

Magnetické pole v látkách

NFUF103-6

2020/2021 M. Rotter

Původ magnetického pole v látkách

Mikroskopické proudy v atomech – elektrony na orbitech obíhající kolem jádra – magnetické dipóly

vlastní magnetické momenty elementárních částic – elektrony, protony, neutrony - spin

Moment hybnosti elektronu a magnetický moment – spojeny gyromagnetickým poměrem

Pauliho princip zaplňování elektronových orbit, Hundova pravidla

Vlastní moment elektronů – spin

Výsledný magnetický moment – vektorový součet orbitálních a spinových magnetických momentů

Bohrův magneton $\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ J.T}^{-1} (\text{A.m}^2)$ jednotkou spinového magnetického momentu

Magnetický moment nukleonů se vyjadřuje v jednotkách jaderného magnetonu μ_N

$$\mu_N = 5,051 \cdot 10^{-27} \text{ J.T}^{-1}$$

Magnetické pole látek – soubor soustavy magnetických dipólů

Magnetická polarizace $\mathbf{P}_m(\mathbf{r})$ Coulombův magnetický moment na jednotku objemu $[P_m] = \text{Wb.m}^{-2} = \text{T}$

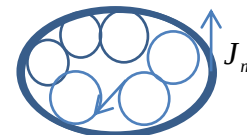
Magnetizace $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ Ampérův magnetický moment na jednotku objemu $[M] = \text{A.m}^{-1}$

$$\vec{P}_m(\vec{r}) = \mu_0 \vec{M}(\vec{r})$$

Magnetické dipóly – soustava proudových smyček – vázané proudy – uvnitř tělesa se kompenzují

- výsledný vázaný magnetizační proud (fiktivní) na povrchu tělesa J_m

$$J_m = \oint_C \vec{M} \cdot d\vec{l} = \int_S \text{rot} \vec{M} \cdot \vec{n} dS \quad \text{lokálně} \quad \text{rot} \vec{M} = \vec{j}_m$$



K popisu magnetického stavu tělesa je třeba do Ampérova zákona přidat fiktivní magnetizační proud J_m

$$\oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 (I + J_m) = \mu_0 \left(I + \oint_C \vec{M} \cdot d\vec{l} \right) \quad \rightarrow \quad \oint_C (\vec{B} - \mu_0 \vec{M}) \cdot d\vec{l} = \mu_0 I \quad \rightarrow \quad \oint_C (\vec{B} - \vec{P}_m) \cdot d\vec{r} = \mu_0 I$$

Intenzita magnetického pole

Zavedeme novou vektorovou veličinu nezávislou na vázaném magnetizačním proudu

$$\vec{H}(\vec{r}) = \frac{\vec{B}(\vec{r}) - \vec{P}_m(\vec{r})}{\mu_0} \quad \text{intenzita magnetického pole} \quad [H] = A.m^{-1}$$

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{r} = I \quad \text{rot} \vec{H} = \vec{i} \quad \text{závisí pouze na vodivém proudu (analogie s elektrickou indukcí } \mathbf{D})$$

Na rozhraní dvou magnetických prostředí $\vec{n} \times (\vec{B}_1 - \vec{B}_2) = \mu_0 (\vec{i} + \vec{j}_m)$

Dosadíme-li za $\vec{j}_m = \vec{n} \times (\vec{M}_1 - \vec{M}_2)$ dostaneme $\vec{n} \times (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = \vec{i}$

Tečné složky intenzity magnetického pole jsou spojitě na rozhraní bez volného proudu.

Charakteristika magnetismu kondenzovaných soustav

Závislost magnetizace, resp. magnetické polarizace, na intenzitě magnetického pole

$$\vec{M}(\vec{r}) = \chi_m \vec{H}(\vec{r}) \quad \text{resp.} \quad \vec{P}_m(\vec{r}) = \mu_0 \chi_m \vec{H}(\vec{r}) \quad \chi_m - \text{magnetická susceptibilita (bezrozměrná)}$$

$$\vec{B}(\vec{r}) = \mu_0 \vec{H}(\vec{r}) + \vec{P}_m(\vec{r}) = \mu_0 (1 + \chi_m) \vec{H}(\vec{r}) \quad \vec{B}(\vec{r}) = \mu \cdot \vec{H}(\vec{r}) \quad \mu = \mu_0 (1 + \chi_m) \quad \mu_r - \text{relativní permeabilita}$$

diamagnetika $\chi_m < 0$

Cu $-0,95 \cdot 10^{-5}$

Ag $-2,6 \cdot 10^{-5}$

H₂O $-0,88 \cdot 10^{-5}$

Bi $-16,3 \cdot 10^{-5}$

paramagnetika $\chi_m > 0$

Al $+0,2 \cdot 10^{-4}$

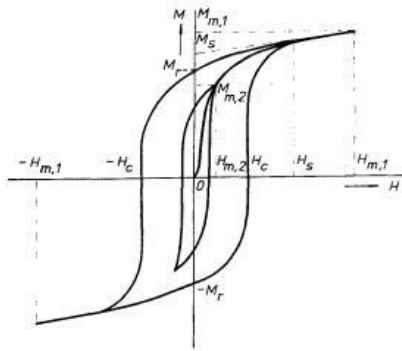
Pt $+2,9 \cdot 10^{-4}$

O₂ $+1,8 \cdot 10^{-6}$

Feromagnetické látky

Je-li interakce mezi magnetickými momenty v látce za dané teploty silná tak, že dojde ke spontánnímu uspořádání v určité oblasti zvané doména, chová se materiál jako **feromagnetikum**.

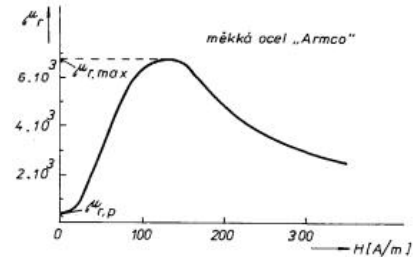
Magnetizace feromagnetika je nelineárně závislá na působícím magnetickém poli
– křivka prvotní magnetizace přejde při odmagnetování do **hysterezní smyčky**



H_c – koercitivní pole, M_s – nasycená magnetizace,
 M_r – remanentní magnetizace

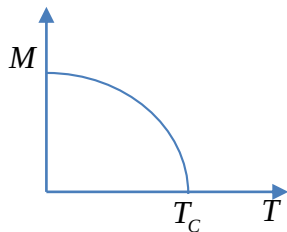
magneticky měkké – malé χ_m

magneticky tvrdé – velké $(BH)_{\max}$ – permanentní magnety



Relativní permeabilita feromagnetika závisí na teplotě

- podle Curieova –Weissova zákona pro $T > T_c$ (Curieova teplota)



$$\chi_m(T) = \frac{C}{T - T_c}$$

$T_c = 770 \text{ }^\circ\text{C}$ Fe ($T_t = 1535 \text{ }^\circ\text{C}$) - teplota tání

1120 $^\circ\text{C}$ Co 1495 $^\circ\text{C}$

358 $^\circ\text{C}$ Ni 1455 $^\circ\text{C}$

16 $^\circ\text{C}$ Gd 1313 $^\circ\text{C}$

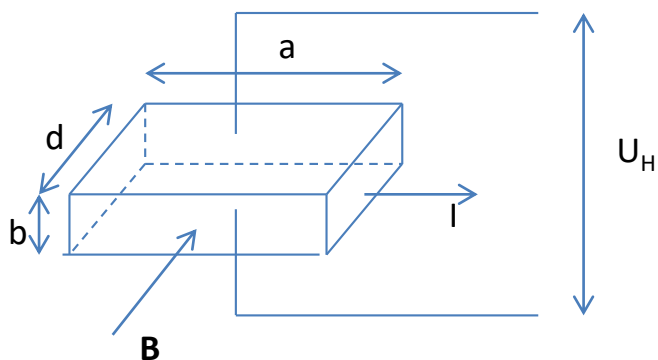
310 – 340 $^\circ\text{C}$ Nd-Fe-B

Magnetické slitiny a sloučeniny – více magnetických podmřížek – ferimagnetika, antiferomagnetika

ferity (oxidy) se strukturou spinelu nebo granátu, např. Fe_3O_4 (magnetit), NiFe_2O_4 , $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG), Nd-Fe-B

K měření magnetické indukce B lze využít Hallův jev

Na pohyb náboje v pevné látce (zpravidla v polovodiči) působí Lorentzova síla vzniká elektrické pole E_H , které sílu kompenzuje



stacionární stav $eE_H = e \cdot (\vec{v} \times \vec{B})$

síla $eE_H = e \frac{U_H}{b} = \frac{(evB)nb d}{nb d} = \frac{evnb dB}{nb d} = \frac{I \cdot B}{nb d}$

$$E_H = \frac{1}{ne} \frac{I}{bd} B = R_H \cdot i \cdot B$$

Hallova konstanta $R_H = \frac{1}{(n_e - n_d)e}$

Slouží spolu s měřením vodivosti k určení koncentrace elektronů n_e a koncentrace děr n_d v polovodičích

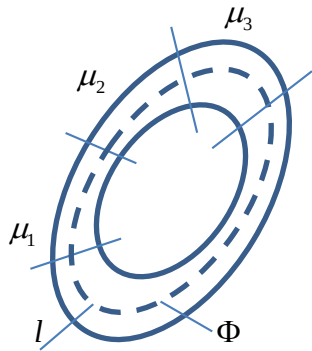
Využívá se také jako spínač v „měkkých“ tlačítkách počítačů.

K měření magnetické indukce se využívá i indukované napětí na cívce vysouvané z magnetického pole nebo v cívce, která v poli rotuje podél osy ležící v rovině závitů cívky.

Magnetický obvod

Magnetický obvod – část prostoru, v níž se uzavírá magnetický indukční tok, hranicí je plocha, v níž leží indukční čáry

V obvodu je konstantní magnetický tok Φ



Analogie s elektrickým obvodem

Několik úseků homogenního prostředí s indukční čarou I_i , permeabilitou μ_i

tok $\Phi = B_i \cdot \Delta S_i$ ΔS_i - kolmý průřez trubice na úseku l_i

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_c = F$$

F - **magnetomotorické napětí**

I_c - celkový proud protékající plochou omezenou křivkou l

Pro libovolný úsek l_i $\int_{l_i} \vec{H}_i \cdot d\vec{l} = \Phi \int_{l_i} \frac{dl}{\mu_i \Delta S_i}$

$W_i = \int_{l_i} \vec{H}_i \cdot d\vec{l}$ - spád magnetomotorického napětí na úseku l_i

$\int_{l_i} \frac{dl}{\mu_i \Delta S_i} = R_m^{(i)}$ - magnetický odpor úseku l_i

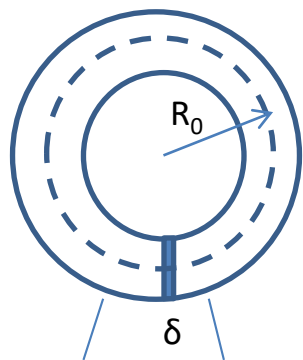
$$W_i = \Phi \cdot R_m^{(i)}$$

Hopkinsonův vzorec

$[W_i] = A$ ev. $A \cdot \text{závit}$

Pro celý obvod $F = \sum_{i=1}^n \int_{l_i} \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum_{i=1}^n W_i = \Phi \left(\int_{l_1} \frac{dl}{\mu_1 \cdot \Delta S_1} + \dots \int_{l_n} \frac{dl}{\mu_n \cdot \Delta S_n} \right)$

Příklad: feromagnetický toroid s mezerou



R_0 - střední poloměr, δ - šířka mezery, N - počet závitů, S - průřez jádra

$$\text{magnetický odpor v mezeře } R_{mv} = \frac{\delta}{\mu_0 S}$$

$$\text{magnetický odpor v jádře } R_{mj} = \frac{2\pi R_0 - \delta}{\mu S} \approx \frac{2\pi R_0}{\mu S} \quad (\text{úzká mezera})$$

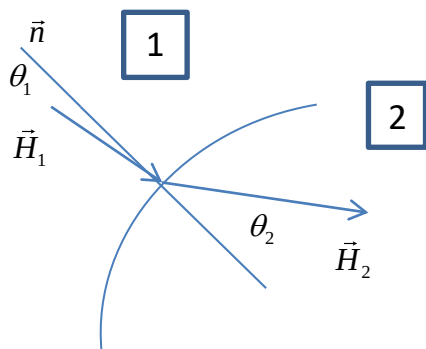
$$\Phi = \frac{NI}{R_{mj} + R_{mv}} = \frac{NI \mu_0 S}{\frac{2\pi R_0}{\mu_r} + \delta} = \frac{NI \mu_0 \mu_r S}{2\pi R_0 + \delta \mu_r}$$

V úzké mezeře je průřez tokové trubice stejným jako v jádře $B_v = B_j = \frac{\Phi}{S}$ $B_j = \mu H_j$ $B_v = \mu_0 H_v$

$$\text{odtud } \mu_r = \frac{H_v}{H_j}$$

$$B_v = B_j = \frac{\mu_0 \mu_r NI}{2\pi R_0 + \delta \mu_r}$$

Intenzita pole ve vzduchové mezeře je μ_r - krát větší než v jádře



Rozhraní dvou magnetických prostředí

$$\begin{aligned} \text{spojitost tečných složek } H_t & \quad \vec{n} \times (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = 0 & \rightarrow \frac{tg \theta_1}{\mu_1} = \frac{tg \theta_2}{\mu_2} \\ \text{spojitost normálových složek } B_n & \quad \vec{n} \cdot (\vec{B}_1 - \vec{B}_2) = 0 \end{aligned}$$

$$\text{Je-li prostředím (1) vzduch je } \mu_1 = \mu_0 \quad \rightarrow \frac{tg \theta_1}{tg \theta_2} = \frac{\mu_0}{\mu_0 \mu_r} \approx 0 \quad \rightarrow \theta_1 \approx 0$$

Z feromagnetika o vysoké permeabilitě μ_r vystupují siločáry magnetického pole kolmo na povrch.