Магнитное поле в-ва

Для в-ва $\oint \bar B\cdot d\bar l = \underbrace{\oint \bar B_0 \cdot d\bar l}_{\mu_0 I} + \underbrace{\oint \bar B_1 \cdot d\vec l}_{\mu_0 I_{мол}} = \mu_0 \left(I + I_{мол}(\bar B)\right)$ (1)

Чтобы $\oint \bar B\cdot d\bar l$ найти нужно знать [redacted] сумму мол. токов, которая зависит от $\bar B$, т.к. $\bar B$ ориентирует эти токи.

Оказывается, что можно обойти эту проблему, найдя величину $\bar H$, циркуляция которой опр-ся только суммарным макроскопич. током:

(2) $\vec H = \dfrac{\vec B}{\mu_0} - \vec J$, $\vec J = \lim\limits_{\Delta V\to 0} \dfrac{1}{\Delta V}\sum\limits_{\Delta V} \bar p_m$ – намагниченность

(3) $\oint \vec J\cdot d\vec l = I_{мол}$ (мол. ток).

(4) $\oint \bar H \cdot d\bar l = I$ ⟵ Именно эти соот. вып. всегда и явл. опр. $\bar H$

В вакууме $\vec J = 0 \Rightarrow \bar B = \mu_0 \bar H$ (5)

Хотя (4) не содержит ссылок на в-во, нельзя сказать, что $\vec{H}$ не зависит от в-ва

! Если в в-ве вып. соот. $\vec{J} = \chi \vec{H}$ (6), то безразм. скаляр χ наз. магнитной восприимчивостью

Тогда (2) и (6) $\Rightarrow$ $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \chi \vec{H} \Rightarrow \vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0 (1+\chi)} = \frac{\vec{B}}{\mu \mu_0}$ (7)

$\mu = 1 + \chi$

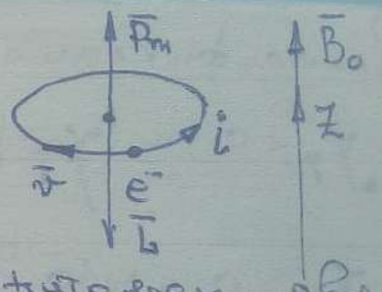
Для в-ва $\vec{B} \overset{(5)}{\underset{(7)}{=}} \mu \vec{B}_0$ (8), но лишь в случае, когда однородный и изотроп. магнетик заполняет объем, ограниченный поверхностями, образов. линиями $\vec{B}$. Иначе связь (8) наруш. и μ нельзя тракт. как коэф. усил. поля. В самом деле, м.б. пок.:

$$B_{1n} = B_{2n} \;;\; H_{1\tau} = H_{2\tau}$$
$$B_{1\tau}/B_{2\tau} = \mu_1/\mu_2 \;;\; H_{1n}/H_{2n} = \mu_2/\mu_1 \quad (9)$$

Поэтому при пересеч. гр. раздела диэлектр. (точн. магнетиков)

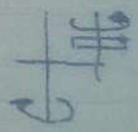
Изменяется ~ μ лишь B_τ, но не B_n.

Магнитные моменты атомов



$p_m = evr/2$
$L = mvr$ $\Rightarrow \dfrac{p_{mz}}{L_z} = -\dfrac{e}{2m}$ (10) – гиромагн. отн.

Наличие вращ. зарядов приводит к магнитомех. явл.:
– намагнич. приводит к вращ. и наоборот:
если стержень из магнетика положить $\uparrow\uparrow \vec B_0$, то $\vec p_{me} \uparrow\uparrow \vec B_0$, а $\vec L_e \uparrow\downarrow B_0$
$\therefore \sum \vec L_e \neq 0$ но т.к. $\sum \vec L = 0 \Rightarrow$ стержень из магнетика приобр. мех. имп. $\vec L_{\text{эл.+магнетик}} = -\sum \vec L_e \Rightarrow$ нач. вращаться.
Поменяв напр. $\vec B_0$, поменяем напр. вращ.



$\exists$ мех. аналогия: посадить чел. во вращ. кресло и дать ему в руку раскруч. маховик
Человек с креслом начнет вращ. в друг. стор. по отн к вращ. маховика.
Опыт с магн. (желез.) стержнем, пров. де Хаазом, установил, что для него $\dfrac{p_{mz}}{L_z} = \dfrac{e}{m}$
т.е. для железа магн. св-ва опр-ся не орбит., а спиновыми моментами электронов.

Классификация: пусть $\chi_\mu = \chi \cdot V_\mu$ ← молярная.

1) $\chi_\mu < 0$ и $|\chi_\mu| \sim 10^{-11} \div 10^{-10}$ – диамагнетик $\mu = 1 + \chi \approx 1$ но чуть меньше (χ газ лишь в $5^{м}$ знаке отл. от. 1).

2) $\chi_\mu > 0$, $\sim 10^{-10} \div 10^{-9}$ – парамагнетики.

3) $\chi_\mu > 0$ и $\exists$ магнит. – ферромагнетики.

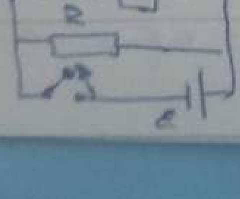
1) $dW = I\, d\Phi_B = I\, d(LI) = d\left(\frac{LI^2}{2}\right)$

для соленоида.

Далее: – Законы эл. тока
– движ. тока в маг. поле. $dA = -I\, d\Phi_B = -dW$
– Закон Э/м индукции
– L: для селен. $B = \mu\mu_0 n I$

$$\Phi_\Sigma = \underbrace{nl}_{N} S B = \underbrace{\mu\mu_0 n^2 l S}_{L} I = LI \qquad \mathcal{E}_L = -L\frac{dI}{dt}$$

Роль L:



2) $d\Phi_\Sigma = nlS\, dB$, $H = nI$

$\therefore dW = lS\, H\, dB = V\, d\frac{\vec{H}\cdot\vec{B}}{2}$

$\frac{1}{2}\vec{H}\cdot\vec{B} = W/V = w_{маг}$.