angular de precisión de Larmor*.

Teorema de Larmor: el único resultado de la influencia del campo magnético sobre la órbita del electrón en el átomo es la precisión de dicha órbita y del vector P_m, con velocidad angular ω L alrededor del eje que pasa por el núcleo del átomo, y es paralelo al vector B de inducción del campo magnético.

4°. El movimiento de precisión de la órbita hace que aparezca la corriente orbital adicional ΔI_{orb} y el momento magnético orbital inducido Δp_m correspondiente a ella, cuyo modulo es

$$\Delta p_m = \Delta I_{orb} S \perp = \frac{e^2 S\perp}{4\pi m} B \qquad \text{(en el SI)}$$

$$\Delta p_m = \frac{1}{c} \Delta I_{orb} S \perp = \frac{e^2 S\perp}{4\pi m c^2} B \qquad \text{(en el sistema de Gauss),}$$

donde $S\perp$ es el área de la proyección de la órbita del electrón sobre un plano perpendicular a la dirección del vector B. El vector ΔP_m está dirigido en sentido contrario al del vector inducción magnética B:

$$\Delta p_m = -\frac{e^2 S\perp}{4\pi m} B \qquad \text{(en el SI)}$$

$$\Delta p_m = -\frac{e^2 S\perp}{4\pi m c^2} B \qquad \text{(en el sistema de Gauss).}$$

El momento orbital inducido total ΔPm del átomo (III.13.1.5°) constituye:

$$\Delta p_m = -\frac{e^2 Z \langle S\perp \rangle}{4\pi m} B \qquad \text{(en el SI)}$$

$$\Delta p_m = -\frac{e^2 Z \langle S\perp \rangle}{4\pi m c^2} B \qquad \text{(en el sistema de Gauss),}$$

donde Z es el número de electrones que tiene el átomo, y $\langle S\perp \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{Z} S\perp i}{Z}$ es el área media de las proyecciones de las órbitas de los electrones del átomo sobre el plano perpendicular a la dirección del vector **B**.

$$\oint_L \left(\frac{B}{\mu_0} - J \right) d\mathbf{l} = I_{macro} \qquad \text{(en el SI)}$$

$$\oint_L (B - 4\pi \mathbf{J}) d\mathbf{l} = I_{macro} \qquad \text{(en el sistema de Gauss)}$$

4°. El vector

$$H = \frac{B}{\mu_0} - J \qquad \text{(en el SI)}$$

$$H = B - 4\pi \mathbf{J} \qquad \text{(en el sistema de Gauss)}$$

se llama *intensidad del campo magnético* existen en un medio cualquiera. La ley de la corriente total para el campo magnético en un medio arbitrario se escribe de forma idéntica a (II.10.5.4°):

$$\oint_L H d\mathbf{l} = I_{macro} \qquad \text{(en el SI)}$$

$$\oint_L H d\mathbf{l} = \frac{4\pi}{c} I_{macro} \qquad \text{(en el sistema de Gauss).}$$

Sustituyendo (1 – X'm) ó (1- 4 π X'm), basándose en (III.13.3.4°), tenemos:

$$H = \frac{B}{\mu_0 \mu} \qquad \text{(en el SI)}$$

$$H = \frac{B}{\mu} \qquad \text{(en el sistema de Gauss),}$$

donde

$$\mu = 1 + Xm \qquad \text{(en el SI)}$$

$$\mu = 1 + 4\pi x F \qquad \text{(en el sistema de Gauss).}$$

La magnitud μ así introducida recibe el nombre de *permeabilidad magnética relativa de la substancia*. En estas fórmulas, Xm es la susceptibilidad magnética (III.13.3.4°).

en la que h es la constante de Planck (IX), y $\hbar = \frac{h}{2\pi}$.

Una peculiaridad importantísima del espín del electrón es la de tener solamente dos proyecciones sobre la dirección del vector B de inducción del campo magnético:

$$L_{es}B = \pm\frac{\hbar}{2}$$

4°. Al espín del electrón L_{es} le corresponde un momento magnético de espín P_{ms}, que es proporcional al espín y cuyo sentido es inverso al de éste:

$$P_{ms} = g_s L_{es}$$

La magnitud g_s recibe el nombre de *razón giromagnética de los momentos de espín*:

$$g_s = -\frac{e}{m} \qquad \text{(en el SI)}$$

$$g_s = -\frac{e}{mc} \qquad \text{(en el sistema de Gauss)}$$

El significado de estas notaciones véase en el p. 2. La proyección del momento magnético de espín del electrón P_{ms} B sobre la dirección del campo magnético (p. 3) es:

$$p_{msB} = \pm\frac{e\hbar}{2m} = \pm\mu_B \qquad \text{(en el SI)}$$

$$P_{msB} = \pm\frac{e\hbar}{2mc} = \pm\mu_B \qquad \text{(en el sistema de Gauss)}$$

Donde μ_B es el *magnetón de Bohr*, que es la unidad de medida de los momentos magnéticos (IX).

5°. Lo dicho en los pp. 1-4 es correcto para cada uno de los Z electrones del átomo. El número Z coincide con el de orden que ocupa el elemento químico en el sistema periódico de Mendeléiev (VI.2.3.5°).

Se denomina *momento magnético orbital* P_m de un átomo, la suma vectorial de los momentos magnéticos orbitales P_m de todos sus electrones:

$$P_m = \sum_{i=1}^{z} P_{mi}$$

Se da el nombre de momento de *impulso orbital* L de un átomo, a la suma vectorial de los momentos de impulso orbitales Le de los Z electrones:

$$L = \sum_{i=1}^{Z} L_{ei}$$

Entre los momentos atómicos P_m y L existe la relación

$$\mathbf{P}_m = g\mathbf{L},$$

e. Las propiedades antes enumeradas de los cuerpos ferromagnéticos se ponen de manifiesto a temperaturas inferiores al *punto de Curie* ϑ_c. A temperaturas $T \geq \vartheta_c$, el movimiento térmico destruye tanto la región e imanación espontánea (p. 4) como el ferromagnético, y, perdiendo sus peculiaridades, éste se transforma en substancia paramagnética (III.13.3.5). El punto de Curie para el hierro es 1043 K; para el níquel, 631K; para el cobalto, 1043 K; y para la aleación permalloy, 823 K.

3°. Se llama *bucle de histéresis* de imanación de un ferromagnético sometido a un campo magnético externo, al variar la intensidad de este campo desde + H_s hasta H_s y viceversa, siendo H_s la intensidad del campo correspondiente a la saturación magnética (figura III.13.7). La magnitud $\pm J_s$ de la imanación, cuando $H = \pm H_s$, se llama imanación de saturación. La cantidad de imanación $\pm J_R$ que se conserva en el ferromagnético en ausencia de campo exterior (cuando H = 0) recibe el nombre de imanación remanente o remanencia. La existencia de J_R sirve de base para la creación de imanes permanentes. La intensidad $\pm H_s$ del campo exterior que desimana totalmente la substancia se denomina *fuerza coercitiva* (*intensidad retardante*).

La fuerza coercitiva determina la propiedad del ferromagnético de conservar la imanación remanente. Posee gran fuerza coercitiva los *materiales magnéticos "duros"* que proporcionan un bucle de histéresis ancho y que se utilizan para fabricar imanes permanentes. Tienen poca fuerza coercitiva los *materiales magnéticos "blandos"* que ofrecen un bucle de histéresis estrecho y que se emplean para fabricar núcleos de transformadores.

La reimanación de un ferromagnético está relacionada con el cambio de orientación de las regiones de magnetización espontánea (p. 4) y requiere la realización de trabajo a expensas de la energía del campo magnético exterior. La cantidad de calor que se desprende durante la reimanación es proporcional al área del bucle de histéresis.

4°. A temperaturas inferiores al punto de Curie, el ferromagnético se divide en pequeñas *regiones de magnetización espontánea* uniforme, llamadas *dominios*. Las dimensiones lineales de los dominios son del orden (10^{-5} – 10^{-4}) m. Dentro de cada dominio la substancia está imanada hasta la saturación. En ausencia de campo magnético externo, los momentos magnéticos de los distintos dominios están orientados en el espacio de tal modo que el momento magnético resultante de todo cuerpo ferromagnético es nulo.

Bajo la influencia del campo magnético exterior, en el ferromagnético se efectúa la orientación de los momentos magnéticos no de las partículas aisladas, como en el caso de los paramagnéticos (III.13.3.6°), sino de los dominios enteros. Como resultado de esto, la substancia se imana.

Las propiedades ferromagnéticas sólo pueden tenerlas los cuerpos en estado cristalino en que la interacción entre los átomos vecinos de la red conduce a la energía total del sistema de electrones que asegura el cumplimiento de las condiciones de existencia del ferromagnetismo (III.13.5.1°).

5°. La medida de la razón giromagnética (III.13.1.4°) para los cuerpos ferromagnéticos ha demostrado que los portadores elementales del magnetismo en los ferromagnéticos son los momentos magnéticos de espín de los electrones (III.13.1.4°). En la teoría mecano cuántica moderna del ferromagnetismo se explica la