Institutt for fysikk, NTNU
TFY4155/FY1003: Elektrisitet og magnetisme
Vår 2007, uke 16

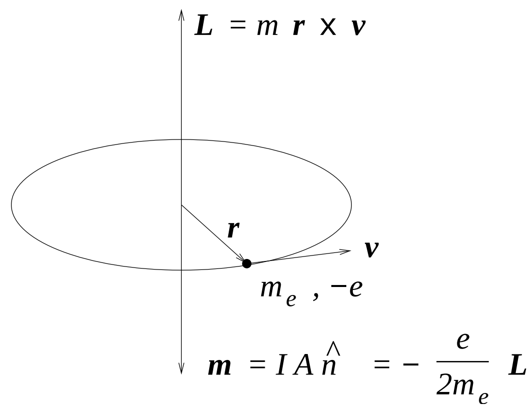
Mandag 16. april

Elementærpartiklers og atomers magnetiske dipolmoment
[FGT 31.2; YF 28.8; TM 27.5; AF 22.7, 23.7; LHL 26.2]

Klassisk bilde av *atom*: Elektroner i (sirkulær) bane rundt atomkjernen. (fortsatt fra uke 13)

For elektron (med $q = -e$ og $m = m_e$):

$$\boldsymbol{m} = -\frac{e}{2m_e}\boldsymbol{L}$$



Elektroner (og protoner og nøytroner osv) har også "indre dreieimpuls", såkalt *spinn* $\boldsymbol{S}$. Klassisk bilde av spinn for elektron: Roterende ladet kule. Klassisk forventes bidrag

$$-\frac{e}{2m_e}\boldsymbol{S}$$

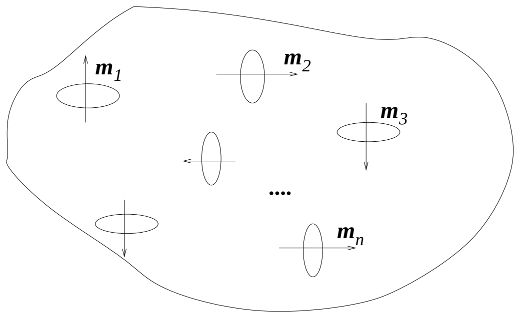
fra spinnbevegelsen til elektronets totale magnetiske dipolmoment.

Kvalitativt er disse klassiske bildene OK: Elementærpartikler som elektroner, protoner og nøytroner *har* magnetisk dipolmoment $\boldsymbol{m}$ som kan uttrykkes ved partikkelens totale dreieimpuls $\boldsymbol{J} = \boldsymbol{L}+\boldsymbol{S}$ = vektorsummen av banedreieimpulsen $\boldsymbol{L}$ og spinnet $\boldsymbol{S}$.

Kvantitativt bryter den klassiske modellen sammen: Det er helt nødvendig med en *kvantemekanisk* beskrivelse for å kunne regne ut de ulike partiklenes magnetiske dipolmoment, og dermed et atoms magnetiske dipolmoment $\boldsymbol{m}_A$.

Vi kan ikke gå inn på den kvantemekaniske beskrivelsen her. Vi har imidlertid kanskje klart å overbevise oss om at atomer faktisk er små elektriske strømsløyfer, og derfor små magnetiske dipoler. Med andre ord: Materien som vi omgir oss med består av mange små atomære magnetiske dipoler:

et stykke materie er bygd opp av atomer,
dvs av atomære magnetiske dipoler med
magnetisk dipolmoment $\boldsymbol{m}_j$ $\quad j = 1...n$



Magnetisk kraft på elektrisk strøm
[FGT 28.4; YF 27.6; TM 26.1; AF 24.9; LHL 23.2; DJG 5.1.3]

Rett leder, lengde L, strøm I:

$$\boldsymbol{F} = I\boldsymbol{L} \times \boldsymbol{B}$$

Generalisering: Leder med lengde L, strøm I, vilkårlig "form":

$$\boldsymbol{F} = \int_L d\boldsymbol{F} = I \int_L d\boldsymbol{l} \times \boldsymbol{B}$$

Magnetisk kraft mellom parallelle strømførende ledere
[FGT 29.1; YF 28.4; TM 27.2; AF 24.14; LHL 23.5]

Kraft pr lengdeenhet mellom parallelle ledere med strøm hhv I_1 og I_2:

$$f = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi r}$$

der r er avstanden mellom lederne.
Samme retning på strømmene $\Rightarrow$ tiltrekning
Motsatt retning på strømmene $\Rightarrow$ frastøtning

Tirsdag 17. april

Amperes lov
[FGT 29.1, 29.3; YF 28.6, 28.7; TM 27.4; AF 26.2; LHL 23.6; DJG 5.3]

$$\oint \boldsymbol{B} \cdot d\boldsymbol{l} = \mu_0 I_{\text{in}}$$

for lukket integrasjonskurve som omslutter stasjonær strøm I_{in}. Gjelder for *vilkårlig* lukket kurve og *vilkårlig* stasjonær strøm I.
Fortegn på strømmen i henhold til høyrehåndsregelen.

Amperes lov *nyttig* når vi har en passende (utnyttbar) symmetri i problemet, slik at integralet på venstre side blir enkelt å løse. (Sylindersymmetri: Uendelig lang rett strømførende leder. Plansymmetri: Uendelig stort strømførende plan eller skive. Dessuten: Uendelig lang spole, se nedenfor, og "smultringformet" spole, dvs såkalt toroide, se f.eks. eksamen desember 2002 oppgave 5.)

Magnetfelt fra uendelig lang spole med tette viklinger:
Inne i spolen:

$$B = \mu_0 n I$$

med I = strømmen i spoletråden og n = antall viklinger av spoletråden pr lengdeenhet. Dvs: Uniformt magnetfelt.
Utenfor spolen er $B = 0$.

Kommentar til eksemplet med uendelig lang spole: I forelesningene fikk jeg et høyst relevant spørsmål, nemlig hvorfor jeg kunne være så sikker på at $B = 0$ når jeg fjerner meg uendelig langt vekk fra spolen. (Dette var en nødvendig antagelse for å bevise at $B = 0$ overalt utenfor spolen.) Årsaken til bekymringen var blant annet at det elektriske feltet fra et uendelig stort uniformt ladet plan *ikke* går mot null selv om vi går uendelig langt unna. Så derfor: Med *uendelig* lang spole kan det vel tenkes at også B ikke går mot null uendelig langt borte?
Svaret er ja, det kan tenkes, men nei, det er ikke tilfelle! Hvorfor? Vel, her kan det argumenteres på flere måter. For det første kan vi ta utgangspunkt i Biot-Savarts lov og rett og slett regne ut magnetfeltet på utsiden av en uendelig lang spole. Dette er litt kronglete, men det lar seg gjøre, og du vil finne at $B = 0$ uansett avstand til spolen.
Et litt mer "løsaktig" argument er som følger: Hver vikling på spolen er en magnetisk *dipol*, slik at bidraget (i absoluttverdi) fra hver vikling faller av som $1/r^3$ for store avstander r mellom viklingen og "observasjonspunktet". Sammenligner vi med det uendelig store ladete planet, har vi i det tilfellet bidrag til det elektriske feltet fra elektriske *monopoler* (dvs ladningsbiter dq) som "bare" faller av som $1/r^2$, der r er avstanden fra ladningselementet dq til observasjonspunktet. I tillegg kommer det med retningen på de ulike bidragene inn: Det elektriske feltet fra et uendelig stort ladet plan er sammensatt av små bidrag som alle har normalkomponent enten bort fra eller inn mot planet (avhengig av om planet er positivt eller negativt ladet). Men slik

er det ikke med magnetfeltbidragene fra de ulike viklingene på spolen: Viklingen ”rett under” observasjonspunktet bidrar med magnetfelt rettet fullstendig i spolens lengderetning. Viklinger i nærheten av rett under observasjonspunktet bidrar med samme fortegn på ”langsmedkomponenten”, mens viklinger langt unna rett under observasjonspunktet bidrar med motsatt fortegn. (Se oppgave 3 i øving 14!) Alt i alt: All grunn til å kunne anta at $B = 0$ langt borte fra spolen. Og sammenhold gjerne med oppgave 2 i øving 14, det uendelig store strømførende planet: Her går *ikke* magnetfeltet mot null selv om vi går uendelig langt unna! Men her går da også alle strømbidrag i samme retning, slik at bidragene til det totale magnetfeltet legger seg sammen til noe som er *endelig*, og ikke null.