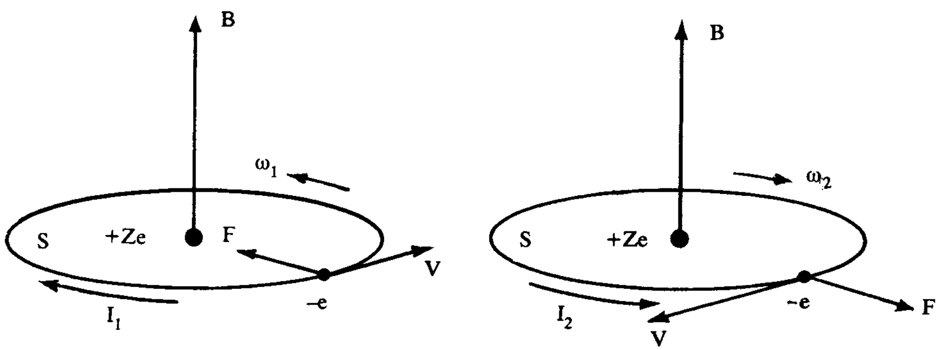
(٧-٦) الدايامغناطيسية

Diamagnetism

اكتشف ميخائيل فاراداي، في عام ١٨٤٦م، أن مادة البزمث bismuth (Bi) تتنافر إذا وضعت في مجال مغناطيسي قوي وسمى هذه المادة باسم الدايامغناطيسية، وهي ظاهرة توجد في كل المواد بتأثير ضعيف وتختفي تقريبا في المواد التي تتميز ذراتها بعزوم مغناطيسية كمواد البارامغناطيسية والفرومغناطيسية.

وظاهرة الدايامغناطيسية الضعيفة الناتجة عن التيارات الإلكترونية الدائرية تعرف بظاهرة لارمر (Larmar diamagnetism) نسبة لمكتشفها السير جوزف لارمر (Sir Joseph Larmar) العالم الانجليزي. ويوضح الشكل (٧-٥) الطريقة التي اتبعها لارمر لحساب الدايامغناطيسية. نجد في هذا الشكل إلكترونين يدور كل منهما في مسار دائري ثابت نصف قطره r حول نواة شحنتها Ze+ حيث Z عدد صحيح، وبسرعة قدرها v، وسرعة زاوية قدرها ω ومتعاكسين في الاتجاه.



شكل (٧-٥): إلكترونان يتحركان في اتجاهين متعاكسين ومسلط عليهما مجال مغناطيسي حثه B.

فإذا لم يسلط مجال مغناطيسي خارجي عليهما فإن حركة كل منهما تخضع للمعادلة (٧-١٦) في البند (٧-٥) أي أن:

$$-mr\omega_0^2 = -\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2} \quad \text{or} \quad \omega_0^2 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Ze^2}{mr^3} \quad \text{(٧-٢٤)}$$

وحسب المعادلة (١٩-٧) يكون العزم المغناطيسي لكل منهما:

$$P_{m1}(0) = \frac{(-e)\,\omega_0}{2\pi}(\pi r^2) = -\frac{1}{2}e\omega_0 r^2 . . . \quad (\text{١٢٥أ} - \text{٧})$$

$$P_{m2}(0) = \frac{(-e)(-\omega_0)}{2\pi}(\pi r^2) = \frac{1}{2}e\omega_0 r^2 \cdot \quad (\text{١٢٥ب} - \text{٧})$$

والإشارة السالبة التي تسبق ω_0 تعني أن الاتجاه للإلكترون الثاني يعاكس الاتجاه للإلكترون الأول. وواضح من هاتين المعادلتين أن محصلة العزم المغناطيسي في غياب المجال الخارجي يساوي الصفر، ويمكن بصورة مماثلة افتراض أن العزوم المغناطيسية الناتجة عن الغزل الإلكتروني للإلكترونين متعاكسين وتكون المحصلة مساوية للصفر. ولا تظهر أية صفة مغناطيسية للمادة.

أما إذا سُلط مجال مغناطيسي خارجي B ، كما في شكل (٥-٧)، فإن الإلكترونين سوف يتأثران بقوة مغناطيسية قدرها $(-e(v \times B) = F_m)$[كما ورد في البند (٥-١٠-١) الفصل الخامس] ويوضح الشكل (٥-٧) اتجاه هذه القوة لكل من الإلكترونين.

وتضاف هذه القوة إلى القوة الاستاتيكية بين الإلكترون والنواة بالنسبة للإلكترون الأول، شكل (٥ا - ٧)، وتزداد معها القوة الطاردة المركزية بحيث تزداد السرعة الزاوية للإلكترون لتصبح ω_1 ، بينما يحصل العكس من ذلك بالنسبة للإلكترون الثاني، شكل (٥ب - ٧)، بحيث تضعف القوة المغناطيسية القوة الاستاتيكية وتنقص تبعا لذلك القوة الطاردة المركزية بحيث تنقص السرعة الزاوية لتصبح ω_2.

∴ معادلة القوة الواقعة على الإلكترون الأول هي :

$$-\frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2} - evB = -mr\omega_1^2$$

وحيث إن $v = r\omega_1$ ، وحسب المعادلة (٢٤ - ٧) يكون:

$$-mr\omega_0^2 - er\omega_1 B = -mr\omega_1^2 \quad . . \quad (\text{١٢٦} - \text{٧})$$

وبصورة مماثلة تكون معادلة القوى الواقعة على الإلكترون الثاني هي :

$$-mr\omega_0^2 + er\omega_2 B = -mr\omega_2^2 \quad \ldots \quad (٢٦ب - ٧)$$

ويقسمة طرفي المعادلتين (١٢٦ - ٧) و(٢٦ب - ٧) على mr نحصل على :

$$-\omega_0^2 - 2\omega_1 \frac{eB}{2m} = -\omega_1^2 \quad \ldots\ldots \quad (٢٧أ - ٧)$$

$$\omega_1^2 - 2\omega_1 \omega_L - \omega_0^2 = 0 \quad \ldots \quad (٢٧ب - ٧)$$

$$\omega_2^2 + 2\omega_2 \omega_L - \omega_0^2 = 0 \quad \ldots\ldots \quad (٧\text{-}٢٨)$$

حيث

$$\omega_L = \frac{eB}{2m}$$

وتسمى ω_L بتردد لارمر (Larmar frequency)

وإذا أضيف لطرفي المعادلتين (١٢٧ - ٧) و(٢٧ب - ٧) ω_L^2 نحصل على :

$$\begin{aligned}(\omega_1 - \omega_L)^2 &= \omega_0^2 + \omega_L^2 \\ (\omega_2 + \omega_L)^2 &= \omega_0^2 + \omega_L^2\end{aligned} \quad \ldots\ldots \quad (٧\text{-}٢٩)$$

وواضح من المعادلتين (٢٤-٧) و(٢٨-٧) أن قيمة ω_L صغيرة جدا بالنسبة لـ ω_0 مهما كبرت قيمة B ولذلك يمكن إهمال ω_L^2 مقارنة بـ ω_0^2 ، وبذلك نحصل على :

$$\omega_1 = \omega_0 + \omega_L \quad \ldots\ldots \quad (٣٠أ - ٧)$$

$$\omega_2 = \omega_0 - \omega_L \quad \ldots \quad (٣٠ب - ٧)$$

وبذلك يكون العزم المغناطيسي لكل من الإلكترونين في وجود مجال مغناطيسي B هو:

$$P_{m1}(B) = I_1 S = \frac{-e\omega_1}{2\pi}(\pi r^2) = -\frac{er^2}{2}(\omega_0 + \omega_L) \quad (٣١أ - ٧)$$

$$P_{m2}(B) = I_2 S = \frac{-e(-\omega_2)}{2\pi}(\pi r^2) = \frac{er^2}{2}(\omega_0 - \omega_L) \quad (٣١ب - ٧)$$

ومحصلتهما تساوي :

$$P_m(B) = P_{m1}(B) + P_{m2}(B)$$

$$P_m(B) = -\frac{1}{2}er^2(\omega_0 + \omega_L) + \frac{1}{2}er^2(\omega_0 - \omega_L)$$

$$\therefore P_m(B) = -er^2\omega_L = -er^2\frac{eB}{2m} = -\frac{e^2r^2B}{2m} \quad .... \quad (\text{٧-٣٢})$$

أي أن المحصلة في حالة وجود مجال مغناطيسي خارجي B لا تساوي الصفر والإشارة السالبة تدل على أن اتجاه محصلة العزوم تعاكس اتجاه المجال B ، وبهذا يقل الفيض المغنـاطيسي عنـد تسليطه على مواد دايامغنـاطيسية وأصبح واضحا سبب تنافر المواد الدايامغناطيسية في وجود مجال خارجي B.

وحيث إن العزم المغناطيسي لوحدة الحجوم (شدة التمغنط M) هو عبارة عن العزم المغناطيسي للذرة مضروبا في عدد الذرات في وحدة الحجوم N أي أن

$$M = NP_m$$

$$\because \chi_m = \frac{M}{H} \quad \& \quad H = \frac{B}{\mu_0}$$

$$\therefore \chi_m = \frac{\mu_0}{B}NP_m \quad .... \quad (\text{٧ - ٣٣أ})$$

وبالتعويض عن P_m من المعادلة (٧-٣٢) نُحصل على:

$$\chi_m = -\frac{\mu_0 Ne^2r^2}{2m} \quad ..... \quad (\text{٧ - ٣٣ب})$$

وإذا أخـذت ذرة نموذجية يتفق تركيبها مع الافتراضات السابقة لحساب χ_m حسب المعادلة (٣٣ب - ٧) وكان $r = 1.3 \times 10^{-10}$m و $N = 6 \times 10^{28}$ per m^3 فإن قيمة χ_m تساوي:

$$\chi_m = -\frac{(4\pi \times 10^{-7})(6.0 \times 10^{28})(1.6 \times 10^{-19})^2(1.3 \times 10^{-10})^2}{2(9.11 \times 10^{-31})} = -1.8 \times 10^{-5}$$

وهـذه القيمـة ضعيفـة ولكنه يمكن قياسها وهي في حدود القيم الواردة في الجدول (٧-٢) لمواد دايا مغنـاطيسية نمـوذجية، كما توضـح المعادلة (٧-٣٣) أن χ_m مستقلة (independent) لا تعتمد على درجة الحرارة وهذا يتفق مع النتائج التجريبية لهذه المواد.

ويلاحظ أنه افترض في النموذج السابق أن الإلكترونات تدور في مدارات دائرية بحيث يكون الإلكترون دائما على البعد نفسه من النواة ولكن الواقع أن الإلكترونات لا تدور كذلك وليست دائما على البعد نفسه.

ولذلك إذا أخذ إلكترون واحد فإنه حسب المعادلة (٣٢-٧) يكون العزم المغناطيسي مساويا

$$P_m = -\frac{e^2 r^2}{4m} B \quad \ldots\ldots\ldots \quad (٧-١٣٤)$$

وإذا أخذت ذرة عددها الذري Z (atomic number) فتكون عدد إلكتروناتها Z. ويكون لهذه الإلكترونات مدارات مختلفة في أنصاف أقطارها وفي اتجاهها أيضا ويكون تأثير المجال المغناطيسي مختلفا من مدار إلى مدار آخر. فإذا أخذ متوسط توزيعات كل الإلكترونات فإن محصلة العزوم لكل ذرة وجدت مساوية لـ:

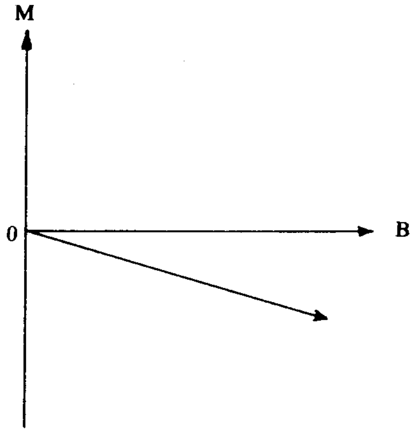
$$\bar{P}_m = -\frac{e^2}{6m} Z r_0^2 B \quad \ldots\ldots \quad (٧-ب٣٤)$$

حيث r_0^2 متوسط مربع أنصاف الأقطار (mean square radius) لمدارات الإلكترونات، وبذلك فإن قيمة M بالنسبة للمواد الدايامغناطيسية هي

$$M = N\bar{P}_m = -\frac{Ne^2}{6m} Z r_0^2 B \quad \ldots\ldots \quad (٧-١٣٥)$$

$$\therefore \chi_m = \frac{\mu_0 M}{B} = -\frac{\mu_0 N e^2}{6m} Z r_0^2 \quad . \quad (٧-ب٣٥)$$

وواضح أن M و χ_m لا تعتمدان على درجة الحرارة ويوضح الشكل (٦-٧) العلاقة بين M و B للمواد الدايامغناطيسية.



شكل (٦-٧) : العلاقة بين الحث المغناطيسي B وشدة التمغنط M للمواد الدايامغناطيسية

(٧-٧) التمغنط المتسامت (البارامغناطيسية)
Paramagnetism

هناك بعض الذرات والجزيئات لها عزوم مغناطيسية دائمة تكون موزعة عشوائيا وعند تسليط مجال مغناطيسي خارجي توجه هذه العزوم لتكون في وضع موازٍ للمجال المغناطيسي ويعطي ما يسمى بالظاهرة البارامغناطيسية (paramagnetic effect) وتسمى المواد بالمواد البارامغناطيسية.

وقد ينتهي هذا التوجيه للعزوم بسبب تأثير الطاقة الحرارية العشوائية للذرات ويكون لدينا بذلك عزوم ذرية عشوائية (مرتبة بشكل فوضوي - disordered arrangement). ففي الغازات ترتبط الطاقة الحرارية غالبا بالطاقة الحركية (kinetic energy) ويحدث التوزيع الفوضوي للعزوم نتيجة للتصادم بين الجزيئات. أما في الحالة الصلبة فإن الطاقة الحرارية تظهر على شكل طاقة اهتزازية (vibrational energy) للنظام التشابكي البلّوري (crystal lattice) وهذه الطاقة مسؤولة عن التوزيع الفوضوي للعزوم أما في حالة السوائل فقد يحدث التأثيران معا.

وفي كل الحالات هناك تنافس بين التأثير الاتجاهي للمجال المغناطيسي الخارجي وبين التوزيع العشوائي للعزوم الناتج عن الطاقة الحرارية. وينتج عن ذلك توجيه جزئي (partial alignement) للعزوم الذي يعتمد على شدة المجال المغناطيسي وعلى درجة الحرارة.

فإذا استعملت الاحداثيات الديكارتية فإن محصلة العزوم المتجهة مع محور Z مثلا تساوي الصفر في حالة عدم تسليط أي مجال مغناطيسي خارجي. أما إذا سلط المجال المغناطيسي الذي حثه B بحيث يكون اتجاهه مع محور Z فإن العزوم المغناطيسية ستتجه مع اتجاه المجال بزوايا مختلفة وسيكون لمعظمها مركبات مع محور Z في الاتجاه الموجب.

فإذا أخذ العزم المغناطيسي P_m بحيث تكون مركبته على المحور Z [كما في شكل (١٧ ـ ٧)] هي:

$$P_{mz} = P_m \cos\theta \quad \ldots\ldots \quad (٧ - ١٣٦)$$

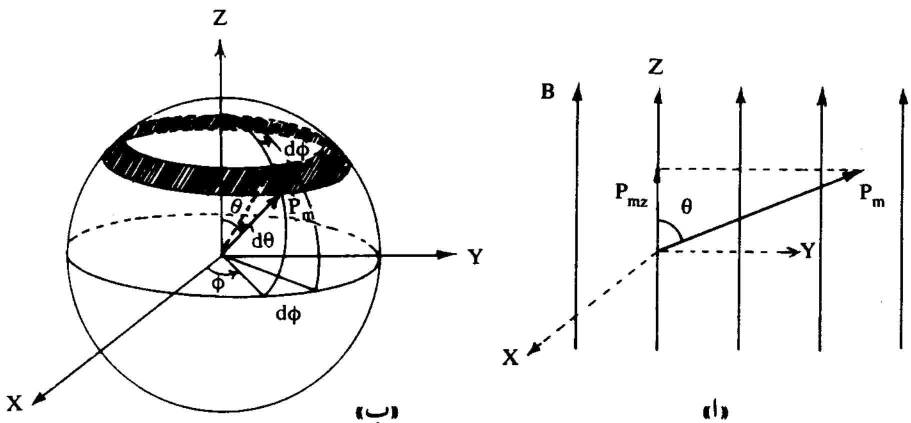
وحسب ما ورد في البند (٥ ـ ٨) فإن طاقة الوضع المغناطيسي لهذا العزم هي:

$$W = P_m B \cos\theta \quad \ldots\ldots \quad (٧ - ٣٦ب)$$

حيث θ هي الزاوية بين B و P_m.

ولحساب الشدة المغناطيسية للمواد البارامغناطيسية نفرض أن N هي عدد الذرات الموجودة بوحدة الحجوم لمادة بارامغناطيسية، وضعت في مجال مغناطيسي حثه B وعند درجة حرارة قدرها T. فإذا فرض أن dn عدد العزوم المغناطيسية في وحدة الحجوم والواقعة بين θ و dθ + θ مع اتجاه المجال B والموضحة بالشريط المخطط كما في شكل (٧ب ـ ٧). فتكون الزاوية المجسمة المقابلة للشريط هي:

$$d\Omega = 2\pi \sin\theta \, d\theta \quad \ldots\ldots\ldots \quad (٧-٣٧)$$



شكل (٧-٧): ا ـ عزم مغناطيسي P_m في مجال مغناطيسي خارجي.
ب ـ غلاف كروي لحساب العزوم المغناطيسية المختلفة المتأثرة بالمجال المغناطيسي الخارجي.

وحسب قانون ماكسويل وبولتزمان للاحتمالات النسبية لتوزيع الطاقة (relative probability of Maxwell - Boltzman energy distribution law) فإن التوزيع dn/dΩ يعطى بالمعادلة:

$$\frac{dn}{d\Omega} = N_0 e^{(-W/KT)} \quad \ldots\ldots \quad (\text{٧ - ١٣٨})$$

حيث N_0 ثابت التناسب ويمثل عدد الجزيئات (molecules) لوحدة الزاوية المجسمة (solid angle) عندما تكون $W = 0$ أي أن:

$$\theta = \frac{\pi}{2} \quad \text{أو} \quad \cos\theta = 0$$

وبالتعويض عن W من المعادلة (٣٦ب ـ ٧) في المعادلة (١٣٨ ـ ٧) نحصل على:

$$\frac{dn}{d\Omega} = N_0 e^{\{(-P_m B \cos\theta)/KT\}}$$

أو

$$dn = N_0 e^{\{(-P_m B \cos\theta)/KT\}} d\Omega \ldots \quad (\text{٧ - ٣٨ب})$$

وبالتعويض عن $d\Omega$ من المعادلة (٧-٣٧) ووضع $P_m B/KT = a$ يُحصل على:

$$dn = N_0 e^{-a\cos\theta} 2\pi \sin\theta\, d\theta \cdots \quad (٧-١٣٩)$$

$$\therefore n = \int dn = 2\pi N_0 \int_0^{\pi} e^{-a\cos\theta} \sin\theta\, d\theta$$

$$\therefore n = (4\pi N_0/a) \sinh a \; \ldots . \quad (٧-٣٩ب)$$

ويكون مجموع العزوم ضمن الشريط المخطط داخل الزاوية المجسمة $d\Omega$ هو:

$$dM = P_{mz} . dn$$

وحسب المعادلة (٧-٣٥) والمعادلة (١٣٩-٧) فإن:

$$\therefore dM' = P_m \cos\theta\, dn = P_m \cos\theta\, 2\pi N_0 e^{a\cos\theta} \sin\theta\, d\theta$$

$$\therefore M' = 2\pi P_m N_0 \int_0^{\pi} e^{a\cos\theta} \sin\theta \cos\theta\, d\theta$$

$$\therefore M' = (4\pi N_0 P_m/a^2) \{a \coth(a) - \sinh(a)\} \quad (٧-٤٠)$$

ومن هذه المعـادلة والمعادلة (٣٩ب-٧) تكون قيمة العزم المغناطيسي المتوسط لكل جزيء والمتجهة مع اتجاه المجال المغناطيسي على محور Z هي:

$$\therefore \bar{P}_{mz} = \frac{M'}{n} = P_m \left\{\coth(a) - \frac{1}{a}\right\}$$

وبذلك فإن قيمة الشدة المغناطيسية M (magnetization) هي:

$$M = N \bar{P}_{mz}$$

حيث N عدد الذرات لوحدة الحجوم.

$$M = N P_m \left\{\coth(a) - \frac{1}{a}\right\} = N P_m L(a) \ldots \quad (٧-٤١)$$

حيث

$$L(a) = \coth(a) - \frac{1}{a} = \frac{e^a + e^{-a}}{e^a - e^{-a}} - \frac{1}{a} \ldots \quad (٧-٤٢)$$

وتكون قيمة التأثرية المغناطيسية هي :

$$\chi_m = \frac{M}{H} = \frac{\mu_0 M}{B} = \frac{\mu_0 N P_m L(a)}{B} \quad \ldots \quad (\text{٧-٤٣})$$

والمقدار $L(a)$ يعرف بتابع لانقفن (Langevin function) والشكل (٧-٨) يمثل العلاقة بين a و $L(a)$. وواضح أنه بالنسبة للقيم الصغيرة لـ a حينما يكون المجال المغناطيسي صغيرا نسبيا أو درجة الحرارة مرتفعة نسبيا، فإن الدالة تكون دالة خطية بالنسبة للمتغير a ولها ميل قيمته $\frac{1}{3}$. وهذا ليس واضح مباشرة من المعادلة (٧-٤٢) ولكن من مفكوك الدالة $L(a)$ نحصل على

$$L(a) = \frac{a}{3} - \frac{a^3}{45} + \cdots \ldots \ldots \quad (\text{٧-٤٤})$$

وحيث إن a صغيرة جدا فإنه يمكن إهمال الحد الثاني وما بعده.

وبالتعويض عن الدالة $L(a)$ في المعادلتين (٧-٤١) و (٧-٤٢)، يُحصل على :

$$M = \frac{N P_m^2 B}{3KT} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (\text{٧-١٤٥})$$

$$\chi_m = \frac{M}{H} = \frac{\mu_0 M}{B} = \frac{\mu_0 N P_m^2}{3KT} \quad \ldots \quad (\text{٧-٤٥ب})$$

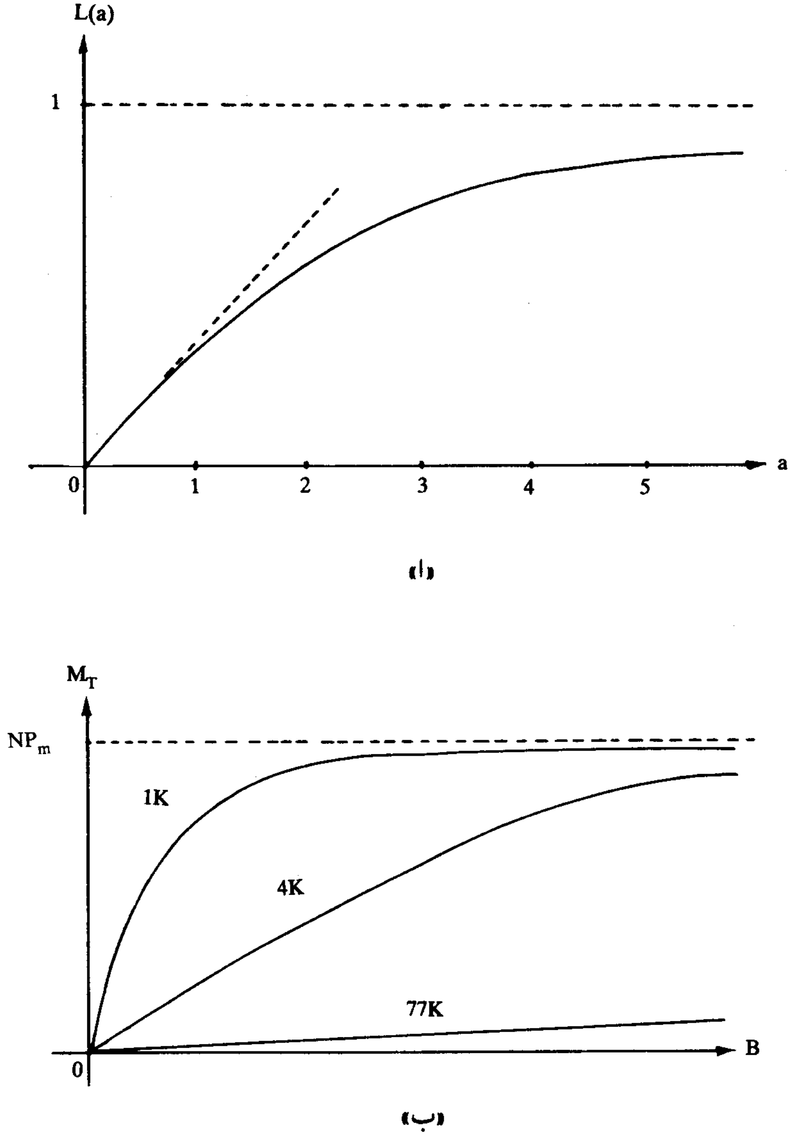
أو

$$\chi_m = \frac{C}{T} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (\text{٧-١٤٦})$$

حيث

$$C = \frac{\mu_0 N P_m^2}{3K} \quad \ldots \ldots \quad (\text{٧-٤٦ب})$$

ويسمى C بثابت كيوري (Curie) والمعادلة (٧-١٤٦) تسمى بمعادلة كيوري. وتحت هذه الظروف فإن التأثرية المغناطيسية لا تعتمد على المجال المغناطيسي ولكنها تتناسب



شكل (٨-٧): ا ـ العلاقة بين a ($a = \frac{P_m B}{KT}$) وتابع لانقفن. حسب المعادلة (٣٤-٧).
ب ـ العلاقة بين الحث المغناطيسي B وشدة التمغنط اللحظي M_T ، عند درجات الحرارة 1K, 4K, 77K حسب المعادلة (٤٥ا-٧).

عكسيا مع درجة الحرارة، وسبب هذا الاعتماد أنه كلما زادت درجة الحرارة كلما زادت الطاقة الحرارية الداخلية العشوائية للذرات أو الجزيئات التي تكون سببا في نقصان درجة التوجيه للعزوم الذرية عند أي قيمة للمجال المغناطيسي.

ومن الملاحظ أن الطاقة الحرارية أكبر من طاقة الوضع. فإذا حسبت طاقة الوضع لعزم مغناطيسي قيمته وحدة العزم المغناطيسي، حسب المعادلتين (٣٩-٧) و(٢٠-٧)، وضع في مجال مغناطيسي قيمة حثه 10 T وكانت العزوم متجهة مع المجال، وبتطبيق المعادلة (٣٦ب - ٧)، نحصل على:

$$W = P_mB = 9.273 \times 10^{-24} \times 10$$

$$W = P_mB = 9.273 \times 10^{-23}J = 5.796 \times 10^{-4}\ eV$$

بينما تكون قيمة الطاقة الحرارية عند درجة حرارة الغرفة تساوي:

$$KT = 1.38 \times 10^{-23} \times 300 = 4.14 \times^{-21} J$$

$$KT = 2.588 \times 10^{-2}\ eV$$

وبالرجوع إلى المعادلة (٤١-٧) والشكل (٨-٧) نجد أن شدة التمغنط M تصل إلى قيمتها العظمى $N P_m$ عندما تكون قيمة L(a) الوحدة تقريبا، وعندما تكون كل العزوم متجهة مع المجال المغناطيسي، أي أن المعادلة (٤١-٧) يمكن كتابتها بالصورة التالية:

$$M_T = M_s\, L(a) \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (٤٧\text{-}٧)$$

حيث M_T شدة التمغنط عند درجة الحرارة T و M_s القيمة العظمى «التشبع» لشدة التمغنط (saturation value). ويوضح الشكل (٨ب - ٧) العلاقة بين الحث المغناطيسي B وشدة التمغنط عند قيم مختلفة لدرجة الحرارة. وإذا عوض بقيم نموذجية في المعادلة (٤٥ب - ٧) بحيث كان $N = 6 \times 10^{28}\ m^{-3}$ و $P_m = 9.27 \times 10^{-24}\ A\,.\,m^2$ و $T = 300K$ فإنه يمكن الحصول على:

$$\chi_m = 5.2 \times 10^{-4}$$

وهذه القيمة متفقة مع قيم χ_m الواردة في الجدول (٢-٧) للمواد البارامغناطيسية.

مـــثـــال (٧-٢)

ما هي قيمة B التي تمكن من الحصول على العزم المغناطيسي في حالة التشبع لمادة بارامغناطيسية يكون أقصى حد لها لشدة التمغنط M_T هو 80% من قيمة $N P_m$ عندما تكـون $T = 1.0K$ ، $T = 77K$ و $T = 300K$ علما بأن $P_m = 9.27 \times 10^{-24}$ A . m^2.

الحـــــل

واضح من المعادلة (٧-٤٦) أن M_T تتناسب مع L(a). كما هو واضح أيضا من الشكل (٧ - ١٨) أن قيمة L(a) تصل الوحدة عندما تكون a كبيرة جدا وحسب المعادلة (٧-٢٤) فإن في هذه الحـالة تكون e^a كبيرة جدا بينما e^{-a} صغيرة جدا. ولذلك فإن المعادلة (٧-٢٤) يمكن كتابتها بالصورة التالية:

$$L(a) \cong 1 - \frac{1}{a}$$

$$\because L(a) = \frac{M_T}{M_S} = 0.80 \quad , \quad \therefore 0.80 = 1 - \frac{1}{a}$$

$$\therefore a = 5$$

وحيث إن

$$a = \frac{P_m B}{KT}$$

$$B = a\frac{KT}{P_m} = 5\frac{KT}{P_m}$$

فعندما تكون $T = 1.0\,K$

$$\therefore B = 5\frac{(1.38 \times 10^{-23})(1.0)}{(9.27 \times 10^{-24})} = 7.44\ \text{Wb/m}^2$$

وهذا المجال كبير ولكن يمكن الحصول عليه في المختبرات بسهولة.

وعندما تكون $T = 77K$ يكون $B = 572.88\ \text{Wb/m}^2$

وعندما تكون $T = 300\,K$ يكون $B = 2232\ \text{Wb/m}^2$

ومعنى ذلـك أن نحتاج إلى مجال مغناطيسي حثه 572.88 Wb/m للحصول على حالة التشبـع نفسهـا في درجـة 77°k وكـذلـك نحتاج مجالا مغناطيسيا حثه 2232 Wb/m^2 للحصـول على حالة التشبع نفسها عند درجة حرارة 300°k وهذا مستحيل ويصعب تحقيقه تجريبيا ولذلك لا يمكن أن نصل إلى حالة التشبع عندما تكون درجة الحرارة 77°k أو أعلى ولذلك يمكن عد التناسب خطيا لمنحنى شدة التمغنط عندما تكون $a<<1$.

ومن هذا المثال وما ورد في البند (٧ـ٧) يلاحظ أن العلاقة بين M و H للمواد البارامغناطيسية علاقة خط مستقيم ميله يمثل التأثرية المغناطيسية χ_m وذلك حسب المعـادلـة (٤٥ب ـ ٧). كما تناقص χ_m مع درجة الحرارة ويمكن تمثيل مقلوبها بخط مستقيم كما في شكل (١٩ ـ ٧).

(٧ـ٨) المـواد الحديدية المغناطيسية

Ferromagnetic Material

يوجد في المواد الحديدية المغناطيسية مثل الحديد (Fe) والنيكل (Ni) والكوبالت (Co) تفاعل (interaction) قوي بين العزوم المغناطيسية للذرات المتجاورة فيما بينها بحيث يمكن للعـزوم الذرية من توجيه نفسها بصورة متوازية تحت تسليط مجال مغناطيسي خارجي بسيط أو بدونه. ولذلك فالمواد الحديدية المغناطيسية لها نفاذية مغناطيسية كبيرة جدا ويمكن أن تتمغنط بصورة دائمة. وطالما أن العزوم المغناطيسية تكون جميعها تقريبا في اتجاه واحد بمجرد تسليط مجال خارجي بسيط فإن قيمة التشبع يمكن الوصول إليها عند قيم صغيرة للشدة المغناطيسية وفي هذه الحالة فإن العلاقة بين التمغنط M والمجال الخـارجي المسلط H ليست علاقـة خطية. وبـالتـالي فإن التـأثـرية المغنـاطيسية χ_m للمواد الحديدية المغناطيسية ليست ثابتة ولكنها تتغير مع شدة المجال الخارجي H.

ويمكن القول كمحاولة أولى لتفسير هذه الظاهرة إن القوى التي أعطت التوجيه المغناطيسي للمواد الحديدية المغناطيسية هي تأثير القوى المغناطيسية الثنائية للمغانط

الـذرية الأحادية بعضها على بعض ولكن هذه القوى ليست أكبر في المواد الحديدية المغناطيسية منها في المواد البارامغناطيسية وكما وُجد سابقا فهي ضعيفة حتى إنها غير قادرة على مقاومة التأثيرات العشوائية الناشئة على حركات الجزيئات أو الذرات المثارة حراريا «التهيج الحراري»، ولذلك تكون العزوم الذرية في المواد الحديدية المغناطيسية ضعيفة جدا وغير قادرة على توجيه نفسها.

في عام ١٩٠٧م افـترض العالم بيير فايس (Pierre Weiss) أن التفاعل القوي للعزوم المغناطيسية في المواد الحديدية المغناطيسية المذكور أعلاه يعطي مجالا مغناطيسيا داخليا قويا سماه المجال الجزيئي (molecular field) وأنه يتناسب مع شدة التمغنط M.

فإذا فرض أن H_m قيمة المجال المغناطيسي الجزيئي عند درجة الحرارة T فإن:

$$H_m \propto M \qquad \therefore H_m = \lambda M$$

حيث λ ثابت التناسب ويسمى بمعامل المجال الجزيئي (molecular field factor) وإذا فرض أن المجال المغناطيسي الخارجي شدته H فإن المجال المغناطيسي الفعال هو:

$$H' = H + \lambda M \qquad \text{(٧-٤٩)}$$

وإذا فرض أن λ صغيرة بحيث يمكن اعتبار أن شدة التمغنط مازالت تتناسب مع شدة المجال المغناطيسي الفعال فإنه يمكن كتابة المعادلة (١٠ ـ ٧) بالصورة التالية:

$$M = \chi_m (H + \lambda M)$$

$$\therefore M = \frac{\chi_m H}{1-\lambda \chi_m}$$

وبالتعويض عن χ_m من المعادلة (٤٥أ-٧) نُحصل على:

$$M_T = \frac{\mu_0 N P_m^2 H}{3K\left(T - \frac{\lambda \mu_0 N P_m^2}{3K}\right)}$$

أو

$$M_T = \frac{\mu_0 N P_m^2 H}{3K (T - T_C)} \qquad \text{(٥٠أ-٧)}$$

$$M_T = \frac{CH}{T - T_C} \qquad \text{(٥٠ب-٧)}$$

وحيث إن M تتغير مع درجة الحرارة T فإنها تكتب عادة M_T ، وتصبح التأثرية المغناطيسية في هذه الحالة كالتالي :

$$\chi_m = \frac{M_T}{H} = \frac{C}{T - T_C} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (٧\text{-}٥١)$$

حيث C ثابت كيوري وذلك حسب المعادلة (٤٦ب ـ ٧)، أما T_c فتسمى بدرجة كيوري (Curie temperature) وقيمتها هي :

$$T_C = \frac{\lambda \mu_0 N P_m^2}{3K} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (٧\text{-}٥٢)$$

أما المعادلة (٧ـ٥١) فتسمى بقانون كيوري وفايس (Curie-Weiss law) ويُحصل من المعادلتين (٤٦ب ـ ٧) و(٧ـ٥٢) على :

$$\lambda = \frac{T_C}{C} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (٧\text{-}٥٣)$$

وبالرغم من أن نظرية فايس تشرح منشأ وأساس (origin) المجال الجزيئي إلا أنها توضح علاقة التمغنط M مع درجة الحرارة وكذلك تغير التأثرية المغناطيسية χ_m مع درجة الحرارة T. وتسمى درجة حرارة كيوري بدرجة حرارة التحول (transition temperature) لأن المادة الحديدية المغناطيسية تفقد خواصها الحديدية المغناطيسية وتتحول إلى خواص المواد البارامغناطيسية .

وقد وجد أنه عند قيمة معينة لـ B ، قد تكون صغيرة جدا، فإن المادة الحديدية المغناطيسية تكون ممغنطة مادامت درجة الحرارة أقل من درجة التحول T_c وفي هذه الحالة فإن النتائج التجريبية بين M_T و T للمواد الحديدية المغناطيسية تحققها المعادلة :

$$M_T \propto (T_c - T)^{\beta} \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (٧\text{-}٥٤)$$

حيث تتراوح قيمة β بين 0.33 و 0.37 ، أما إذا كانت $T > T_c$ فإن المادة تصبح بارامغناطيسية ويمكن تطبيق المعادلة (١٤٥ ـ ٧) بين M_T و T.

أما التأثرية المغناطيسية χ_m فإن النتائج التجريبية لها مع درجة الحرارة T تحقق المعادلة :

$$\chi_m \propto (T - T_c)^{-\alpha} \qquad (٧\text{ـ}٥٥)$$

إذا كانت $T < T_c$ ، حيث تتراح قيمة α بين 1.3 و 1.4.

أما إذا كانت $T > Tc$ فإن χ_m تتناسب عكسيا مع T حسب المعادلة (٧ـ٤٧) .

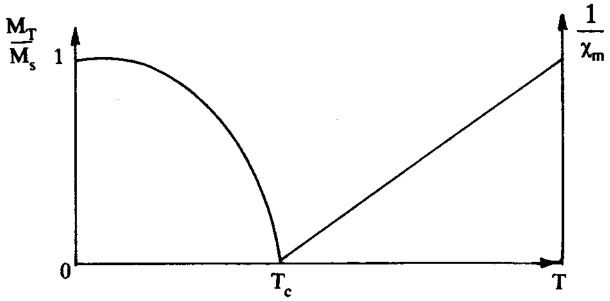
والجدول (٧ـ٣) يعطي قيم α و β لبعض المواد.

جدول (٧ـ٣) قيم α و β لبعض المواد الحديدية المغناطيسية

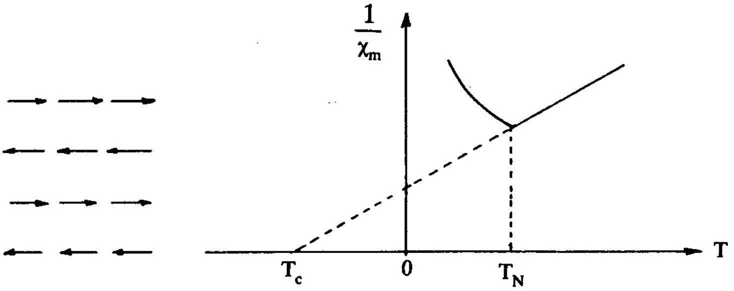
المــادة		α	β
Fe	حـديـد	1.33 ± 0.015	0.34 ± 0.04
Co	كوبالت	1.21 ± 0.04	----
Ni	نيكل	1.35 ± 0.02	0.42 ± 0.07
Gd	جادولينيوم	1.3 ± 0.1	----
CrO_2		1.63 ± 0.02	----
$CrBr_3$		1.215 ± 0.02	0.368 ± 0.005
EuS		----	0.33 ± 0.015

ويوضح الشكل (١٩ ـ ٧) تغير شدة التمغنط مع درجة الحرارة حيث تتناقص قيمته مع زيادة درجة الحرارة T ، وكذلك بالنسبة للعلاقة بين مقلوب التأثرية ودرجة الحرارة في حالة البارامغناطيسية أي عندما تكون $T > Tc$.

وهنـاك نظريات أخرى وضعت لشرح وتفسير ظاهرة التمغنط القوي في المواد الحديدية المغناطيسية وتعتمد جميعها على قواعد النظرية الكمية (quantum) وهو خارج عن نطاق الكتاب. وسيذكر هنا تفسير واحد من التفسيرات المهمة دون اللجوء إلى المعادلات الرياضية وهو:



«ا»



«ب»

شكل (٩-٧): ا - العلاقة بين $\frac{M_T}{M_s}$ (M_T شدة التمغنط اللحظي ، M_s القيمة العظمى «التشبع» للتمغنط) ودرجة الحرارة وكذلك مقلوب التأثرية $\frac{1}{\chi_m}$ مع درجة الحرارة T. أما T_c فهي درجة حرارة كيوري لمادة حديدية ومغناطيسية .

ب - $\frac{1}{\chi_m}$ مع درجة الحرارة T لمادة ضد الحديدية المغناطيسية ، T_N درجة حرارة نيل .

يوجد في المواد الحديدية المغناطيسية تفاعل خاص يسمى بالتقارن التبادلي ، الترابط التبادلي ، (exchange coupling) بين الذرات المتجاورة (adjacent atoms) يكون سببا في توجيه العزوم المغناطيسية بصورة متوازية (parallel) بعضها بعضا وأنه ذو طبيعة كمية . وقد يؤدي هذا الترابط إلى توازٍ متضاد في الاتجاه (antiparallel) للعزوم وتسمى المواد في هذه الحالة باسم ضد الحديدية المغناطيسية (antiferromagnetic material). وهي مواد ضعيفة التغمنط وتماثل البارامغناطيسية من حيث إظهار تأثرية مغناطيسية صغيرة موجبة . والعلاقة بين درجة الحرارة T والتأثرية χ_m تتميز بوجود التواء (kink) في