الفصل السادس

الكهرومغناطيسية
Electromagnetism

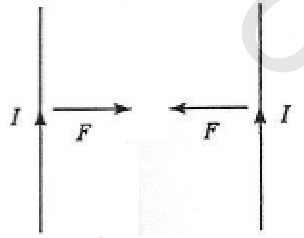
(٦,١) مقدمة Introduction

لقد ناقشنا في الفصل السابق القوى الكهربية بين الشحنات الثابتة أو الساكنة، وسوف ندرس الآن التأثيرات المغناطيسية الناشئة من تحرك الجسيمات المشحونة. أدت الملاحظات التجريبية الخاصة بسلكين يحملان تياراً كهربيًّا يؤثر* كل منهما بقوه على الآخر إلى دفع بيوت وسافارت Biot and Savart لاشتقاق المعادلة الرياضية التي تسمح بتحديد كثافة الفيض المغناطيسي بالنسبة لترتيبات اختيارية من الموصلات.

وسيتم شرح بعض الأمثلة الشائعة في هذا الفصل. عند المجال البعيد، تتصرف حلقات التيار كأقطاب ثنائية مغناطيسية، وتظهر العديد من الخواص المناظرة للأقطاب

---

*



سلكين متوازيين يحملان تياراً في نفس الاتجاه يتجاذب بعضهما بعضاً.

الثنائية الكهربائية. يتم تقديم الحسابات التقليدية الخاصة بحساب عزم ثنائي القطب المغناطيسي الذري وربطها مع العزم الزاوي للإلكترون. وتستعمل العزوم المغناطيسية المجهرية لشرح الخواص المجهرية للمواد المغناطيسية.

(٦,٢) القوة المغناطيسية بين عناصر التيار

The magnetic force between current elements

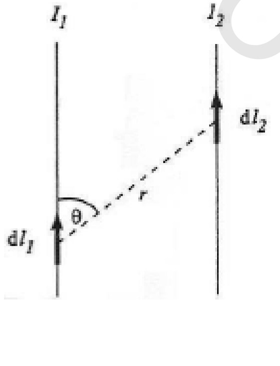
تأمل سلكين متوازيين يحمل كل منهما تيار I_1 و I_2 على الترتيب، مفصولين بمسافة مقدارها r في الفراغ* . لقد وجد أمبير تجريبياً أن السلكين يجذب بعضهما بعضاً إذا كان التياران يتحركان في نفس الاتجاه، بينما يتنافران إذا كانت الشحنات تتدفق في اتجاهات متعاكسة. ويعتمد مقدار هذه القوى على حجم التيار والمسافة الفاصلة بين السلكين. وقد استخلص أمبير أنه بالنسبة للتيار I_1 المتدفق خلال طول قصير جداً من السلك مقداره dl_1 يعرف بعنصر التيار، يكون متوازياً مع عنصر آخر $I_2 dl_2$ ومفصول عنه بمسافة مقدارها r، ويكون مقدار القوه بينهما dF كما يلي :

$$dF = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{1}{r^2} I_1\, dl_1\, I_2\, dl_2 \sin\theta \qquad (6.1)$$

حيث μ_0 ثابت أساسي يعرف باسم نفاذية الفراغ الحر *permeability of free space* وقيمته $4\pi\times10^{-7}\ \mathrm{J\, s^2\, C^{-2}\, m^{-1}}$. من المستحيل تجريبياً إنتاج عناصر التيار المعزولة ،

---

*



ولكي يمكننا استخدام المعادلة (6.1) للحصول على القوى الكلية، فإنه يجب إجراء علمية تكامل للعنصر dF على مسار التيار بالكامل لكل من I_1 و I_2. وهذا التفاعل بين الموصلين يذكر الطريقة التي تؤثر بها نقطتا الشحنة على بعضهما البعض خلال المجال الكهربي الوسيط. وفي هذه الحالة، تؤثر الموصلات على بعضها خلال الوسيط من المجال المغناطيسي. لاحظ التشابه بين المعادلة (6.1) وقانون كولوم المعطى بالمعادلة (5.1).

(٦,٢,١) المجال المغناطيسي لعنصر التيار

Magnetic field of a current element

دعنا نعيد اعتبار الحالة السابقة من ناحية المجال المغناطيسي، الكمية المتجهة B، نتيجة لعنصر التيار، والقوة الناشئة على عنصر التيار الآخر الموجود في ذلك المجال. أوضح بيوت وسافارت أنه يمكن تفسير النتائج التجريبية إذا كان كل عنصر تيار Idl (الذي يعتبر كمية متجهة) ينشئ عنصر مجال مغناطيسي $d\vec{B}$ التي تساهم في المجال المغناطيسي الكلي:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I dl \times \hat{r}}{4\pi r^2} \qquad (6.2)$$

حيث $\hat{r}$ هي متجه الوحدة في اتجاه r. وبالتعريف، يعتبر $d\vec{B}$ عمودياً على كلٍّ من متجه الموقع r وعنصر التيار. ويمكن حساب المجال المغناطيسي الكلي $\vec{B}$ بإجراء عملية التكامل على مسار التيار الكامل. إذا كان المجال المغناطيسي الذي ينشأ عن التيار I_1 هو B_1، إذن القوة dF على عنصر التيار I_2dl هي:

$$d\vec{F} = I_2\, d\vec{l} \times \vec{B}_1$$

والتي تكون عمودية على كل من عنصر التيار والمجال المغناطيسي. والتعبير العام بالنسبة للقوة الناتجة عن مرور التيار في سلك مستقيم طوله l في وجود مجال مغناطيسي يكون:

$$F = I\, l \times B \qquad (6.3)$$

(٦,٢,٢) الفيض المغناطيسي وكثافة الفيض Magnetic flux and flux density

المتجه B الذي يعبر عن مقياس لقوة (واتجاه) المجال المغناطيسي، يسمى *كثافة الفيض المغناطيسي magnetic flux density*. والوحدة الدولية لكثافة الفيض المغناطيسي هي التسلا Tesla حيث $1T = 1\ J\ A^{-1}\ m^{-2}$. وكثافة الفيض المغناطيسي للكرة الأرضية عند السطح تبلغ حوالي $\approx 5\times10^{-5}T$. وفي المقابل، تنتج المغناطيسيات الكهربية القوية جداً كثافات فيض مغناطيسي حوالي 10T. وعدد خطوط الفيض التي تنفذ عمودياً من خلال سطح ما بالتدفق (الفيض) المغناطيسي وبالنسبة للمجال المغناطيسي Φ *magnetic flux* فهو يمثل العدد الكلي لخطوط التأثير (القوي) التي تخترق سطحاً ما. فإذا كان الحث المغناطيسي B منتظماً وعمودياً على سطح مساحته A فإن:

$$\Phi = \vec{B} \cdot \vec{A} \tag{6.4}$$

حيث إن المتجه A له اتجاه عمودي على المساحة A. ووحدة الفيض المغناطيسي تسمى ويبر Weber ويرمز لها بالرمز Wb حيث إن ١ تسلا تكافئ ويبراً واحداً لكل متر مربع (Wbm^{-2}). والتطبيق البسيط للمعادلة (6.4) يكون بالنسبة لحالة ملف يحمل تياراً ومساحته عمودية على كثافة الفيض المغناطيسي. في هذه الحالة يكون الفيض خلال الملف ببساطة BA. وإذا دار الملف بزاوية 90^{o} في المجال عند هذه النقطة، على أية حال، فإن قيمة الفيض خلال الملف تساوي صفراً.

(٦,٣) أمثلة Examples

في هذا المقطع سوف نقوم بتطبيق قانون بيوت- سافارت لحساب كثافة الفيض المغناطيسي B الناتج عن بعض الترتيبات التجريبية البسيطة.

(٦,٣,١) المجالات المغناطيسية الناشئة عن سلك يحمل تياراً

Magnetic fields due to a current carrying wire

إن كثافة الفيض المغناطيسي* عند النقطة P نتيجة لأي عنصر تيار على طول سلك يحمل تياراً له مقدار يساوي:

$$dB = \frac{\mu_0\, I\, dl \sin\theta}{4\pi(x^2 + l^2)}$$

واتجاهه عمودي على كل من السلك والمتجه الواقع بين عنصر التيار والنقطة P.

عندما $l = x\cot\theta$ و $dl = -x\,\mathrm{cosec}^2\,\theta\, d\theta$ فإن dB تصبح:

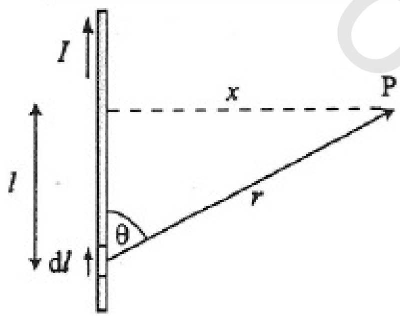
$$dB = -\frac{\mu_0\, I \sin\theta\, d\theta}{4\pi\, x}$$

وعند تكامل هذا التعبير بين الحدين α و β ينتج:

$$B = \frac{\mu_0\, I}{4\pi\, x}(\cos\beta - \cos\alpha)$$

وبالنسبة لسلك طوله مالا نهاية فإن $\alpha \to 0$ و $\beta \to \pi$، والمقدار B يكون:

$$B = \frac{\mu_0\, I}{2\pi\, x} \tag{6.5}$$



*

وخطـوط المجـال المغنـاطيس حـول الموصـل لهـا تماثـل علـى شـكل أسـطواني*.
والقيمة والاتجاه للمجال المغناطيسي يمكن تمثيلهما من خلال سلسله من خطوط المجال بنفس الطريقة كما هو الحال في المجال الكهروستاتيكي. واتجاه المجال عند أي نقطة يعطى باتجاه السهم على الخط وتتناسب قيمة المجال مع كثافة خطوط المجال. ويجب أن نلاحظ أن المجـالات الكهربيـة والمغناطـسية مختلفـة في نقطـة هامـة جـداً ؛ لـيس لخطـوط المجـال المغناطيسي مصادر، بعكس المجال الكهربي (حيث المصادر هي الشحنات الكهربية)، لكنها مستمرة وتتصل بنفسها من الخلف. وهذا يعني عدم وجود شحنات مغناطيسية حرة free "magnetic charges" أو أقطاب حرة.

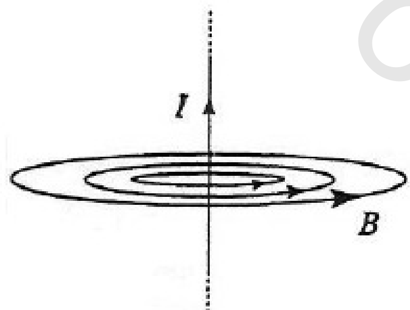
والآن نعيد التأمل في حالة سلكين يحملان التيار. إذا كان السلك الأول يحمل تيار I_1، إذن من المعادلة (6.5) يكون المجال المغناطيسي عند كل نقطة في السلك الثاني هو $\mu_0 I_1/2\pi r$. إذا كان التيار المحمول بالسلك 2 هو I_2، فإن مقدار القوة على طول l للموصل تكون كما يلي:

$$F = \frac{\mu_0 I_1 I_2 l}{2\pi\, r}$$

وموجه إلى I_1. لذلك القوة لكل وحدة طول تكون:

---

*



$$\frac{F}{l}=\frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi r} \qquad (6.6)$$

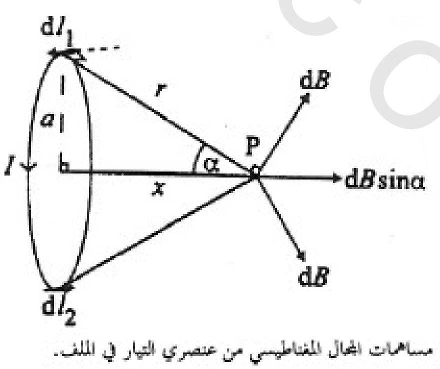
من ثم تجذب الموصلات بعضها بعضاً. إن التجاذب أو التنافر بين الموصلات المتوازية والمستقيمة يقدم الأساس لتعريف الأمبير ampere : فأمبير واحد هو التيار المستمر الذي، إذا وجد في موصلين متوازيين بطول ما لانهاية لمقطع عرضي يمكن إهماله، ينفصل بمتر واحد في الفراغ، سوف ينتج قوة تعادل 2×10^{-7} Nm^{-1} بين الموصلين. وينبع من هذا التعريف أن $\mu_0 = 4\pi\times10^{-7}$ N A^{-2}.

(٦,٣,٢) المجال المغناطيسي لحلقة دائرية Magnetic field of a circular loop

تمعن في النقطة P التي تقع على طول الخط المار خلال مركز حلقة نصف قطرها a ، وتحمل تياراً، وعمودية على مستواها. بالنسبة لهذه الحالة إن dl و r دائماً ما يتعامد أحدهما على الآخر لذلك $\sin\theta = 1$. والمجالات الناتجة عن عنصرين على الملف، واتجاهين متعاكسين يكون لهما نفس المقدار*:

$$dB = \frac{\mu_0 I\, dl}{4\pi(x^2+a^2)}$$

---

* 

مساهمات المجال المغناطيسي من عنصري التيار في الملف.

ولكن للاتجاهات المختلفة. يحلل كل عنصر dB إلى مُركبين أحدهما عمودي، والآخر موازٍ للمحور؛ مما يؤدي إلى استنتاج أن المركبات المتعامدة يلغى بعضها، بينما تضاف تلك الموازية للمحور. ومن ثم المجال الكلي حينئذ يكون:

$$B = \int (dB \sin \alpha) dl = \frac{\mu_0 I a}{4\pi (x^2 + a^2)^{3/2}} \int dl$$

وتكامل dl حول الحلقة ببساطة هو $2\pi a$؛ ولذلك مقدار B هو:

$$B = \frac{\mu_0 I a^2}{2(x^2 + a^2)^{3/2}}$$

وعند مركز الملف $x = 0$، ويختصر التعبير السابق إلى:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2a} \tag{6.7}$$

وبدلاً من ذلك، إذا كانت النقطة P* بعيدة جداً عن الحلقة فإن $x >> a$ ويكون مقدار B هو:

$$B = \frac{\mu_0 2IA}{4\pi\, x^3} = \frac{\mu_0 m}{2\pi\, x^3} \tag{6.8}$$

حيث A هو مساحة الملف. والكمية IA معروفة بعزم ثنائي القطب المغناطيسي، m، magnetic dipole moment، وسوف يتم مناقشته لاحقاً في هذا الفصل** . وبعيداً عن الحلقة يعتمد المجال المغناطيسي فقط على مساحة الحلقة وليس شكلها. تماماً مثل المجال الكهربي الناتج من ثنائي القطب الكهربي، ويقل المجال بمقدار r^{-3} تباعاً.

---

* تمرين (٦,١): تأمل في حالة حيث وضع ملفين يحملان تياراً، متماثلين على نفس المحور، ومنفصلين بمسافة مساوية لنصف قطريهما. وضح أن النقطة في منتصف الطريق بين الملف dB/dx و d^2B/dx^2 لكلاهما تساوي صفراً.

** تمرين (٦,٢): جد كثافة الفيض المغناطيسي عند مركز حلقة سلك مربع طول جانبه 5cm ويحمل تيار مقداره 20A.

(٦,٤) عزم الدوران على حلقة التيار وثنائي القطب المغناطيسي

The torque on a current loop and the magnetic dipole

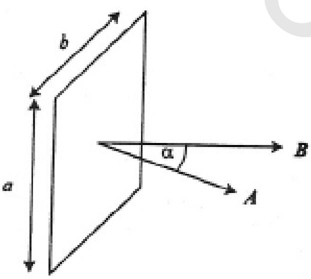
تمعن في حلقة مستطيلة الشكل لها أطوال أضلاع a و b، تم توجيهها في مجال مغناطيسي، ولذلك المساحة تكون $A = ab$ ولها وضع عمودي يصنع الزاوية α مع B. وإذا كانت الحلقة تحمل تيار I، فإن مقدار القوة على طول الجانب a هي $F = IaB$ (حيث a عمودي على B) والقوة على الجانب المقابل تكون مساوية لمقدارها لكن في الاتجاه المعاكس. والقوى الواقعة على الجانبين اللذين لهما الطول b لهما مقدار يمكن حسابه من المعادلة $IbB \sin(90-\alpha) = IbB \cos\alpha$ وهما متساويان في المقدار ومتعاكسان في الاتجاه، ويقعان على نفس الخط ؛ ولذلك لا يحدث أي تأثير في المحصلة. وبالرغم من أن القوة الكلية في الحلقة تكون صفراً، فإن القوتين على الجانبين اللذين لهما الطول a لا يقعان على نفس الخط ويشكلان زوجاً*. وعزم الدوران torque الناتج من الزوج هو مقدار إحدى القوتين مضروباً بالمسافة بين خط الحركة للقوتين. ومقدار عزم الدوران، Γ، على الحلقة هو:

$$\Gamma = (IaB)(b \sin\alpha)$$

وبالتعويض عن المساحة A بالمتجه A العمودي على مستوى الملف، تصبح معادلة عزم الدوران:

---

*



$$\Gamma = IA \times B = m \times B \qquad (6.9)$$

حيث m هي عزم ثنائي القطب المغناطيسي الخاص بالحلقة. ومتجه ثنائي القطب المغناطيسي عمودي على مستوى الملف، ويميل إلى أن يكون موازياً إلى اتجاه المجال الخارجي بعزم الدوران المغناطيسي. ويناظر هذا السلوك ثنائي القطب الكهربي في المجال الكهربائي. وحقيقة أن حلقة التيار تخضع لعزم دوران في وجود مجال مغناطيسي خارجي، وأن عزم الدوران هذا يتناسب مع التيار في الحلقة هي الأساس في عمل الجالفانوميتر، وهو أهم أداة لقياس التيار الكهربي.

(٦,٥) القوى على الجسيمات المشحونة المعزولة في وجود مجال مغناطيسي

Forces on isolated charged particles in a magnetic field

إن القوة المغناطيسية على شحنات تتحرك منفردة (لكل واحدة شحنة q) يمكن أن تحسب بتعديل المعادلة (6.3). ويعتمد التيار في موصل I، على عدد الشحنات لكل وحدة حجم n، وسرعته المتوسطة، $<v>$، ومساحة المقطع العرضي A، للموصل:

$$I = nq\langle v\rangle A$$

في حالة شحنة واحدة؛ فإن $n = 1$ و $v = <v>$ وتصبح المعادلة (6.3) كالآتي:

$$F = qv \times B \qquad (6.10)$$

وهذه هي المعادلة الأساسية للقوة المغناطيسية على جسيم مشحون يتحرك في مجال مغناطيسي. ومحصلة القوة دائماً تكون عمودية على اتجاه الحركة. وإذا كان هناك جسيم له سرعة v وموازيٌ للمجال B، فإن القوة على الجسيم تكون صفراً، وسوف يظل الجسم يتحرك بسرعة ثابتة على طول الاتجاه الأصلي للحركة. على أية حال، إذا كانت v عمودية على B؛ فإن القوة المغناطيسية لا تساوي الصفر، وتكون عمودية على كل من v و B. ولأن القوة عمودية على v؛ فإنها لا تستطيع تغيير مقدار v، ولكن فقط تغير اتجاهها. ومقادير كل من F و v ثابتة، وبذلك يكون المسار الخاص

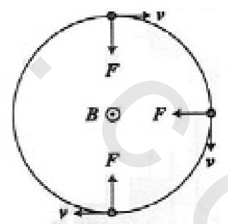
بالجسيم في شكل دائرة*. وبمساواة كل من القوى الجاذبة والمغناطيسية فإنه يمكننا حساب نصف قطر المسار الدائري r كالآتي:

$$r = \frac{mv}{qB}$$

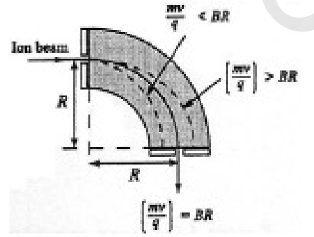
وتتحرك الجسيمات التي لها نسب mv/q مختلفة في دوائر ذات أنصاف أقطار مختلفة في نفس المجال المغناطيسي الموحد. وهذه الحقيقة هي الأساس الفيزيائي في قلب عمل مطياف الكتلة** spectrometer. يتكون مطياف الكتلة في شكله البسيط من مصدر للأيونات، ومحلل وكاشف. ويتم صنع الأيونات في المصدر بتصادم إلكتروني أو تأين كيميائي، ثم يتم تعجيلها بفرق الجهد قبل مرورها إلى المحلل، هو يتكون من مجال مغناطيسي اتجاهه عمودي على سرعة الأيونات. والأيونات التي لها نسبة mv/q صحيحة هي القادرة فقط على الخروج من المحلل عبر فتحة طولية موازية وترتطم على الكاشف. التغير في المجال المغناطيسي أو جهد التسارع يجلب الأيونات المختلفة بنسب من mv/q مختلفة تباعاً إلى الكاشف حيث يتم قياس تيار الأيون. ويتناسب تيار الأيون مع عدد الأيونات التي تصل إلى الكاشف، وطيف الكتلة هو ببساطة رسم تيار الأيون مقابل نسبة الشحنة الكتلية.

---

*



**



مخطط منطقة المجال المغناطيسي لمطياف الكتلة

وإذا كان للجسيم سرعة أولية ليست موازية ولا عمودية على المجال B ولكن ذات زاوية اختيارية، θ، فإن السرعة يمكن أن تُحلل إلى مُركبة موازية للمجال B $(v\cos\theta)$ وأخرى عمودية على المجال $B(v\sin\theta)$، والمُركبة الموازية لا تتأثر بالمجال المغناطيسي بينما تُظهر المُركبة العمودية حركة دائرية. ويؤدي تراكب الحركتين إلى تحرك الجسيم في مسار حلزوني.

(٦,٥,١) حركة الجسيمات المشحونة في مجالات E و B

Motion of charged particles in E and B fields

إذا كان لدينا مجال كهربائي ومجال مغناطيسي في آن واحد فإن القوة الكلية على الجسيم المشحون تكون:

$$F=q(E+v\times B) \tag{6.11}$$

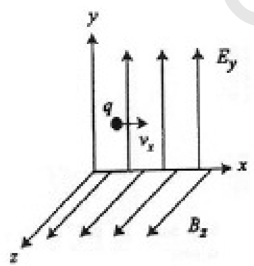
وهذا معروف بقوة لورينز Lorentz force. تمعن في الحالة التي يكون فيها المجالين الكهربي والمغناطيسي متعامدين على بعضهما ويحددان المحورين y و z على الترتيب. وإذا تحرك جسيم في اتجاه محور x، فإن القوة سوف يكون لها مُركبة لا تساوي الصفر في الاتجاه y فقط وهي كالآتي:

$$F_y=q(E-v_xB)$$

وفي الحالة الخاصة حيث $v_x = E/B$ و $F_y = 0$ ويستمر الجسيم في الحركة عبر منطقة المجال بسرعة ثابتة*. هذا هو الأساس لمرشح السرعة المستخدم في مطياف الكتلة لاختيار سرعات الأيونات قبل دخول الأيونات منطقة التحليل.

---

*



(٦,٥,٢) تأثير هول The Hall effect

تأمل في تدفق تيار ثابت عبر شريط مسطح* مصنوع من مادة موصلة في الاتجاه x. إذا تم تطبيق مجال مغناطيسي عمودي على التيار المتدفق، وإذا كانت حاملات الشحنة هي إلكترونات، فإن الشحنة السالبة الفائضة ستتراكم على الحافة العليا من الشريط الموصل، تاركة شحنة موجبة فائضة على الحافة السفلى. وسوف يستمر تراكم الشحنة حتى تتساوى القوة الإستاتيكية الكهربية(qE_z) في الاتجاه z- وذلك نتيجة أن هذا الاختلاف في فرق الجهد- يكون مساوياً في المقدار، ومضاداً في الاتجاه مع القوة المغناطيسية qvB. وعند هذه النقطة يسمى الاختلاف في الجهد بين الحافتين المتعارضتين للشريط: القوة الدافعة الكهربية لهول Hall emf، ويرمز لها بالرمز V_H وتعطى بالعلاقة الآتية:

$$v_H = E_z d = v B_y d$$

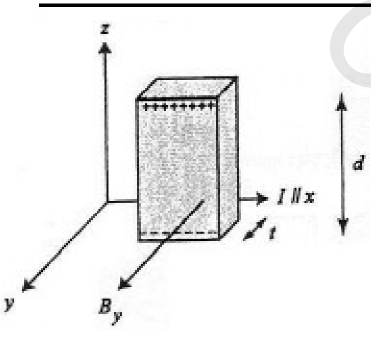
حيث d هو طول الشريط. ويكون مقدار التيار في الموصل هو $I = nevA = nevtd$ حيث t هي عرض الموصل؛ ولذلك يمكن إعادة صياغة المعادلة السابقة كما يلي:

$$V_H = \frac{BI}{(net)} \tag{6.12}$$

ويعد تأثير هول مفيداً جداً حيث إن قياسه يمكننا من تحديد كثافة حاملات الشحنة، n. بالإضافة إلى أن إشارة حاملات الشحنة تحدد إشارة V_H. إن قياس V_H

---

*



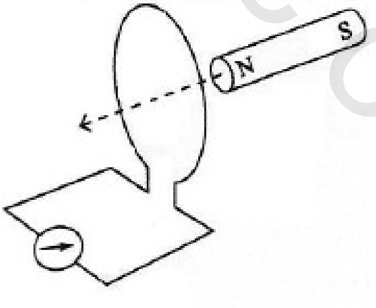
بالنسبة لأشباه الموصلات سهل للغاية ؛ لأن n تميل إلى أن تكون قليلة جداً ، بينما القياس المطابق بالنسبة للمعادن أكثر صعوبة. فبالنسبة للعديد من المعادن تجد أن حاملات الشحنة عادة ما تكون إلكترونات ، وتتوافق كثافة حاملات الشحنة جيداً مع عدد إلكترونات التكافؤ الموجودة في ذرات المعادن. على أية حال ، هناك أمثلة عديدة لمعادن مثل الزنك zinc ، والكادميوم cadmium حيث تكون حاملات الشحنة موجبة وينشأ التوصيل من حركة الفجوات الموجبة*.

(٦,٦) قانون فاراداي Faraday's law

ناقشنا حتى الآن المجالات المغناطيسية الثابتة مع مرور الزمن ؛ دعنا الآن ننظر إلى التأثيرات المستحثة نتيجة المجالات المغناطيسية المختلفة في الزمن. وسوف نبدأ باعتبار أن الدائرة البسيطة تظهر عندما تكون نهاية الملف متصلة بجالفانوميتر** . وليس لهذه الدائرة قوة دافعة كهربية electromotive force (emf) ولا يُظهر الجالفانوميتر أي انحراف. مع ذلك إذا دفع قضيب مغناطيسي نحو الملف ، فإن الجالفانوميتر ينحرف في استجابة للحركة التي تشير إلى أن التيار بدأ في السريان في الملف. وإذا كان القضيب المغناطيسي مستقراً ، فإنه لن يتدفق أي تيار في الملف ، ولكن إذا تم تحريك القضيب المغناطيسي في

* تمرين (٦,٤): وضع شريط نحاس عرضه 1.5cm وسمكه 1.0mm في مجال مغناطيسي بفيض $B = 2.5T$. إذا تدفق تيار مقداره 300A خلال الشريط و $V_H = 30\mu V$. احسب كثافة حاملات الشحنة n.

**



الجلفانومتر

الاتجاه المعاكس فإن انحراف الجلفانوميتر عادة ما سيكون في الاتجاه المضاد. و يطلق على التيار الذي يتدفق في الملف: تياراً مستحثًا induced current حيث تم توليده بقوة دافعة كهربية مستحثة* induced emf ويرمز لها بالرمز ε. وقد استنتج فاراداي أن القوة الدافعة الكهربية المستحثة emf المتولدة في دائرة مغلقة تكون مساوية لمعدل تغير الفيض المغناطيسي عبر الدائرة، وأوضح لينز أن اتجاهه يكون في عكس اتجاه التغير في الفيض المغناطيسي الأصلي المسبب له، ويمكن كتابة هذا رياضياً على النحو التالي:

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt} \tag{6.13}$$

وهو ما يعرف بقانون فاراداي للحث faraday's law of induction. وإذا كان الملف مكوناً من عدد N من اللفات؛ فإن القوة الدافعة الكهربية المستحثه في كل لفة من اللفات، ومحصلة القوة الدافعة الكهربية المستحثة الناتجة تكون تماماً بمقدار N من المرات للحلقة الواحدة. وعندما يتحرك القضيب المغناطيسي تجاه الملف فإن التيار المستحث في الملف يعاكس التغير عن طريق توليد مجال يعاكس الزيادة في الفيض المغناطيسي الذي يسببه تحرك المغناطيس. لذلك، يتجه المجال المغناطيسي نتيجة للتيار المستحث من اليسار إلى اليمين عبر مستوى الملف. ونختتم هذه المناقشة بذكر مثالين لاستخدام قانون فاراداي.

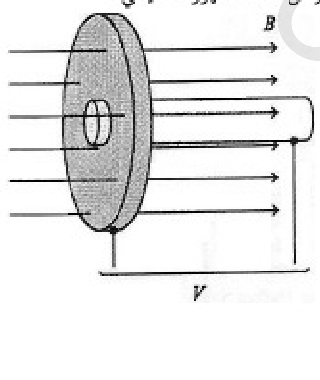
(٦,٦,١) أمثلة Examples

(أ) إذا كان لدينا قرص معدني نصف قطره ١٠ سم يدور بسرعة زاوية ثابتة مقدارها 10π rad s^{-1} حول محور مركزي ذي نصف قطر ١ سم** . ويوجد مجال

---

* استعراض الحث الكهرومغناطيسي.

**



مغناطيسي منتظم عمودي على مستوى القرص له كثافة فيض 0.04T، فإذا كان الحث الكهرومغناطيسي ينتج فرق جهد بين الفرشتين، إحداها في اتصال بمحيط القرص، والثانية مع محوره. فما هو مقدار فرق الجهد المستحث؟

الحل: أثناء دورة واحدة للقرص، يقوم كل نصف قطر للقرص بقطع الفيض من خلال مستوى القرص وتستحث القوة الدافعة الكهربية emf خلال انصاف الأقطار المنفصلة. وتكون خيوط الفيض التي تمر خلال مساحة القرص خارج المحور هي:

$$\Phi = BA = B\pi(r_2^2 - r_1^2)$$

حيث r_1 هو نصف قطر المحور، و r_2 هو نصف قطر القرص. وتردد الدوران هو ٥ هرتز ولذلك ينقطع الفيض (التدفق) عبر القرص خمس مرات كل ثانية، ويعطي فرق الجهد V، الذي يمكن حسابه كالتالي:

$$V = f\,\Phi = 5 \times 0.04 \times \pi(0.1^2 - 0.01^2) = 6.21mV$$

(ب) يتكون ملف دائري من ٥٠٠ لفة، ومساحته قدرها ٥٠سم^2، تم تدويره بمعدل ٢٠٠ دورة في الثانية حول محور عمودي على مجال مغناطيسي منتظم قدره 10^{-2} T. احصل على القوة الدافعة الكهربية emf في الملف عند أي لحظة زمنية؟

الحل: يعطى الفيض خلال الملف عند أي لحظة زمنية بالمعادلة التالية:

$$\Phi = BA\cos\theta$$

حيث θ هي الزاوية المحصورة بين اتجاه المجال والمتجه العمودي على مستوى الملف، وتتغير مع الزمن. وبما أن التردد الزاوي لدوران الملف ω ثابت، إذن فإن $\theta = \omega t$. وتكون القوة الدافعة الكهربية emf المستحثة هي:

$$\varepsilon = -N\frac{d\Phi}{dt} = -NBA\sin\theta\frac{d\theta}{dt} = NBA\,\omega\sin\omega t$$

وتتبدل بتردد زاوي قدره ω، وقيمة عظمى قدرها 31.4V.

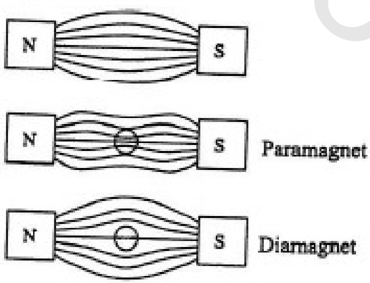
عموماً، عندما يتم وضع ملف موصل في مجال مغناطيسي متغير مع الزمن، فإن الفيض عبر الحلقة سوف يتغير، وسوف تظهر قوة دافعة كهربية مستحثة في الحلقة. هذه القوة الدافعة الكهربية emf ستجعل حاملات الشحنة في حركة وتستحث التيار. ويولد الفيض المتغير للمجال B مجالاً كهربياً مستحثًا E في كل النقاط حول الحلقة؛ ولذا فإن قانون فاراداي يذكرنا بأن أن المجال المغناطيسي المتغير سينتج عنه مجال كهربائي.

(٦,٧) الخواص المغناطيسية للمواد Magnetic properties of materials

إن الخواص المغناطيسية للجزيئات تشبه للغاية خواصها الكهربائية. فأي جزيء يمكن أن يكون له عزم مغناطيسي دائم، وأيضاً عزم مغناطيسي مستحث*. فعندما يتم وضع جزيء ما في مجال مغناطيسي؛ فإن كثافة الفيض المغناطيسي B، داخل العينة وحولها يتم تعديله. وسوف تتغير كثافة الفيض لأغلب الجزيئات بمقدار صغير جداً، نموذجياً حوالي جزء من $10^5 - 10^3$. وتعرف مثل هذه المواد إما باسم بارامغناطيسية paramagnetic أو دايا مغناطيسية diamagnetic. وفي بعض الحالات الخاصة يمكن زيادة كثافة المجال بمعدل أكثر من 100 مرة بالمقارنة إلى كثافة الفيض في الفراغ، وغالبية مثل هذه المواد هي فرّومغناطيسية ferromagnetic. ويمكن التمييز بين المواد الفرّومغناطيسية، والدايامغناطيسية، والبارامغناطيسية بسلوكها في وجود مجال مغناطيسي غير منتظم.

---

*



إن المادة الفرّومغناطيسية تنجذب بشدة نحو المجال المغناطيسي، بينما المواد البارامغناطيسية تنجذب بطريقة أكثر ضعفاً. وعلى العكس، المجال يؤدي إلى تنافر المواد الدايامغناطيسية بشكل ضعيف. ويقع تفسير سلوك هذه المواد في التفاعل بين العزوم ثنائية القطب المجهرية في المجال المغناطيسي الذي توضع فيه هذه المواد. فعندما يتم وضع مادة ما في مجال مغناطيسي فإنها تصبح ممغنطة، ومغنطتها M تُعرف على أنها ثنائي القطب المغناطيسي لوحدة الحجوم. وتتناسب المغنطة magnetisation مع شدة المجال المغناطيسي الأصلي magnetic field strength H بالعلاقة:

$$M = \chi H$$

حيث نجد أن ثابت التناسب χ هو درجة القابلية للمغنطة (القابلية المغناطيسية)* magnetic susceptibility. وترتبط بقوة كثافة الفيض المغناطيسي في المادة B مع شدة المجال المطبق والمغنطة كما يلي:

$$B = \mu_0 (H + M) = \mu_0 (1 + \chi) H = \mu_0 \mu_r H \tag{6.14}$$

وبالنسبة للمادة البارامغناطيسية حيث كثافة المجال المغناطيسي أكبر منها في الفراغ** ، يدمج M و H، و $\chi > 0$. وبالنسبة للمادة الدايا مغناطيسية تكون $\chi < 0$.

---

* الجدول رقم (٦,١): القابليات المغناطيسية عند درجة حرارة 298K.

Material	$\chi/10^{-6}$
O_2	+1.8
NO	+0.7
N_2	-6.2
H_2O	-9.1
Al	+20.7
Cr	+313
Eu	+14800
$FeCl_2.4H_2O$	+1550

** بالنسبة للفراغ، الذي لا يوجد فيه ثنائيات أقطاب مغناطيسية، يجب أن تكون المغنطة M تساوي صفراً. والفيض في هذه الحالة هو $B = \mu_0 H$. و$\mu_r = (1+\chi)$ معروف بالنفاذية النسبية للمادة. ونظراً لأن χ عادة صغيرة جداً؛ فإن لمعظم الحالات $\mu_r \approx 1$.

(٦,٧,١) مواد بارامغناطيسية (متسامتة التمغنط) **Paramagnetism**

يمكن أن تأخذ ذرة ما عزم ثنائي القطب المغناطيسي الدائم بسبب كلٍّ من كمية الحركة الزاوية المغزلية وكمية الحركة المدارية الكهربية. يمكن أن تعامل الحركة المدارية لأي إلكترون تقليدياً كتيار حلقة نصف قطرها r. ويكون التيار حول الحلقة هو شحنة الإلكترون e، مقسوم على زمن دورة واحدة $\tau = 2\pi r/v$. وتكون قيمة محصلة العزم المغناطيسي resultant magnetic moment هي:

$$m = IA = \frac{evr}{2}$$

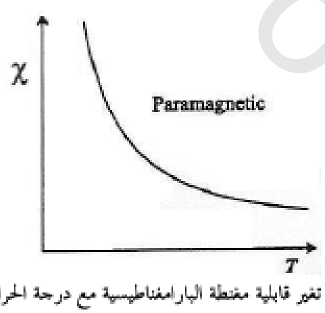
وفي حالة غياب المجال المغناطيسي، يوجه عزوم ثنائي القطب المغناطيسي في عينة غازية أو سائلة عشوائياً. وعندما يتم تطبيق مجال مغناطيسي؛ فإن هناك ميل للعزوم لتصطف بطول اتجاه المجال، تماماً كما في الحالة المماثلة لثنائي القطب الكهربي، وينتج هذا تأثير البارامغناطيسية* الملحوظ. وكمية الحركة الزاوية المدارية لإلكترون هي $L = m_e vr$ وعلى ذلك يمكن كتابة العزم المغناطيسي على النحو التالي:

$$m = \frac{e}{2m_e L} \qquad (6.15)$$

وتحدد ميكانيكا الكم كمية الحركة الزاوية المدارية إلى القيم $\sqrt{l(l+1)}\hbar$ وبناءً على ذلك فإن العزم المغناطيسي المداري orbital magnetic moment يكون:

---

*



تغير قابلية مغنطة البارامغناطيسية مع درجة الحرارة $\chi \propto 1/T$؛ وهذا معروف بقانون كوري.

$$m = \frac{e\hbar}{2m_e}\sqrt{l(l+1)} = \mu_B\sqrt{l(l+1)} \qquad (6.16)$$

حيث يعرف μ_B باسم مغنيتون بوهر Bohr magneton (وهي وحدة قياس عزم الإلكترون المغناطيسي)

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9.274\times10^{-24}\ \mathrm{J\,T^{-1}} \qquad (6.17)$$

ولذلك، فإن عزم ثنائي القطب المغناطيسي لـ $\sqrt{2}\mu_B$ (يقابل $l=1$) يصطف مع مجال مغناطيسي كثافته 10 T، ويمتلك طاقة وضع $U=-mB$ تساوي 1.31×10^{-22} J. وعند درجة حرارة 300K، تكون الطاقة الحرارية kT مساوية للمقدار 4.1×10^{-21} J (تماماً مثل الحالة الكهربية) وطاقة الوضع لثنائي القطب المغناطيسي في مجال مغناطيسي هي أقل بكثير من kT إلا فقط عند درجات الحرارة المنخفضة جداً. وتؤدي زيادة الحركة الحرارية إلى جعل اتجاهات ثنائيات الأقطاب المغناطيسية عشوائية وكذلك تقل قابلية المغنطة البارامغناطيسية للمادة بزيادة درجة الحرارة.

للإلكترون أيضاً كمية حركة زاوية مغزلية تظهر في شكل عزم مغناطيسي مغزلي* spin magnetic moment. وكمية الحركة الزاوية المغزلية يتم قياسها كمياً بوحدات $\sqrt{s(s+1)}\hbar$، وبتعبير مشابه للمعادلة (6.16) يمكن أن تصاغ للعزم المغناطيسي الزاوي. وتظهر التجارب أن العزم المغناطيسي المغزلي يبلغ في الحقيقة ضعف حساباتنا، وعلى أي حال، إن العزم المغناطيسي المغزلي μ_s يساوي:

$$\mu_s = 2\mu_B\sqrt{s(s+1)} \qquad (6.18)$$

* إن العزم المغناطيسي المغزلي بالنسبة للجزيئات هو المهم فقط بسبب المجالات الكهربية الداخلية القوية داخل الجزيء التي تحفظ كمية الحركة الزاوية المدارية للإلكترونات في توجيه ثابت. ونتيجة هذا هي عدم قدرة العزوم المغناطيسية المدارية على صف نفسها في المجال المغناطيسي الخارجي ولذلك لا تساهم في القابلية المغناطيسية. يخبرنا قياس العزم المغناطيسي الدائم بعدد المغازل غير المزدوجة الموجودة في الجزيء.

وعندما يوجد أكثر من إلكترون منفرد، يتم حساب العزم المغناطيسي المغزلي باستخدام S بدلاً من s في المعادلة (6.18)، حيث إن S هو عدد الكم الكلي لكمية الحركة الزاوية المغزلية بالنسبة للذرة أو الجزيء*.

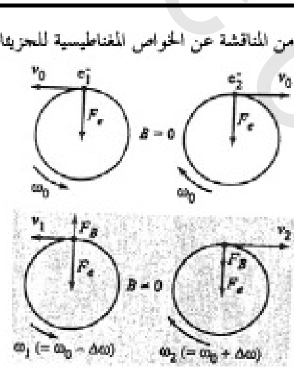
(٦,٧,٢) مواد دايامغناطيسية Diamagnetism

عندما يتم وضع كل الذرات والجزيئات في مجال مغناطيسي فإنها تكتسب عزم ثنائي القطب المغناطيسي المستحث في اتجاه معاكس للمجال المطبق، بموجب قانون لينز. وإذا كانت الذرة أو الجزيء ليس لها عزم مغناطيسي دائم (لأن محصلة كمية الحركة الزاوية المدارية والمغزلية تكون صفراً) ووضعت العينة في مجال مغناطيسي غير منتظم؛ فإنها سوف تولد قوة في اتجاه شدة المجال الضعيفة، على سبيل المثال، وسوف تبتعد عن المجال. وإذا لاحظنا تأثير المجال الخارجي المطبق على ذرة دايامغناطيسية مثل الهيليوم، نجد أن لها مداراً يحتوي على إلكترونين والنواة في الموضع الذي يجعل عزم ثنائي القطب المغناطيسي الصافي يساوي صفراً. وكل إلكترون يدور بتردد زاوي قدره ω_0 ويتحرك تحت تأثير قوة مركزية F_E، وهي كهروستاتيكية في الأصل** . ويؤدي تطبيق مجال مغناطيسي خارجي إلى قوة إضافية F_B، تعطى بواسطة $-e(v\times B)$، التي تؤثر على الإلكترون. والقوة F_B هي قوة عمودية على سرعة الإلكترون وهي إما موازية أو

---

* لمزيد من المناقشة عن الخواص المغناطيسية للجزيئات انظر Orchard: Magnetochemistry OCP 75.

**



موازية ومضادة* للقوة F_E. وعندما يتم تطبيق المجال المغناطيسي فإن القوة الجاذبة المركزية تتغير والسرعة الزاوية تتغير:

$$F_E \pm F_B = m\,\omega_0^2 r \pm e\,\omega r B = m\,\omega^2 r$$

ولهذا فإن:

$$\omega^2 \mp \left(\frac{eB}{m}\right)\omega - \omega_0^2 = 0$$

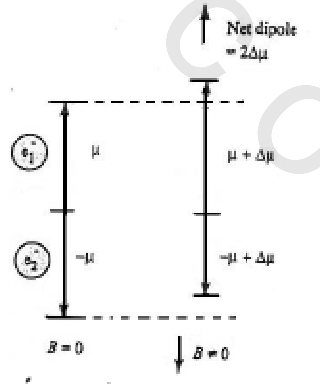
والسرعة الزاوية الجديدة ω، يمكن إيجادها بحل المعادلة السابقة على أن تخضع لشرط أن تكون $\omega_0 >> eB/2m_e$ (هذا الشرط يوجد لأغلب المجالات المغناطيسية الطبيعية) وتعطي بواسطة:

$$\omega = \omega_0 \pm \frac{eB}{2m_e}$$

ويكون تأثير تطبيق المجال المغناطيسي إما لزيادة السرعة الزاوية للإلكترون أو لتقليلها وهو ما يؤدي إلى تغير مقابل للعزم المغناطيسي المداري لكل إلكترون. وهذه النتائج في العزمين المغناطيسيين لإلكترونين يدوران في اتجاهين متضادين لا يلغي بعضهما بعضاً وتظهر في شكل عزم مستحث. وهذا العزم المستحث يكون في الاتجاه المضاد للمجال المطبق B ويؤدي إلى التنافر. والتغير في التردد الزاوي للإلكترون

---

*



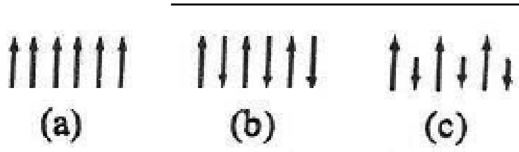
عزم ثنائي القطب المستحث يكون متوازياً ومعاكساً للمجال المطبق كما هو متوقع من قانون لينز.

($eB/2m_e$) يعرف باسم تردد لارمور Larmor frequency ، ω_L ، والتغير المقابل في العزم الزاوي للإلكترون هو $m_e\omega_L r^2$. إن الدايامغناطيسية هي تأثير مستقل عن الحرارة تظهره كل الذرات والجزيئات ، ولكن بشكل عام يسود بأي تأثيرات بارامغناطيسية.

(٦,٧,٣) مواد فرّومغناطيسية Ferromagnetism

تظهر المواد الفرّومغناطيسية مثل الحديد والكوبالت والنيكل تأثيرات مغناطيسية كبيرة جداً ، و لا تتناسب مغنطتها خطياً مع المجال المغناطيسي المطبق. وفي هذه المواد تصطف عزوم ثنائي القطب الفردية متوازية مع بعضهما في مناطق بحجم مجهري تعرف باسم النطاقات domains*. ما هو سبب هذا الاصطفاف الشديد للعزوم المغناطيسية؟ إن التفاعل الأكثر وضوحاً بين ثنائيات الأقطاب المغناطيسية هو تفاعل المجال المغناطيسي لاحد ثنائي القطب مع أقرب المجاورين له. على أية حال ، وكما هو موضح في المقطع (٦,٦,١) ، هذا تفاعل ضعيف للغاية يمكن تجاهله إلا في حالات درجات الحرارة المنخفضة جداً ، والتفاعل بين ثنائيات الأقطاب المسئول عن الفرّومغناطيسية هو ميكانيكي كمي في طبيعته ، ويطلق عليه تفاعل تبادلي exchange interaction. يؤدي هذا التفاعل التبادلي إلى أن طاقة أي اثنين من ثنائيات الأقطاب المتجاورة تكون قليلة جداً عندما يكونان متوازيين أكثر من أي شكل آخر ؛ ولذلك تجبر ثنائيات الأقطاب بقوة لتكون متوازية مع بعضها. ويمكن أن يزول هذا الاصطفاف فقط بتسخين المواد الفرّومغناطيسية ، وعند درجات الحرارة المرتفعة المواد الفرّومغناطيسية تسلك سلوكاً

*

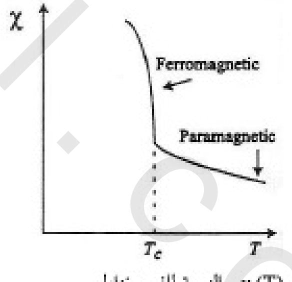


ترتيبات ثنائي القطب المغناطيسي في (أ) فرّومغناطيسية (ب) فرّومغناطيسية مضادة (ج) مواد فرّومغناطيسية

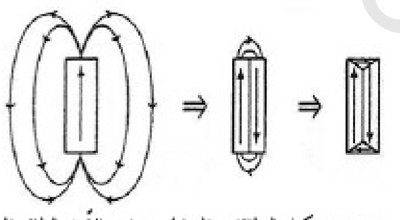
بارامغناطيسي. ودرجة الحرارة التي يتم عندها هذا التحول تعرف على أنها درجة حرارة كوري* Curie temperature.

ويمكن أن توجد المواد الفرّومغناطيسية في حالة غير ممغنطة ؛ لأن هناك ميولاً قوياً للمادة لتنشطر إلى نطاقات مغناطيسية magnetic domains ، لكل واحد منها اتجاه مختلف عن المغنطة ، ويؤدي ذلك إلى مغنطة مجهرية صفر. وتتشكل النطاقات** على الرغم من حقيقة وجود ثنائيات الأقطاب على حدودها غير المتوازية ؛ لأنه كلما زاد عدد النطاقات ، قل المجال المغناطيسي خارج المادة ، وتنخفض الطاقة المخزنة في المجال. ويتم موازنة هذا الانخفاض بالطاقة المخزنة في عمل جدران النطاق ، وحالة الاتزان لأي طاقة كلية مخزنة تحدث عندما تكون في أدنى حد. والأبعاد المثالية للنطاق هي حوالي ١٠٠ نانوميتر 100nm.

وعندما يتم تطبيق مجال مغناطيسي على عينة من المواد الفرّومغناطيسية ، فإن جدران النطاق تتحرك ؛ ولذلك فإن نمو المناطق التي لها نفس الاتجاه من المغنطة تفضل على أن تكون متوازية مع المجال الخارجي. وكلما زادت قوة المجال المغناطيسي

*


χ (T) بالنسبة للفرومغناطيسي

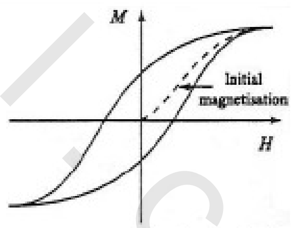
**

يوضح تشكيل النطاقات المغناطيسية اختزالاً في الطاقة المخزنة في المجال المغناطيسي.

الخارجي، فإن النطاقات تدور ككل؛ ولذلك مغنطتها تكون متوازية مع المجال المطبق. وعندما تصطف كل متجهات المغنطة بشكل صحيح تماماً؛ فإن المغنطة تصل إلى قيمة محدودة ويتشبع النظام saturated. وعندما يزال المجال الخارجي فإن المواد تميل للرجوع إلى حالتها غير الممغنطة. على أية حال، لا ترجع المغنطة إلى الصفر لأن حدود النطاقات لا يمكن أن ترجع تماماً إلى أوضاعها الأصلية. ولا يملك النظام الطاقة الكافية لتحريك حدود النطاقات فوق أي حواجز طاقة قد تكون موجودة بسبب تأثيرات التبلور والشوائب والإزاحات. ولذلك فإن منحنى فقد المغنطة لا يتبع نفس المسار الذي يتبعه منحنى المغنطة. وتأخر منحنيات المغنطة المتطابقة، وفقد المغنطة المتطابقة تعرف باسم *تخلف مغناطيسي** hysteresis، وقد يصبح كبير للغاية في بعض المواد، وهو المسئول عن وجود مغناطيسات دائمة عالية المغنطة.

وفي بعض المواد يؤدي التفاعل التبادلي إلى حالة تصطف فيها العزوم المغناطيسية المتجاورة في ترتيب متوازٍ متضاد. ومثل هذه المواد معروفة بفرّومغناطيسيات مضادة** . إن هذه المواد تُظهر سلوكاً مغناطيسيًّا قليلاً للغاية حتى يتم تسخينها أكبر من درجة

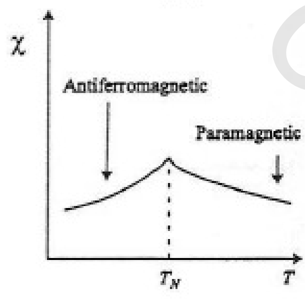
---

*



حلقة التخلف المغناطيسية

**



χ(T) بالنسبة للفرّومغناطيس

الحرارة المميزة، معروفة بدرجة حرارة نيل Neel temperature T_N، حيث يصبح التفاعل التبادلي مسيطراً بحركة حرارية. وفي درجات حرارة أكبر من T_N تظهر الفرّومغناطيسات المضادة سلوكاً بارامغناطيسيًا. والأنواع التي تصطف فيها ثنائيات الأقطاب المتجاورة بأسلوب متوازٍ متضاد، لكنها غير متساوية في المقدار تعرف باسم الفرّيمغناطيسات ferrimagnets، وتظهر هذه المواد خواصًا مماثلة للفرّومغناطيسيات لكن على مقياس منخفض. وقد تم الحصول على المعلومات التركيبية عن المواد المغناطيسية من تجارب حيود النيوترونات. للنيوترون عزماً مغناطيسياً على الرغم من عدم امتلاكه شحنة؛ ولذلك يكون حساساً لتوزيع عزوم ثنائي القطب داخل المادة.

(٦,٨) استخدام المجالات المغناطيسية في الدراسات الطيفية
Uses of magnetic fields in spectroscopy

سوف ننهي هذا الفصل بمناقشة موجزة لتطبيق المجالات المغناطيسية على الدراسات الطيفية.

(٦,٨,١) الرنين المغناطيسي النووي (NMR)
Nuclear magnetic resonance (NMR)

لقد رأينا في المقطع السابق أن الإلكترون يمتلك عزماً زاويًا مغزليًا وعزماً مغناطيسيًا مشاركاً. وللجسيمات الأولية الأخرى (مثل البروتونات، والنيوترونات) أيضاً مغزل داخلي، وهكذا للعديد من النويات كمية حركة زاوية مغزلية* I لا تساوي صفراً. لذلك يوجد عزم مغناطيسي نووي، μ، يتناسب مع كمية الحركة الزاوية المغزلية النووية:

$$\mu = \gamma I \qquad (6.19)$$

* عدد الكم المغزلي I لنوياتٍ لها قيمة عدد صحيح، أو نصف عدد صحيح.

حيث إن ثابت التناسب هو γ معروف *بالنسبة الجيرومغناطيسية** *gyromagnetic ratio*. ومقدار كمية الحركة الزاوية النووية واتجاهها تم حسابهما كمياً، وكذلك كمية الحركة الزاوية لنواة لها مغزل I له تقدير احتمالي $2I+1$ على محور مختار عشوائياً، مثل محور z، z-axis: على سبيل المثال مُركبه محور z لـ I يرمز له بالرمز I_z، وهو مكمم quantised، ويعطى بواسطة العلاقة:

$$I_Z = m_I \hbar \qquad (6.20)$$

حيث m_1، العدد الكمي المغناطيسي، ذو القيمة $2I+1$ ويأخذ القيم بين $+I$ و$-I$:

$$m_I = I, I-1, I-2, \ldots, -I+1, -I \qquad (6.21)$$

على سبيل المثال، كمية الحركة الزاوية النووية لبروتون له $I=1/2$، وله اتجاهين مسموحين $I_z = \pm 1/2\hbar$. وفي حالة غياب المجال المغناطيسي، تنحل كل اتجاهات المغزل I النووية، وتطبيق المجال المغناطيسي يزيل هذا الانحلال. إن الطاقة U، للعزم المغناطيسي μ، في المجال المغناطيسي B هي:

$$U = -\mu . B \qquad (6.22)$$

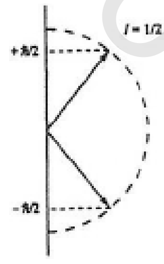
وفي حالة وجود مجال مغناطيسي قوي، يتوافق تكميم المحور z مع اتجاه المجال ويُختزل ناتج حاصل الضرب القياسي إلى**:

---

* الجدول رقم (٦،٢): أعداد الكم المغزلية النووية والنسب الجيرومغناطيسية لبعض النويدات nuclides الموجودة عموماً

Nuclide	I	$\gamma / 10^7\ T^{-1}\ s^{-1}$
^1H	½	26.75
^{13}C	½	6.73
^{19}F	½	25.18
^{31}P	½	10.84
^2H	1	4.11
^{14}N	1	1.93

†



تكميم فضاء لكمية حركية زاوية نووية.

$$U = -\mu_z B$$

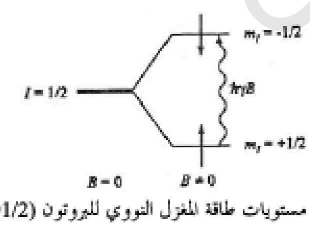
حيث μ_z هي مسقط μ على B. ولذلك تعطى الطاقة بواسطة العلاقة التالية:

$$U = -m_1 \hbar \gamma B$$

ولذلك تزاح طاقة النواة بالكمية التي تتناسب مع قوة المجال المغناطيسي، ونسبة الجيرومغناطيسية ومُركبه z لكمية الحركة الزاوية. والحالات $2I+1$ لمغزل النواة I الذي تولد سابقاً في غياب المجال، ويكون على أبعاد متساوية بفجوة طاقة تساوي $\hbar\gamma B$. في حالة البروتون، تكون الحالة $m_1 = +1/2$ أقل طاقة من الحالة $m_1 = -1/2$ (γ موجبة) وهناك فرق في مستويات الطاقة مع زيادة طفيفة في مغازل $m_1 = +1/2$ عن مغازل $m_1 = -1/2$ (بموجب توزيع بولتزمان Boltzmann distribution)*. وإذا خضعت العينة لإشعاع تردده f فإن شرط الرنين التالي يكون كافياً:

$$hf = \hbar\gamma B \qquad (6.23)$$

ثم يحدث امتصاص ومغازل $m_1 = +1/2$ يمكن أن تجعل الانتقال إلى الحالة $m_1 = -1/2$. وترددات الرنين المثالية للبروتون تبلغ 400 MHz؛ ولذلك يتطلب تردد موجات الراديو لحث "التقلبات المغزلية" "spin flips" النووية. ويختلف المجال المغناطيسي الناتج عن نواة في جزيء بشكل طفيف عن المجال المطبق، وتردد الرنين المثالي يكون مميزاً للمحيط الكيميائي للنواة. وتتضمن دراسات الرنين النووي المغناطيسي** NMR تطبيق مجال مغناطيسي على العينة، ويلاحظ تردد الرنين لمجموعات منفردة لنويات

*


مستويات طاقة المغزل النووي للبروتون (I=1/2) في مجال مغناطيسي

** لمزيد من المعلومات عن الرنين المغناطيسي النووي تجدها في: Hore: Nuclear Magnetic Resonance OCP 32

داخل الجزيء. يستخدم الرنين النووي المغناطيسي بتوسع كبير للدراسات الديناميكية والتركيبية ؛ لأنه تقريباً كل الجزيئات تحتوي على بعض الذرات ذات مغزل نووي لا يساوي صفراً. والمماثل للرنين المغناطيسي النووي NMR هو طيف الرنين المغزلي للإلكترون Electron Spin Resonance Spectroscopy (ESR)، حيث إن المجال الإشعاعي يحث الانتقالات المغزلية في الجزيئات التي تحتوي على إلكترونات غير مزدوجة (منفردة). والتحليل لهذه الانتقالات تماماً مثل ما هو موضح في المناقشة السابقة. إن انشقاق مستويات المغزل الإلكتروني في وجود مجال مغناطيسي يكون أكبر بكثير بالنسبة للنويات (بسبب الاختلاف في مقادير كل من المغنيتونات النووية ومغنيتونات بوهر) ؛ ولذلك تتطلب هذه التقنية موجات ميكروويف لحث الانتقالات. إن الرنين المغزلي الإلكتروني ESR أقل انتشاراً من حيث التطبيق مقارنة بالرنين المغناطيسي النووي NMR، وذلك لأنها تتطلب وجود إلكترونٍ منفردٍ*.

(٦,٨,٢) تأثير زيمان The Zeeman effect

إن تأثير زيمان هو انشقاق الانتقال الذري بتطبيق مجال مغناطيسي. إذا تفحصنا مثلاً الترتيب الإلكتروني الأرضي (الأساسي) للهيليوم الذي يحتوي على إلكترونين مزدوجين مستقرين في المدار s. وللمدار s رقم كمي لكمية الحركة الزاوية المدارية يساوي صفراً، ومحصلة كمية الحركة الزاوية المغزلية للإلكترونين المزدوجين هي صفر. ولذلك ليس للذرة في مستوى طاقتها الأرضية (الأساسية) عزم مغناطيسي ذري، ولا تتفاعل مع المجال المغناطيسي، فيما عدا تأثير دايامغناطيسي ضعيف وهو ما سوف نهمله. فإذا كان الهيليوم في الحالة الالكترونية المثارة حيث يكون لكل من الإلكترونين مغزل متوازٍ متضاد، ولكن يوجد إلكترون في المدار s السفلي بينما الإلكترون الثاني

* لا يمكن كشف ^{16}O و ^{12}C باستخدام الرنين النووي المغناطيسي لامتلاك $I = 0$.

يقع في مدار الطاقة p الأقل* ؛ ولذلك فإن الذرة يكون لها عزم مغناطيسي ذري نتيجة الحركة الزاوية المدارية الذي يرتبط بإلكترون p (l=1). وطاقة التفاعل للذرة المثارة مع المجال المغناطيسي تكون :

$$U = -m \cdot B = \frac{\mu_B}{\hbar} L_z B$$

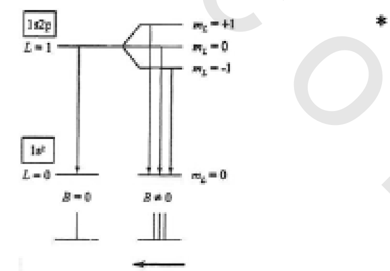
ومركبه محور z لـ L تُعرف بالعدد الكمي m_L ، ولذلك :

$$U = m_L \mu_B B$$

إذا كانت $L = 0$ فقط فإن $m_L = 0$ ، ولا يوجد أي تغير في الطاقة عندما يتم تطبيق المجال المغناطيسي. حتى إذا كانت $L \neq 1$ ، فإن مركبه $m_L = 0$ لمثل هذه الحالة لا تتغير بالمجال ، ولكن تزاح الطاقات لمُركبات m_L الأخرى. الآن نعتبر التألق (الإشعاع) الذري من الحالة المثارة للهيليوم بالنسبة للمستوى الأرضي ground state. فإذا كان المجال المغناطيسي يساوي صفراً ، فإن الانتقال من الترتيب $1s^1 2p^1$ إلى الترتيب $1s^2$ يتكون من خط منفرد في الفراغ فوق البنفسجي عند $171129.148 cm^{-1}$. وفي وجود المجال المغناطيسي ، ينشق مستوى الطاقة المثار إلى ثلاثة مستويات بقيم m_L=-1, 0, +1. وقاعدة الاختيار selection rule التي تحكم الانتقالات المسموح بها هي $\Delta m_L = 0, \pm 1$ ، وهكذا ينشق الانبعاث إلى ثلاثة انتقالات متقاربة جداً عند 171129.615 ، 171129.148 و $171128.681 cm^{-1}$ لمجال قدره 1.0 T. إن تأثير زيمان مفيد جداً في تحديد رموز المصطلح الذري** .

---

*



انشقاق زيمان لخط الانبعاث الذري في الهليليوم

** لمزيد من المناقشة على تأثير زيمان تجدها في: Softley: Atomic Spectra OCP 19.