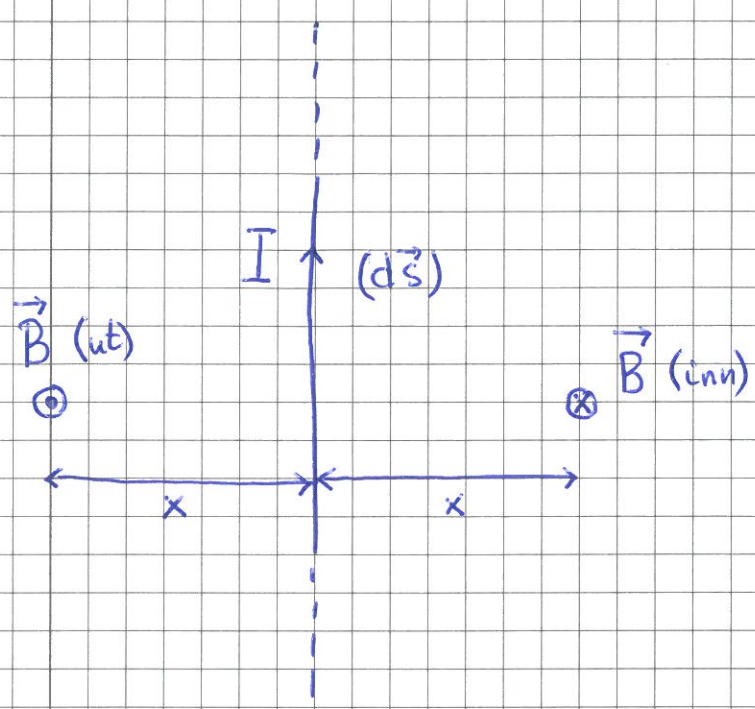


Eks 1: \vec{B} fra lang rett strømførende leder
[YF 28.3 ; LHL 23.5]



$d\vec{B} \sim I d\vec{s} \times \vec{r}$

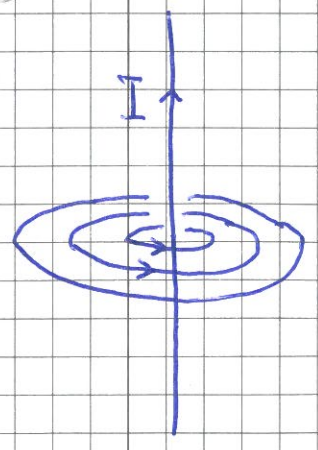
\downarrow

\vec{B} tangentielt til sirkel med sentrum på ledere

Feltlinjer for \vec{B} defineres som for \vec{E} : [YF 27.3 ; LHL 23.1]

- Linjer $\parallel \vec{B}$
- Linjetetthet prop. med $|\vec{B}|$

\Rightarrow Sirkler med sentrum på ledere:



For lang rett leder ($L \gg x$) gir Biot-Savarts lov

$$B(x) = \frac{\mu_0 I}{2\pi x}$$

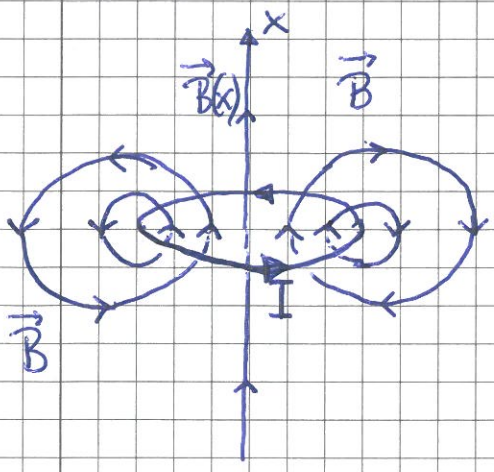
for magnetisk feltstyrke i avstand x fra ledere.

[For detaljer, se s. 127 B]

[H.h.regel: Tommelen $\parallel I$,
4 fingre krummer langs \vec{B}]

Eks 2: \vec{B} fra sirkulær strømsløyfe

[YF 28.5; LHL 23.6]

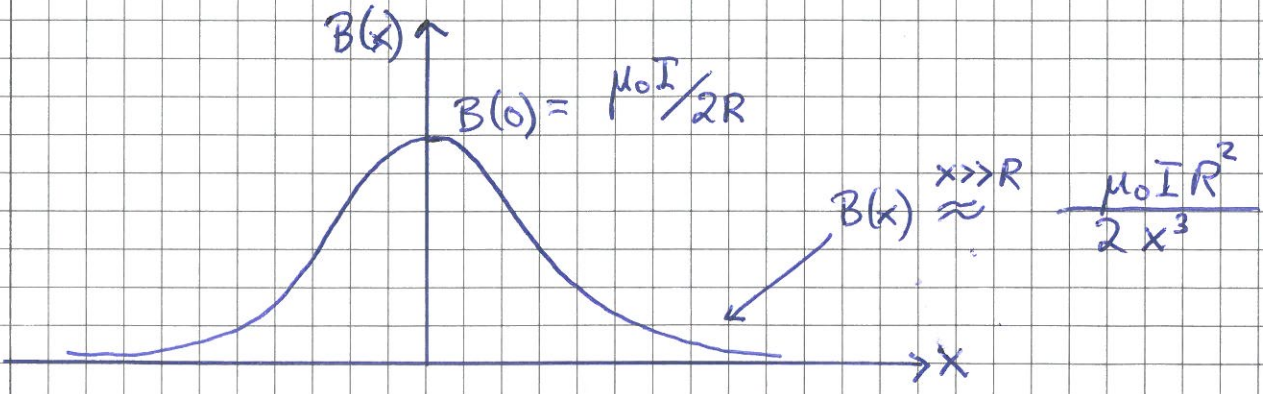


- Leder i yz-planet, radius R, strøm I
- \vec{B} nær lederen: omtrent som for lang rett leder
- Symmetri $\Rightarrow \vec{B} \parallel \hat{x}$ på sløyfas akse (her: x-aksen)

Biot-Savarts lov gir [for detaljer, se s. 128B]

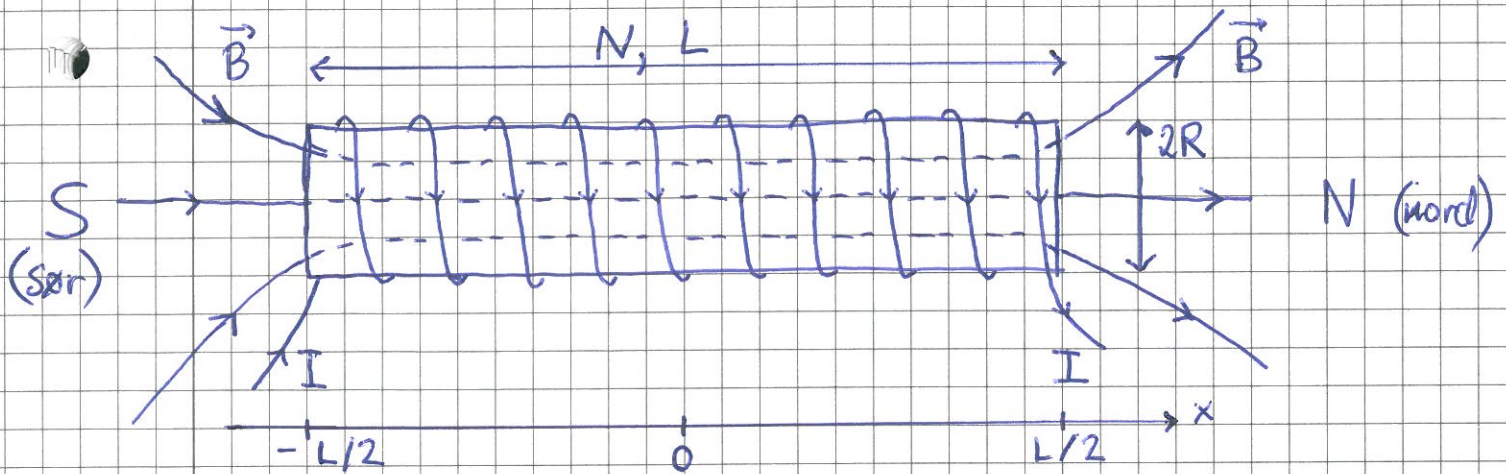
$$B(x) = \frac{\mu_0 I R^2}{2(x^2 + R^2)^{3/2}}$$

for magnetisk feltstyrke på sløyfas akse.



Merk: Lukkede feltlinjer for \vec{B} (alltid)

Eks 3: \vec{B} fra strømførende spole [YF28.7; LHL23.6] (129)



- N viklinger på lengde L , vikleings tetthet $n = N/L$
- Tettliggende viklinger \Rightarrow felt \vec{B} (omtrent) som for N strømsløyfer fordelt på lengden L

Biot-Savarts lov gir [for detaljer, se s. 129 B, C og D]

$$B(x) = \frac{1}{2} \mu_0 n I \left\{ \frac{L/2 - x}{\sqrt{(L/2 - x)^2 + R^2}} + \frac{L/2 + x}{\sqrt{(L/2 + x)^2 + R^2}} \right\}$$

for magnetisk feltstyrke på spolens akse.

- Med lang spole, $L/2 \gg R$, blir

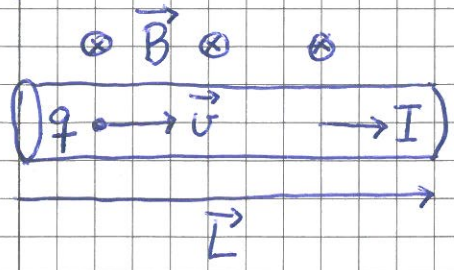
$$B \approx \frac{1}{2} \mu_0 n I \quad \text{nær spolens ender } (|x| \approx L/2)$$

$$\text{og } B \approx \mu_0 n I \quad \text{langt unna spolens ender } (|x| \ll L/2)$$

Amperes lov (ikke pensum) gir $B = \mu_0 n I$ overalt inni en svært lang og tettviklet spole, og

- $B \approx 0$ overalt på utsiden (unntatt like utenfor endene, selvsagt).

Magnetisk kraft på elektrisk strøm [YF 27.6; LHL 23.2]

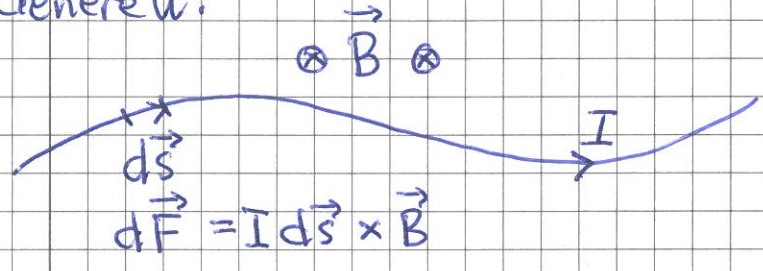


Bit av strömförande leder.
 N fria laddningar q med
 driftshastighet \vec{v} på längdan L .

$$I = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = \frac{Nq}{L/v} = \frac{Nqv}{L} \Rightarrow Nq\vec{v} = I\vec{L}$$

$$\vec{F} = Nq\vec{v} \times \vec{B} \Rightarrow \boxed{\vec{F} = I\vec{L} \times \vec{B}}$$

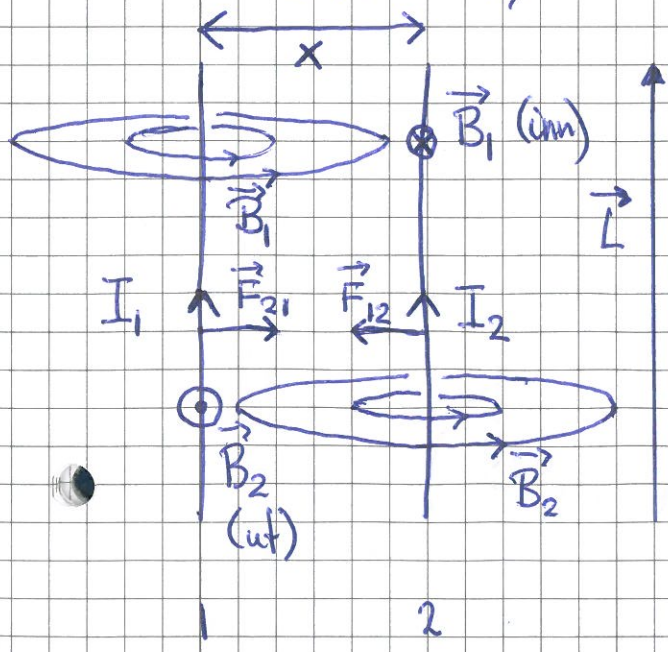
Generellt:



$$\Rightarrow \boxed{\vec{F} = I \int d\vec{s} \times \vec{B}}$$

Total kraft på ledaren. (Integralen går över ledarens längd.)

Eks: Kraft mellan två parallella strömförande ledare [YF 28.4; LHL 23.5]



Innbyrdes kraft på längd L :

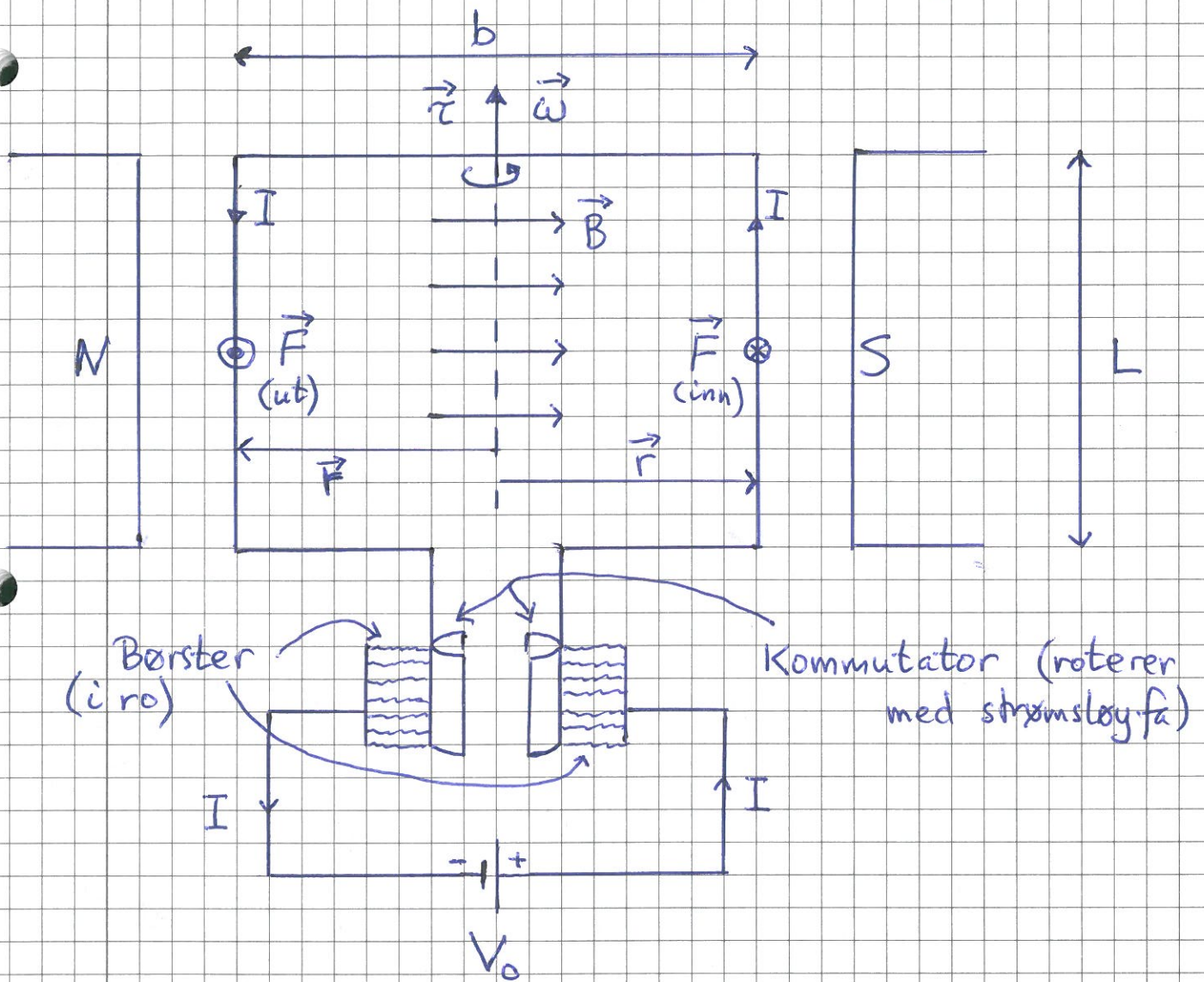
$$F_{12} = F_{21} = F$$

$$F = I_1 L B_2 = I_1 L \cdot \frac{\mu_0 I_2}{2\pi x}$$

$$\text{Pr. längdeenhet: } f = \frac{F}{L} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi x}$$

$I_1 \parallel I_2 \Rightarrow$ Tillräkning

$I_1 \parallel -I_2 \Rightarrow$ Frånstötning



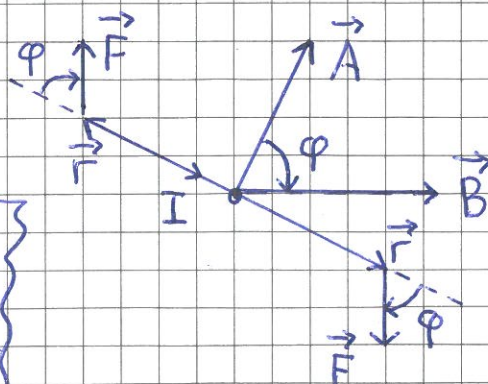
Dreiemoment τ på strømsløyfa:

$$\tau = |\vec{\tau}| = \left| \sum_i \vec{r}_i \times \vec{F}_i \right| = 2 \cdot \frac{b}{2} \cdot I L B \cdot \sin \varphi$$

(der φ = vinkel mellom \vec{r} og \vec{F} , i figuren er $\varphi = 90^\circ$)

$$\Rightarrow \tau = IA \cdot B \cdot \sin \varphi \quad (A = b \cdot L = \text{sløyfas areal})$$

$$\vec{\tau} = I \vec{A} \times \vec{B}$$

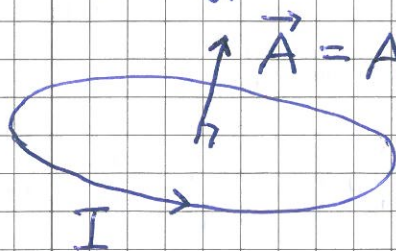


Merk: Innretning av \vec{A} langs \vec{B} dersom I ikke skiftet retning i strømsløyfa

Magnetisk dipol. Dipolmoment [YF 27.7; LHL 23.3, 26.2]

(132)

Strømsløyfe = Magnetisk dipol



• $A =$ omskuttet areal

• retning på \vec{A} med h.h. regel

Magnetisk dipolmoment:

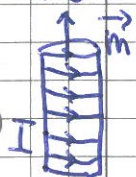
$$\vec{m} = I \vec{A}$$

Enhet: $[m] = A \cdot m^2 = N \cdot m / T = J / T$

(siden $[r] = [IA] = [m \cdot B]$)

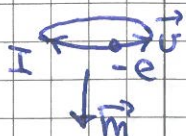
[Generelt: $\vec{m} = \frac{1}{2} \int (\vec{r} \times \vec{j}) dV$; $\vec{j} =$ strømtektthet, $dV =$ volumelement; jfr $\vec{p} = \int \vec{r} \rho dV$ for elektrisk dipolmoment, $\rho =$ ladningstetthet]

Eks: Spole med 1000 viklinger, strøm 1 A, tverrsnitt 10 cm^2 .



$$m = N \cdot I A = 1000 \cdot 1 \text{ A} \cdot \pi \cdot (0.10 \text{ m})^2 = \underline{\underline{31.4 \text{ Am}^2}}$$

Eks: Atom med ett elektron i sirkular bane rundt kjerne med ett proton, radius 1 \AA , hastighet 10^6 m/s .



$$m = I A = \frac{e}{T} \cdot \pi r^2 = \frac{e}{2\pi r/v} \cdot \pi r^2 = \frac{1}{2} e v r$$
$$= \frac{1}{2} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ C} \cdot 10^6 \text{ m/s} \cdot 10^{-10} \text{ m} = \underline{\underline{8 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2}} \text{ (J/T)}$$

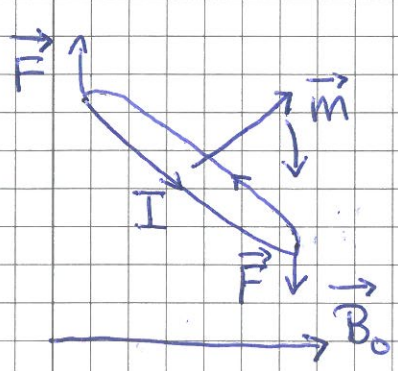
Eks: Jorda er magnetisk dipol med $m \approx 8 \cdot 10^{22} \text{ Am}^2$, som tilsvarer strømsløyfe med $\langle A \rangle = 4 \cdot 10^{12} \text{ m}^2$ og $\langle I \rangle = 2 \cdot 10^{10} \text{ A}$



2015: Magnetisk nord ved 86° N , 160° W

Materiales magnetiske egenskaper

Fra eks. s. 132: Atomer/molekyler er små magnetiske dipoler, med dipolmoment \vec{m} som vil rettes inn langs et ytre felt \vec{B}_0 (jfr DC-motor, s. 131, nederst):



$$\vec{\tau} = \vec{m} \times \vec{B}_0, \quad U = -\vec{m} \cdot \vec{B}_0$$

(Øv. 13; jfr. Øv. 9 for el. dipol,
 $\vec{\tau} = \vec{p} \times \vec{E}_0, \quad U = -\vec{p} \cdot \vec{E}_0$)

⇒ Materialer magnetiseres av ytre felt \vec{B}_0 :

$B_0 = 0$:



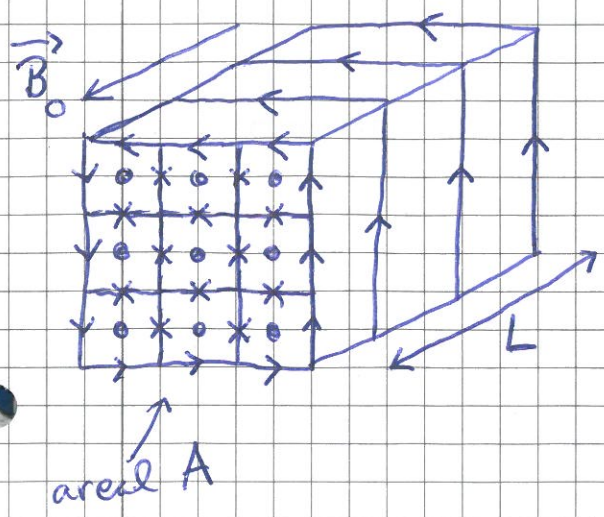
$$\sum_i \vec{m}_i \approx 0$$

$\vec{B}_0 \neq 0$:



$$\sum_i \vec{m}_i \neq 0$$

Netto makroskopisk effekt av ytre \vec{B}_0 :



- Innretting av atomere \vec{m} (•) langs \vec{B}_0
- Alle indre strømmer kansellerer (x)
- Indusert strøm I_m på overflaten, pr lengdeenhet $i_m = I_m / L$
- For styrket magnetfelt, $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m$

Materialets relative permeabilitet μ_r def. ved

$$\boxed{B = \mu_r B_0} \quad (\text{jfr } E = \frac{1}{\epsilon_r} E_0)$$

Stoff	Stoffets permeabilitet, $\mu = \mu_r \cdot \mu_0$	Type magnetisme
Vakuum	μ_0	—
Luft	$1.0000004 \mu_0$	Paramagnet
Aluminium	$1.00002 \mu_0$	— " —
Nikkel	$(100-600) \mu_0$	Ferromagnet
Jern (99.8% rent)	$5000 \mu_0$	— " —
Kobber	$0.999994 \mu_0$	Diamagnet
Vann	$0.999992 \mu_0$	— " —
Superleder	0	"Perfekt diamagnet"

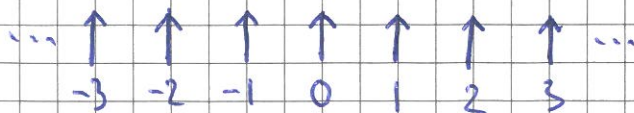
Paramagnetisme: Atomer med $\vec{m} \neq 0$, uorden uten ytre \vec{B}_0 , svak innretning av \vec{m} langs ytre \vec{B}_0 .

Diamagnetisme: Ytre \vec{B}_0 inducerer atomere \vec{m} motsatt rettet $\vec{B}_0 \Rightarrow B < B_0$. Kun målbart hvis atomere $\vec{m} = 0$ i null ytre felt.

Superleder: $B = 0$, dvs $\mu_r = 0$

Ferromagnetisme: Vekselvirkende atomere \vec{m}_0 .

$$\vec{m}_{\pm 1} \parallel \vec{m}_0, \vec{m}_{\pm 2} \parallel \vec{m}_{\pm 1}, \dots$$

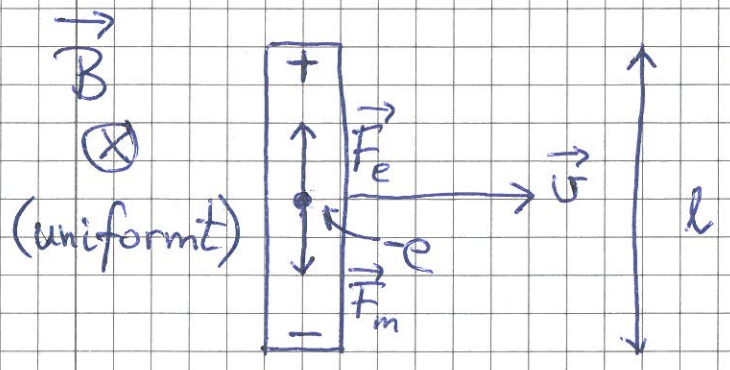


Magneter! (Fe, Ni, Co, ...)

ELEKTRODYNAMIKK [YF 29-31; LHL 24,25,27]

Faradays induksjonslov [YF 29.1,2,4; LHL 24.1]

Leder i bevegelse i \vec{B} -felt:



Magn. kraft på frie elektroner i ledaren:

$$\vec{F}_m = -e \vec{v} \times \vec{B}$$

⇒ Indusert ladning på endene

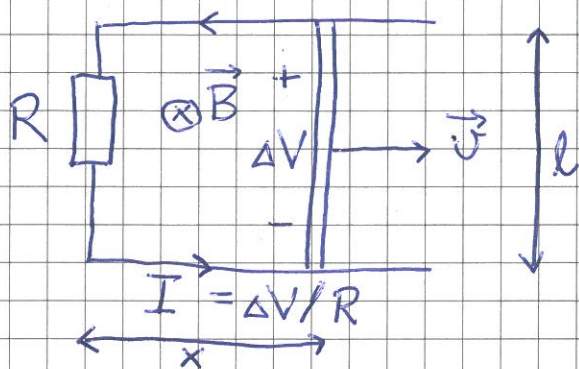
⇒ —"— elektrisk felt \vec{E} og spenning $\Delta V = E \cdot l$ i ledaren, og el. kraft $\vec{F}_e = -e\vec{E}$ på elektronene

Likevekt når $\vec{F}_m + \vec{F}_e = 0$, dvs

$$eE = evB$$

$$\Rightarrow \underline{\Delta V} = E \cdot l = \underline{vBl}$$

Lukket krets gir da strøm I :



Magnetisk fluks gjennom areal $A = l \cdot x$ omsluttet av strømsløyfa:

$$\Phi = B \cdot A = B l x$$

$$\Rightarrow \frac{d\Phi}{dt} = B l \frac{dx}{dt} = B l v = \Delta V$$

som er Faradays induksjonslov:

Endring i omsluttet magnetisk fluks Φ pr tidsenhet er lik industert spenning ΔV i ~~leders~~ ledersløyfa,

$$\Delta V = - \frac{d\Phi}{dt}$$

Lenz lov [YF 29.3; LHL 24.1]

Indusert strøm I har retning slik at tilhørende industert magnetfelt \vec{B}_I og tilhørende industert magnetisk fluks $\Phi_I = \int \vec{B}_I \cdot d\vec{A}$ slik at påtvunget endring $\Delta\Phi$ motvirkes

"Naturen motvirker påtvungne endringer!"