

(II)

Summary:

Magnetic dipole moment

$$\vec{m} = I a \hat{n}$$

↓
dipole momentum of the molecule

↓
⊥ to the plane of the loop

Magnetization

$$\vec{M} = n \vec{m}$$

↓
number of molecule per volume

Key step

$$\vec{M} = i_{\text{eff}}$$

↓

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_{\text{free}}$$

with / $\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} - \vec{M}$

↓

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_{\text{free}}$$

For linear medium

$$\vec{M} \propto \vec{H}$$

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

Substitute into

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} - \vec{M}$$

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

$$\Rightarrow \frac{1}{1 + \chi_m} \vec{B} = \vec{B}_0$$

$$\Rightarrow \frac{|\vec{B}|}{|\vec{B}_0|} = 1 + \chi_m = \kappa_m = \frac{\mu}{\mu_0}$$

Maxwell Equation in Medium

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_{\text{free}} \quad (1) \quad \vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

$$\downarrow$$
$$\epsilon \nabla \cdot \vec{E} = \rho_{\text{free}}$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho_{\text{free}}}{\epsilon}$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{unchanged} \quad (2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{unchanged} \quad (3)$$

Static case

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_{\text{free}} \quad (4)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$$

Dynamical
Case

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_f + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu} \vec{B}$$

$\Rightarrow$ Maxwell's Equation

Remarks

$\rho_f, \vec{J}_f$ are involved
 $\epsilon, \mu \rightarrow$ information of
the medium

In dynamical case

↓
"displacement current"
has to be added
in order
the continuity
equation
(charge conservation)
is
satisfied

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_{\text{free}} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (4)'$$

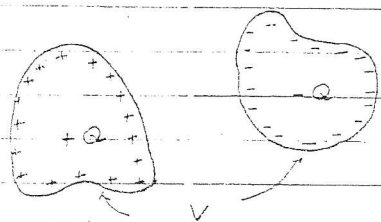
① + ② + ③ + ④' $\Rightarrow$ Maxwell equation in medium

第五節 電容及電介質

簡介 在本節中我們將討論電容及電介質

基本觀念

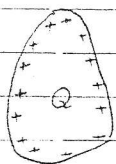
兩個隔絕的帶着大小相同而符號相反的導體構成一電容的系統。



若導體所帶之電荷分別為 $Q, -Q$ ，而兩導體間之電勢差為 V 則該系統之電容定義為

$$C = \frac{Q}{V} \quad (1)$$

此一觀念有時也推廣到一個帶電荷導體的情形，若一導體所帶之電荷為 Q ，其電位



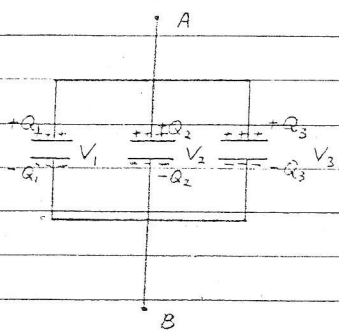
為 V (我們取離該導體無窮遠處之電位為零)

則其電容也定義為

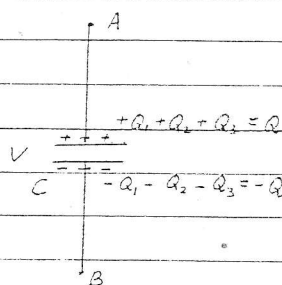
$$C = \frac{Q}{V} \quad (2)$$

電容之串聯與並聯

(a) 並聯



此一系統之電容為



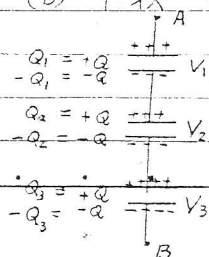
之電容相同

$$\text{由於 } V_1 = V_2 = V_3 = V = V_A - V_B \quad (3)$$

$$Q_1 + Q_2 + Q_3 = Q, \quad Q_1 = C_1 V_1, \quad Q_2 = C_2 V_2, \quad Q_3 = C_3 V_3 \quad (4)$$

$$\text{因此 } C = C_1 + C_2 + C_3 \quad (5)$$

(b) 串聯



之電容為 V 之電容相同

由於 $V_1 + V_2 + V_3 = V = V_1 - V_3$ (6)

$Q_1 = Q_2 = Q_3 = Q$ (7)

$Q_1 = C_1 V_1, Q_2 = C_2 V_2, Q_3 = C_3 V_3$ (8)

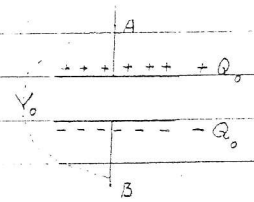
因此 $\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3}$ (9)

我們現在來討論電介體及電介質常數

(a) 巨觀的描述

電介體是絕緣物質，它不允許電荷通過，它也不含“自由電子”，但可被偏極化。

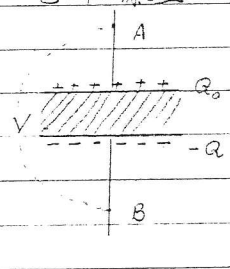
若以下的裝置中兩板間的空間是真空



$C_0 = \frac{Q}{V_0}$ (10)

C_0 代表在真空中此一系統之電容

若以電介體置於兩板之間同時維持在平板上之電荷不變



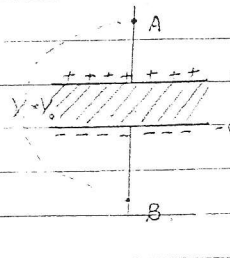
我們發現其電位差由 V_0 變成 $V < V_0$

V 與 V_0 之間之關係為

$V = \frac{V_0}{\kappa_0} \quad \kappa_0 > 1$ (11)

當然其電容由 C_0 變成 $C = \kappa_0 C_0$ (12)

若以電介體置於兩板之間但設法維持其電位不變，則我們發現



在兩平板上電荷之大小由 Q_0 變成 $Q > Q_0$

Q 與 Q_0 之間的關係是

$Q = \kappa_0 Q_0$ (13)

此處之 κ_0 與 (11) 式中之所得之值相同，此時之電容 $C = \kappa_0 C_0$ (14)

因此以上兩個實驗結果均要求 $C = \kappa_0 C_0$ ， κ_0 為置於兩板間之電介體之性質

分類：

編號： 3

總號：

有關，我們稱之為該電介質之介電常數， $\epsilon_0 \epsilon_r \equiv \epsilon$ 稱為該電介質之電容率。

此處 ϵ_r 是真空中電容率。

(b) 我們現在要從微觀的觀念來了解以上之結果

電介質之分子可分成

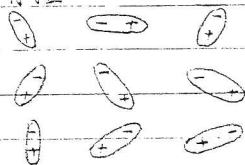
(i) 有極分子：分子中正電荷與負電荷之中心不相重，此類分子有永久的電偶極矩

(ii) 非極分子：分子中正電荷與負電荷之中心相重，此類分子無永久的電偶極矩。

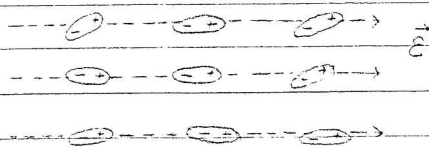
當無外加電場時

當外加電場時

(i) 有極分子

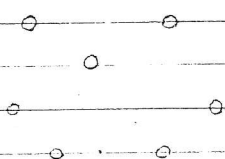


電偶極矩之指向是無規的
因此總電偶極矩為零

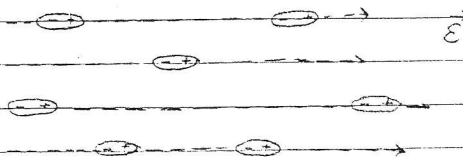


由於外加電場使得電偶極矩
沿電場排列而使得總電偶極
不為零

(ii) 非極分子

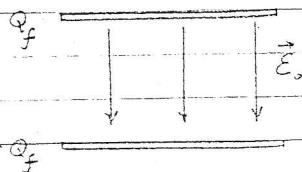


非極分子無永久的電偶極
因此在無電場時無總電
偶極矩



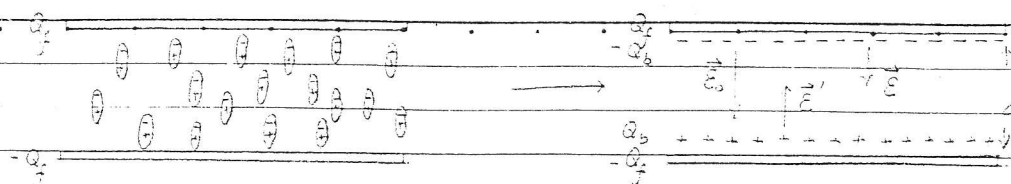
由於外加電場使得分子中正電荷
與負電荷的中心分開而產生電偶
極矩，稱為感應電偶極。

因此不論是有極及非極分子，外加電場會產生沿此電場之淨電偶極



Q_f ：自由電荷在真空情況下產生一均勻電場 E_0 。

若將電介質置於兩平板之間則情況如下：



$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$$

(15)

此處 $\vec{E}$ 是將電介質置於兩平板後電場之強度
 $\vec{E}_0$ 是電介質置於兩平板前之電場強度
 $\vec{E}'$ 是由感應電荷 $-Q_b$ 及 Q_b 所產生之電場強度

$$|\vec{E}| = \frac{|Q_f| - |Q_b|}{A\epsilon_0}$$

(16)

$|Q_b|$ 與 $\vec{P}$ 之間的關係

$\vec{P}$ 是在單位體積中介質之電偶極矩 $= n\vec{p}$, ρ 是介質之偏極化

此處 n 是單位體積中之分子數, $\vec{p}$ 是每個分子之電偶極矩

因此該介質之總電偶極矩之大小 $= \rho A d$, d 是兩板間的距離
 體積 (17)

由 $-Q_b$ 及 Q_b 離 d 時之電偶極大小為 $|Q_b| d$ (18)

(17) 式及 (18) 式之結果應當相等也即是 $\rho A d = |Q_b| d$ (19)

由 (15) 式及 (19) 式得

$$|\vec{E}| = \frac{1}{\epsilon_0} (\sigma_{free} - |\vec{P}|)$$

(20)

此處 $\sigma_{free} = \frac{|Q_f|}{A}$ (21)

很多電介質中 $\vec{P} \propto \vec{E}$ (22)

$\vec{P} = \chi_e \epsilon_0 \vec{E}$, 此處 χ_e 是該介質之電極化率 (23)

由於 $\vec{E}' = -\chi_e \vec{E}$ (24)

將 (24) 式代入 (15) 式得

$$(1 + \chi_e) \vec{E} = \vec{E}_0$$

(25)

由於 $V = \vec{E}d$, $V_0 = |\vec{E}_0|d$, 所以

$$\frac{V}{V_0} = \frac{1}{1 + \chi_0} \quad (26)$$

比較第(11)式及(26)式得

$$\kappa_0 = 1 + \chi_0 \quad (27)$$

電位移 $\vec{D}$ 之定義為

$$\begin{aligned} \vec{D} &\equiv \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \\ &= \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon_0 \chi_0 \vec{E} \\ &= \epsilon_0 (1 + \chi_0) \vec{E} \\ &= \epsilon \vec{E} \end{aligned} \quad (28)$$

$$\text{此處 } \epsilon = \epsilon_0 (1 + \chi_0) = \epsilon_0 \kappa_0 \quad (29)$$

第(20)式可寫成

$$\hat{U}_N (\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) = \sigma_{free} \quad (30)$$

因此

$$\oint \vec{D} \cdot d\vec{S} = Q_{free} \quad (31)$$

利用(31)可寫成

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{S} = \frac{Q_{free}}{\epsilon} \quad (32)$$

所以當我們計算在電介體中之電場時其方法可在真空中相同。唯一的不

同是需要將 $\epsilon_0 \rightarrow \epsilon = \kappa_0 \epsilon_0$.

(33)

居禮定律

$$\vec{P} = \chi_0 \epsilon_0 \vec{E} \quad (34)$$

一般而言,物質的偏極化是由 (1) 感應電偶極,此一效應與溫度無關。

分類:	
編號:	6
總號:	

(ii) 外在電場使得分子之電偶極矩沿著電場排列，但分子之熱運動會破壞此一效應。

因此我們預計此一效應將隨溫度之減低而加大。

實驗結果顯示，很多介質滿足以下之公式

$$\epsilon = A + \frac{B}{T} \quad (35)$$

稱為居禮定律，顯然地第一項來自感應電偶極矩第二項來自永久電偶極矩之排列。

儲存在電容器中之電位能

$$\begin{array}{ccc} V \left\{ \begin{array}{l} \text{---} +q \\ \text{---} -q \end{array} \right. & \longrightarrow & \begin{array}{l} \text{---} +(\frac{q}{\epsilon} + dq) \\ \text{---} -(\frac{q}{\epsilon} + dq) \end{array} \\ V_0 = \frac{q}{\epsilon} \end{array}$$

需將 dq 由帶負電的平板移至帶正電的平板，所需作之功

$$dW = dq \cdot V = dq \frac{q}{\epsilon} \quad (36)$$

$$\longrightarrow V = \frac{Q}{\epsilon} \left\{ \begin{array}{l} \text{---} +Q \\ \text{---} -Q \end{array} \right. \quad \uparrow d$$

$$\text{所需作的功為 } W = \int_0^Q \frac{1}{\epsilon} q \, dq = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{\epsilon} = \frac{1}{2} C V^2 \quad (37)$$

因此以上的電容器中所儲存之電位能

$$U_E = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{\epsilon} = \frac{1}{2} C V^2$$

在兩個平行板之時候，在兩板間的電場強度為 $\frac{V}{d}$ ，在兩板外的電場為零

此一電容器的電容為 $C = \frac{A \epsilon_0}{d}$ ($|\vec{E}| = \frac{Q}{A \epsilon_0}$, $V = |\vec{E}| d$, $C = \frac{Q}{V}$)

$$\begin{aligned} \text{所以 } U_E &= \frac{1}{2} \frac{A \epsilon_0}{d} V^2 \\ &= \frac{1}{2} \epsilon_0 \left(\frac{V}{d} \right)^2 A d \end{aligned} \quad (38)$$

$$\text{因此 } \frac{U_E}{A d} = \frac{1}{2} \epsilon_0 |\vec{E}|^2 \quad (39)$$

$$\text{也即是電位能之密度為 } u_E = \frac{1}{2} \epsilon_0 |\vec{E}|^2 \quad (40)$$

分類:
編號:
總號:

magnetic dipole 之來源

Magnetism in Material Medium

- (i) orbiting electron $\Rightarrow$ current loop
 - (ii) intrinsic spin of the electron
 - (iii) intrinsic spin of the nucleus
- } 原子物理

Diamagnetic materials

未加磁場時, 原子不帶磁矩

molecules do not possess a magnetic moment in the absence of an external magnetic field

Apply magnetic field $\Rightarrow$ magnetic dipoles are produced in a direction opposite to the applied magnetic field

抗磁性

Paramagnetic material

molecules and atoms have permanent magnetic dipole moment, interaction between neighboring molecules is negligible

in the absence of applied magnetic field $\Rightarrow$ the orientation is random

Apply magnetic field $\Rightarrow$ magnetic dipoles are lined-up along the direction of the applied magnetic field

$\rightarrow$ Magnetization

$$\vec{M} = \text{magnetic dipole moment / volume}$$

$$= N \vec{m}$$

$\downarrow$ magnetic moment / molecule

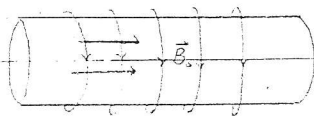
number of molecule / volume

第六節 物質的磁化

簡介 我們在此節中將討論在介質中電流及磁感應之關係

基本觀念

(a) 巨觀的描述



一 無窮長的螺線圈置於真空中，若線圈上有電流 I 通過

則在螺線管中會產生一均勻之磁感應場 B 。

若將介質置於螺線圈內，則我們發現其磁感應場變成 B

我們定義

$$\frac{|B|}{|B_0|} = \kappa_m \quad (1)$$

此處 κ_m 稱為該介質之相對磁導率。

一般物質可分為 (i) 抗磁性 (ii) 順磁性 (iii) 鐵磁性 (iv) 反鐵磁性 及 (v) 亞鐵磁性。

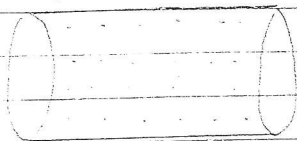
我們將首先討論前兩種，稍後再討論後三種。

在抗磁性時 $\kappa_m < 1$ ，在順磁性時 $\kappa_m > 1$

(b) 對以上結果之微觀了解

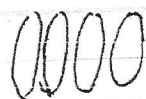
(i) 抗磁性物質

當抗磁性物質在未加磁場時，它的原子不帶磁矩



當抗磁性物質在受一外加磁場後，則其原子會產生磁矩，其方向與外加磁場之方向相反

Magnetism in Matter



inside : vacuum

current I



$\vec{B}_0$

along $\hat{z}$ direction

inside : medium

$\vec{B}$

different from $\vec{B}_0$



magnetic dipole moment

$$\vec{M} \propto \vec{B}_M$$

Orbital magnetic dipole moment



loop model

$$\vec{\mu}_{\text{orb}} = -\frac{e}{2m} \vec{L}$$

start with

$$\vec{\mu}_{\text{orb}} = i A$$



current

area



See P. A of note.

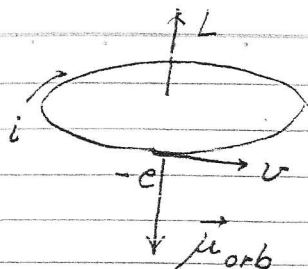
Spin magnetic moment

$$\vec{\mu}_s = -\frac{e}{m} \vec{S}$$



See P. A. of the note.

Magnetism and Electrons



$$\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$$

Orbital Magnetic Moment

$$|\vec{\mu}_{\text{orbit}}| = i A$$

$$A = \pi r^2$$

$$i = \frac{e}{T}$$

$$T = \frac{2\pi r}{v}$$

$$i = \frac{e}{\frac{2\pi r}{v}} = \frac{ev}{2\pi r}$$

$$\mu = \frac{ev}{2\pi r} \pi r^2 = \frac{evr}{2}$$

$$= \frac{emvr}{2m} = \frac{eL}{2m}$$

$$\vec{\mu}_{\text{orb}} = -\frac{e}{2m} \vec{L}_{\text{orbit}}$$

$$\mu_{\text{orb},z} = -\frac{e}{2m} L_{\text{orb},z}$$

$$L_{\text{orb},z} = m_l \hbar$$

$$= m \frac{h}{2\pi}$$

$$= -\frac{e}{2m} m_l \frac{h}{2\pi}$$

$$= -\frac{eh}{4\pi m} m_l$$

μ_B
↓

Bohr magneton

Put a dipole in a $\vec{B}_{\text{ext}}$ field along z direction

$$U = -\mu_{\text{orb},z} B_{\text{ext}}$$

$$\vec{S} \sim \vec{L}$$

$$\vec{\mu}_s = -\frac{e}{m} \vec{S}$$



similar to $\vec{L}$

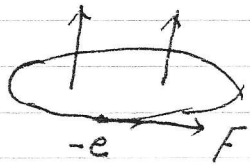
No external $\vec{B}$ field

unpolar molecule

polar molecule with random direction

$\Rightarrow$ average magnetic moment. $= 0$

Induced dipole ^{magnet} moment $\rightarrow$ diamagnetism



B along z

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \frac{d}{dt} \Phi_B$$

$$E \cdot 2\pi r = - \frac{d}{dt} (B \pi r^2)$$

$$E = - \frac{r}{2} \frac{dB}{dt}$$

$B \rightarrow$ increase
from $0 \rightarrow B$

EMF counterclockwise

F on electron, see the graph

$$\vec{\tau} = \vec{r} \times \vec{F} \quad \text{along } z \text{ direction}$$

$$\frac{dL}{dt} = \frac{er^2}{2} \frac{dB}{dt}$$

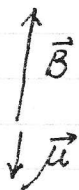
$$\Delta L \sim \frac{er^2}{2} B$$

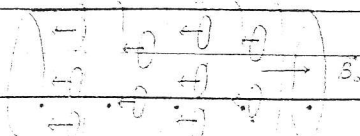
change of dipole moment

$$\Delta \mu = - \frac{e^2 r^2}{2m} \Delta L = - \frac{e^2 r^2}{4m} B$$

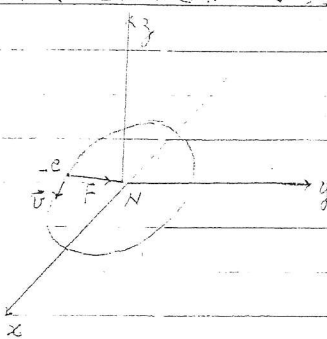
due to the
external field

along $-z$ direction





我們現在從原子的觀念來討論此問題



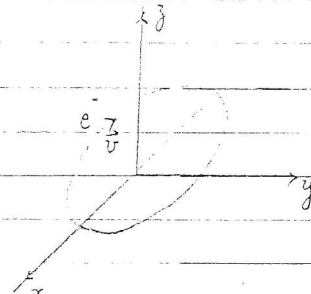
若電子以在 $x-y$ 平面作等速圓周運動則其所受之力

$$F = m_p \omega^2 r$$

此處 r 是電子運動的半徑, ω 是角速度, F 是來自核子對電子所施之力

當電子沿反時鐘方向運動時, 它之磁矩為

$$-\frac{e}{2\pi} \omega (\pi r^2)$$



其方向為沿 $-z$ 軸

但由於電子有同等的機會沿順時鐘方向運行,

因此當沒有外加 B 場時其平均磁矩為零

當外加一沿 z 軸之 B 場則其所受之力為 $F \pm e \omega_p B$ (指向核心), 此處 $+$, $-$ 號分別是指電子是反時鐘, 及順時鐘方向運動的情形

假設 B 不大因此不改變電子之半徑, 則由運動方程式

$$m_p \omega^2 \pm e \omega_p B = m_p \omega^2$$

在反時鐘運行時

$$m_p \omega^2 + e \omega_p B = m_p \omega^2$$

$$m (\omega^2 - \omega_0^2) = e \omega B$$

$$m (\omega - \omega_0)(\omega + \omega_0) = e \omega B$$

若 B 不大時 $\omega + \omega_0 \approx 2\omega_0$, 則

$$\Delta \omega = \frac{e}{2m_p} B, \text{ 其磁矩} = \frac{e(\omega_0 + \frac{e}{2m_p} B)(\pi r^2)}{2\pi} \hat{z}$$

同理當有時鐘時

$$\Delta \omega = - \frac{e}{2m_e} B$$

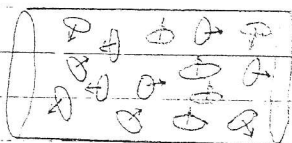
$$\text{則其磁矩} = + e(\omega - \frac{e}{2m_e} B) (\pi \rho^2) \frac{1}{2\pi} \hat{z}$$

$$\text{所以兩者之平均磁矩為} = \frac{e \hbar^2}{4m_e} B \hat{z}$$

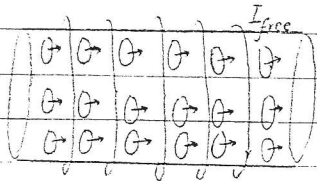
也即是每個原子當有外加磁感應時會產生一平均磁矩，其方向與外加 B 方向相反而為其大小成正比

(ii) 順磁性物質

這些物質的分子本身帶有永久性磁矩，但在無外加 B 場其磁矩之方向是無規的



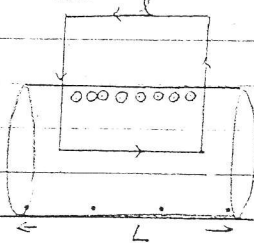
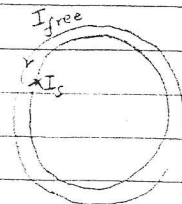
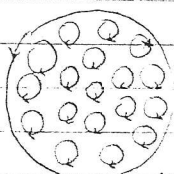
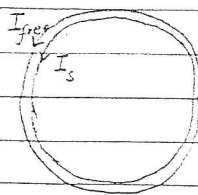
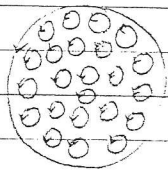
但當外加一磁場時則磁矩則沿 B 場之方向排列而形成以下的情形



在兩種情況下

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'$$

此處 B' 是由感應磁矩所產生之磁感應場



$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = B l = \mu_0 (N I + I_{eff})$$

$$\text{故 } |\vec{B}| = \mu_0 \frac{N}{l} I + \mu_0 \frac{I_{eff}}{l}$$

因此 $|\vec{B}| = \mu_0 n' I + \mu_0 i_{\text{eff}}$

此處 i_{eff} 是單位長度中之有效電流， n' 是單位長度中之線圈數

我們現在希望找出 i_{eff} 及 $|\vec{M}|$ 之間的關係

$\vec{M}$ 是單位體積中之磁矩，則整個圓筒中之總磁矩 = $|\vec{M}| AL$

若將整個圓筒當成一磁矩，則其磁矩則其磁矩 = $I_{\text{eff}}^{\text{tot}} A$

以上兩結果必須相同，因此 $\vec{M} = \frac{I_{\text{eff}}^{\text{tot}}}{L} = i_{\text{eff}}$

所以 $\vec{B} = \mu_0 (n' I + |\vec{M}|)$

也即是 $\frac{1}{\mu_0} \vec{B} - |\vec{M}| = n' I$

由於 $\vec{B}$ ， $\vec{M}$ 是沿同一方向

定義 $\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} - \vec{M}$ 為磁場強度則顯然地取以上之圖得

$$\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = \oint \frac{1}{\mu_0} \vec{B} \cdot d\vec{l} - i_{\text{eff}} \cdot l$$

$$H l = N I = I_{\text{free}}$$

也即是 $\oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_{\text{free}}$

此即是在介質中之公式

由於 $\vec{M} = n \vec{m}$ 此處 n 是單位體積中之磁矩數，而我們採用的模型顯示

$$\vec{m} \propto \vec{B}, \text{ 因此 } \vec{M} \propto \vec{B}, \text{ 同時 } \vec{H} \text{ 也 } \propto \vec{B}, \text{ 所以 } \vec{M} \propto \vec{H}$$

我們將此一關係寫成

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

此處 χ_m 稱為磁化率

代入 $\vec{H} = \frac{1}{\mu_0} \vec{B} - \vec{M}$ 得

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

令 $\mu = \mu_0(1 + \chi_m)$ 則得

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad \text{若此公式成立，則} \quad \oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu I$$

由於 $\vec{B} = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{M}$

$$= \vec{B}_0 + \mu_0 \chi_m \vec{H}$$

$$= \vec{B}_0 + \frac{\mu_0}{\mu} \chi_m \vec{B}$$

$$\left(1 - \frac{\mu_0}{\mu} \chi_m\right) \vec{B} = \vec{B}_0$$

$$\left(1 - \frac{\chi_m}{1 + \chi_m}\right) \vec{B} = \vec{B}_0$$

$$\frac{1}{1 + \chi_m} \vec{B} = \vec{B}_0$$

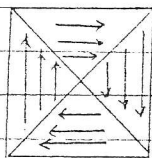
$$\frac{|\vec{B}|}{|\vec{B}_0|} = 1 + \chi_m = \chi_m = \frac{\mu}{\mu_0}$$

$$\chi_m = \chi_m - 1$$

順磁性 $\mu > \mu_0$ $\chi_m = \frac{C}{T}$ 居禮定律

抗磁性 $\mu < \mu_0$ χ_m 與溫度幾乎無關

我們現在來討論鐵磁性。

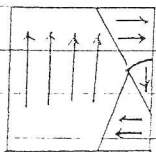


沒有外加磁場時

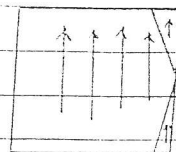
當所加之磁場小時，則磁域及邊界的改變

在除去外加磁場後可以復原，但外加磁場

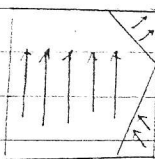
太大時則邊界的改變是不可逆



↑ H 磁域增大

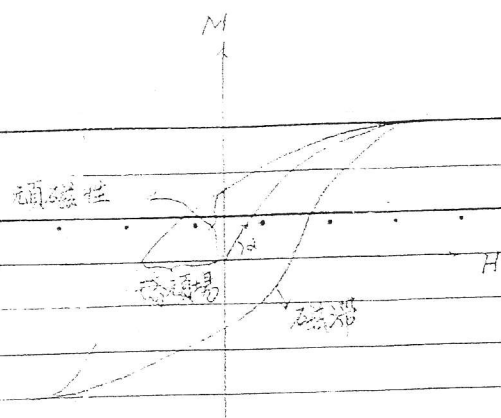


↑ H 飽和



↑ H 磁域增大
同時磁域轉向

分類：	
編號：	6
總號：	



當溫度抵達臨界溫度以上時鐵磁性效應消失，物質性質與順磁性物質相似。