Institutt for fysikk, NTNU
TFY4155/FY1003: Elektrisitet og magnetisme
Vår 2006, uke17

Mandag 24. april

Magnetisme (fortsatt fra uke 16)

[FGT 31.1 - 31.4; YF 28.8; TM 27.5; AF 26.3; LHL 26.1 - 26.5; DJG 6.4]

- Ferromagnetisme: Har *vekselvirkende* atomære magnetiske dipolmoment på naboatomer, slik at det blir energetisk foretrukket med en bestemt orientering av de ulike $\boldsymbol{m}$. Ferromagnet: Parallelle $\boldsymbol{m}$ foretrekkes. Antiferromagnet: Antiparallelle $\boldsymbol{m}$ foretrekkes.

Magnetiske domener: Inne i et ferromagnetisk materiale kan vi ha områder som er små i forhold til en typisk makroskopisk lengdeskala men store i forhold til atomær lengdeskala, og der alle atomer har magnetisk dipolmoment pekende i samme retning. Ett slik *domene* vil dermed være en liten magnet. Men hvis vårt makroskopiske stykke ferromagnetisk materiale består av mange slike domener, der ulike domener har de magnetiske dipolene pekende i ulike retninger, vil magnetfeltet omkring bli omtrent lik null, dvs materialet vårt er alt i alt *ikke* en magnet. En kniv av stål er et slik eksempel. I en stavmagnet, derimot, har vi (essensielt) ett magnetisk domene der alle dipoler peker i samme retning. Dermed får vi et betydelig magnetfelt i rommet omkring stavmagneten, dvs vi har en magnet!

Magnetisering og overflatestrøm

[FGT 31.1; YF 28.8; TM 27.5; AF 26.5; LHL 26.1; DJG 6.3]

Magnetisering $\boldsymbol{M}$ er, pr definisjon, magnetisk dipolmoment pr volumenhet:

$$\boldsymbol{M} = \frac{\Delta \boldsymbol{m}}{\Delta V}$$

dersom vi har et netto magnetisk dipolmoment $\Delta \boldsymbol{m}$ i volumet ΔV.

Magnetisering tilsvarer atomære strømsløyfer med strømmen i samme retning. Alle indre strømmer vil dermed kansellere, slik at nettoeffekten av magnetisering i et objekt er en *overflatestrøm*. Sammenlign med polarisering i dielektriske medier, der nettoeffekten av elektrisk polarisering er en *overflateladning*.
I tallverdi er

$$M = i_m$$

der i_m er overflatestrømmen pr lengdeenhet (dvs: der "lengden" er i retning langs $\boldsymbol{M}$).
På vektorform kan dette skrives

$$\boldsymbol{i}_m = \boldsymbol{M} \times \hat{n}$$

der $\hat{n}$ er en enhetsvektor som står normalt på overflaten der i_m går (samt normalt på $\boldsymbol{M}$).

Fredag 28. april

H-feltet
[FGT 31.1; YF 28.8; TM 27.5; AF 26.6; LHL 26.1; DJG 6.3]

Definisjon:

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

Dvs:

$$\boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{H} + \mu_0 \boldsymbol{M}$$

For uendelig lang spole fylt med magnetiserbart materiale viste vi da at

$$H = nI_f$$

der n er viklingstettheten på spolen og I_f er "fri", påtrykt strøm, dvs strømmen i spoletråden. Med andre ord: Slik H-feltet er definert, er det direkte gitt ved den påtrykte strømmen I_f. Det *totale* magnetfeltet $\boldsymbol{B}$, derimot, er bestemt av *total* strøm, dvs summen av fri strøm I_f og bundet magnetiseringsstrøm I_m (pr vikling, slik at magnetiseringsstrøm pr lengdeenhet blir nI_m).

På samme måte som vi hadde Gauss' lov for den elektriske forskyvningen $\boldsymbol{D}$, uttrykt ved *fri ladning*, har vi Amperes lov for $\boldsymbol{H}$ uttrykt ved *fri strøm*:

$$\oint \boldsymbol{H} \cdot d\boldsymbol{l} = I_{\text{fri}}^{\text{in}}$$

Altså: Kurveintegralet av $\boldsymbol{H}$ rundt en lukket kurve er lik netto *fri* strøm (dvs strøm som ikke er forårsaket av magnetisering) $I_{\text{fri}}^{\text{in}}$ som er omsluttet av den lukkede kurven.

Magnetisk susceptibilitet og permeabilitet
[FGT 31.1; YF 28.8; TM 27.5, AF 26.7; LHL 26.1; DJG 6.4.1]

Dersom magnetiseringen er proporsjonal med det påtrykte feltet, kan vi skrive

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

Her er χ_m magnetisk susceptibilitet. Dermed, ut fra sammenhengen mellom $\boldsymbol{B}$, $\boldsymbol{H}$ og $\boldsymbol{M}$:

$$\boldsymbol{B} = \mu_0(\boldsymbol{H} + \boldsymbol{M}) = \mu_0(1 + \chi_m)\boldsymbol{H} = \mu_0 \mu_r \boldsymbol{H} = \mu \boldsymbol{H}$$

Her er $\mu_r = 1 + \chi_m$ relativ permeabilitet mens μ er mediets permeabilitet. (Jfr lineær respons i dielektriske medier!)

Noen typiske tallverdier:
Diamagneter: $\chi_m \sim -10^{-5}$ til -10^{-4}
Paramagneter: $\chi_m \sim 10^{-4}$ til 10^{-3}
Ferromagneter: $\chi_m \sim 10^{3}$ til 10^{4}

Dette betyr at det bare er ferromagnetiske materialer (Fe, Co, Ni...) som "reagerer noe særlig" på et ytre magnetfelt.

Elektromagnetisk induksjon
[FGT 30.1 - 30.6; YF 29.1 - 29.5; TM 28.2 - 28.3; AF 27.1 - 27.3; LHL 24.1; DJG 7.2]

En elektromotorisk spenning (ems) $\mathcal{E}$ induseres i ei ledersløyfe dersom den magnetiske fluksen ϕ_m som omsluttes av ledersløyfa varierer med tiden:

$$\mathcal{E} = -\frac{d\phi_m}{dt}$$

Omsluttet magnetisk fluks er gitt ved flateintegralet av det magnetiske feltet $\boldsymbol{B}$, der integralet tas over flaten S som omsluttes av ledersløyfa:

$$\phi_m = \int_S \boldsymbol{B} \cdot d\boldsymbol{A}$$

Dermed ser vi at ϕ_m kan variere med tiden på ulike måter, f.eks. med

- tidsavhengig omsluttet areal S
- tidsavhengig orientering av ledersløyfa (bestemt ved retningen på $d\boldsymbol{A}$)
- tidsavhengig magnetfelt $\boldsymbol{B}$ (retning og/eller absoluttverdi)

I alle tilfelle får vi en indusert ems i ledersløyfa.