

EKSAMEN I FAG FY6017 "Elektromagnetisme"

LØSNINGSFORSLAG

for studenter ved videreutdanning i fysikk, KOMPIS.

Onsdag 18. desember 2012

Tid: 09.00 – 14.00

Faglig kontakt under eksamen:

Jorunn Grip
Tlf: 93255281

Tillatte hjelpemidler:

Grafisk lommeregner
Matematisk formelsamling.

Sensur:

22. januar. 2013

Eksamenspapirene består av 9 sider:

1. Førstesida (denne sida).
2. Side 2: Oppgave 1. 4 små oppgaver med ulike tema.
3. Side 3: Oppgave 2. Oppgaven handler om ladde partikler.
4. Side 4: Oppgave 3. Oppgaven handler om induksjon.
5. Side 5: Oppgave 4. Oppgaven handler om magnetisme.
6. Side 6: Oppgave 5. Oppgaven handler om elektrostatikk.
7. Side 7 – 9: Vedlegg 1. Formelark

Vurderingskriterier:

Ved vurderingen vektlegges din evne til å

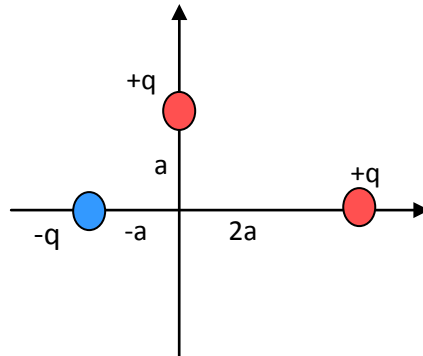
- gjøre greie for fysiske fenomener
- gjøre greie for kvalitative vurderinger
- vise regneferdighet
- vise eksperimentelle ferdigheter
- presentere besvarelsen
- vise pedagogisk innsikt

Prosentene på hver oppgave indikerer hvor mye den teller i det endelige resultatet, totalt 80 %.
Midtsemestereksamen teller 20 %.

Oppgave 1

(Vektlegges med 10 % av endelig karakter)

- a) Finn det elektriske potensialet i origo fra ladningsfordelingen som vist på figuren.



Figur 1. Ladningsfordeling

Løsning

Potensialet i origo:
$$\underline{\underline{V_{origo}}} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_i \frac{q_i}{r_i} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{-q}{a} + \frac{q}{a} + \frac{q}{2a} \right] = \underline{\underline{\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{2a}}}$$

- b) Det fins to typer elektriske felt. Forklar kort hva som er kildene til disse to feltene og hvordan de to har betydning for Gauss lov og Faradays lov.

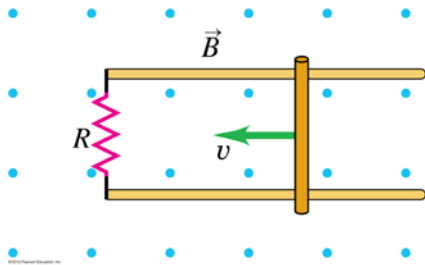
Løsning

Det totale elektriske feltet kan skrives som: $\vec{E} = \vec{E}_c + \vec{E}_n$. Det konservative feltet \vec{E}_c lages av en statisk ladningsfordeling mens \vec{E}_n lages av et varierende magnetfelt og er et ikke- konservativt felt.

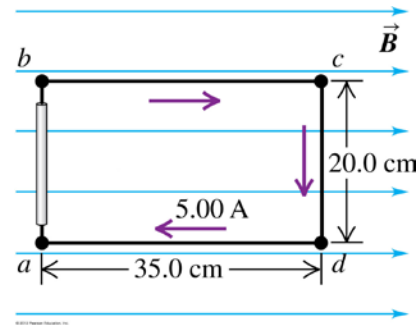
Gauss lov: $\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = \frac{Q_{encl}}{\epsilon_0}$. Bare \vec{E}_c bidrar. I \vec{E}_n er det ikke en statisk ladningsfordeling.

Faradays lov: $\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d\Phi_B}{dt}$. Bare \vec{E}_n bidrar fordi prikkproduktet rundt en lukket kurve er null når feltet er konservativt.

- c) En $0,360\text{m}$ lang metallstav beveger seg på to skinner som er koblet sammen slik figuren viser. Skinnene ligger i et magnetfelt, $B = 0,650\text{T}$ som står normalt på planet som skinnene ligger i. Metallstaven har farten $v = 5,90\text{m/s}$ mot venstre. Finn induert strøm i strømsløyfa som dannes av skinnene, staven og ledningen med motstanden $R = 45,0\Omega$. Vi regner R som den totale motstanden i kretsen.



Figur 2. Metallstav i magnetfelt



Figur 3 Strømsløyfe i magnetfelt

Løsning

Fluksen gjennom sløyfa avtar og det induseres en strøm som prøver å motarbeide endringen, altså et magnetfelt i samme retning som det opprinnelige. Strømmen går da mot klokka.

Indusert ems når staven beveger seg med konstant fart er: $\mathcal{E} = Blv = RI$

(Se Y&F side 969 for hvordan en kommer fram til dette uttrykket.)

$$\text{Vi får: } I = \frac{Blv}{R} = \frac{0,650\text{T} \cdot 0,360\text{m} \cdot 5,90\text{m/s}}{45,0\Omega} = 0,03068\text{A}$$

Strømmen er: $I = 30,7\text{mA}$

- d) Figur 3 viser en strømførende sløyfe som er festet slik at den kan rotere om siden ab. Lengden til sidekantene, strømrretning og størrelsen til strømmen står på figuren. Strømsløyfen ligger i et magnetfelt med retning som vist på figuren. $B = 1,20\text{T}$. Tegn inn kreftene som virker på hver av sidekantene til strømsløyfa pga magnetfeltet og beregn dreiemomentet på strømsløyfa på grunn av magnetfeltet.

Løsning

Dreiemomentet er: $\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B}$ hvor $\vec{\mu} = I \cdot \vec{A}$

Videre er kraft på en strømførende leder i et magnetfelt: $\vec{F} = I d\vec{l} \times \vec{B}$

Det er ingen magnetiske krefter på sidekantene ad og bc fordi her er $d\vec{l} \parallel \vec{B}$

På siden cd er $d\vec{l} \perp \vec{B}$ og kraft på siden er: $F = I l_{cd} B$ rettet opp av papirplanet.

$\vec{\mu} = I \cdot \vec{A}$ hvor \vec{A} er rettet inn i papirplanet. Følgelig er også $\vec{\mu}$ rettet inn i papirplanet.

Vi får dreiemomentet: $\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B}$ rettet nedover fra b til a.

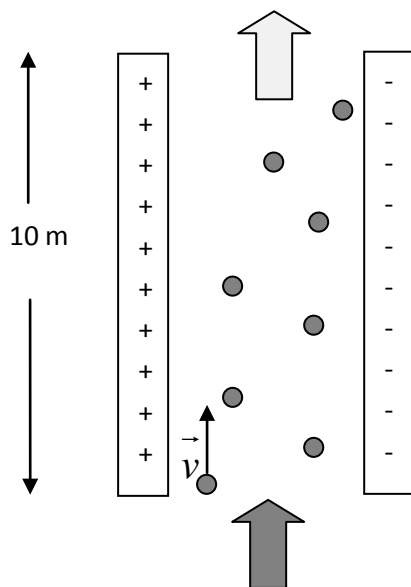
$\vec{\mu} \perp \vec{B}$ gir: $\tau = \mu B = IAB = 5,00A \cdot 0,200m \cdot 0,350m \cdot 1,20T$

$$\underline{\underline{\tau = 0,420Am^2T = 0,420Nm}}$$

Oppgave 2

(Vektlegges med 5 % av endelig karakter)

- a) En elektrostatisk presipitator er et system for å rense støv fra røyk i fabrikker. Den monteres inne i pipa. Hver støvpartikkel tilføres en ladning q ved inngangen til presipitatorene. To ladde plater med en spenningsforskjell V er plassert inne i pipa. Se figur 5. Støvpartiklene kommer ut fra forbrenningsovnen med farten v vertikalt oppover, avbøyes av det elektriske feltet og samles opp på elektrodene.



Figur 5. Presipitator til rensing av støvpartikler fra røyk. ● er støvpartikler med ladning q og fart v . De to platene på figuren er tredd ned i pipa som ikke vises på figuren. Pilene viser retningen som røyken strømmer, skitten røyk inn i pipa og renere ut på toppen etter at støvpartiklene er fjernet.

Hvor stor ladning må støvpartiklene tilføres for at alle støvpartiklene skal fanges opp i presipitatoren? Støvpartiklenes masse er $m = 1,0 \times 10^{-14} \text{ kg}$, hastigheten til røyken er $v = 1,0 \text{ m/s}$, avstanden mellom platene er $d = 2,0 \text{ m}$, lengden av presipitatoren er $l = 10 \text{ m}$ og spenningen mellom platene er $V = 50 \text{ V}$. Vi ser bort fra tyngdekraften.

Løsning

Potensialforskjellen mellom platene er: $V = Ed \Rightarrow E = \frac{V}{d}$

Elektrisk kraft på en ladd partikkel: $F_x = qE = q \frac{V}{d}$

Den elektriske krafta virker horisontalt og vi har da for den horisontale bevegelsen: $q \frac{V}{d} = ma_x$

Vi ser bort fra tyngdekrafta og da er hastigheten til røykpartiklene konstant i vertikal retning. Den

maksimala tida en partikkel kan bruke før den fanges opp er da: $t = \frac{l}{v_y}$

Den maksimale horisontale bevegelsen til en røykpartikkel er: $d = v_{0x}t + \frac{1}{2}a_x t^2$

$v_{0x} = 0$ gir: $d = \frac{1}{2}a_x t^2 \Rightarrow a_x = \frac{2d}{t^2} = \frac{2dv_y^2}{l^2}$

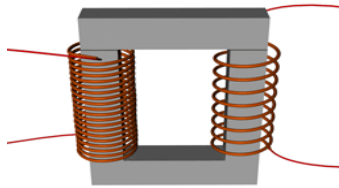
Ladningen må være:

$$\underline{\underline{q = \frac{ma_x d}{V} = \frac{m2dv_y^2 d}{Vl^2} = \frac{2md^2 v_y^2}{Vl^2} = \frac{2 \cdot 1,0 \cdot 10^{-14} \text{ kg} \cdot (2,0 \text{ m})^2 \cdot (1,0 \text{ m/s})^2}{50 \text{ V} \cdot (10 \text{ m})^2} = 1,6 \cdot 10^{-17} \text{ C}}}$$

Oppgave 2

(Vektlegges med 15 % av endelig karakter)

- a) En transformator er tegnet på figur 6. Den endrer spenningen på vekselstrømmen som kommer inn fra $U_P = 240V$ til $U_S = 24V$, fremdeles vekselspenning. Transformatoren har en jernkjerne. Se figur 4.



Figur 4. Transformator med jernkjerne

Skisser magnetfeltet i transformatoren. Forklar hvorfor jernkjernene i store transformatorer er laget av plater, (lameller). Vis at forholdet mellom de to spenningene er gitt av formelen:

$$\frac{U_P}{U_S} = \frac{N_P}{N_S}$$

hvor N_S og N_P er antall vindinger i henholdsvis sekundær og primærspolen. Finn forholdet mellom antall vindinger i de to spolene i dette eksemplet.

Løsning

Magnetfeltet følger jernet inne i transformatoren. Skifter retning når strømmen snur.

I store deler jern får en store eddystrømmer som gir energitap i transformatoren. En kjenner at den blir varm. Når jernet er i tynnere lag så blir strømmene mindre og energitapet mindre. $P =$

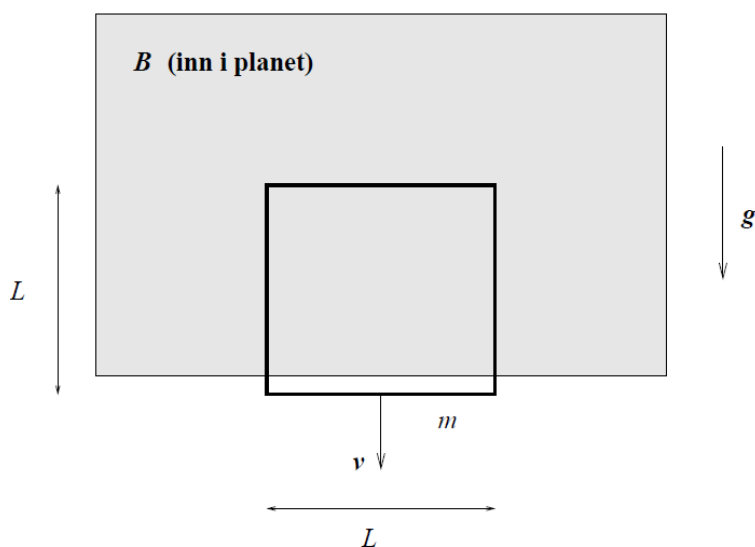
Indusert ems er: $|\mathcal{E}| = \left| N \frac{d\Phi}{dt} \right|$

I sekundærspolen: $U_S = N_S \left| \frac{d\Phi}{dt} \right|$

I primærspolen: $U_P = N_P \left| \frac{d\Phi}{dt} \right|$

Vi får: $\frac{U_P}{U_S} = \frac{N_P}{N_S} = \frac{240V}{24V} = \underline{\underline{10}}$

- b) Ei kvadratisk ledersløyfe med masse m og sidekanter L faller med konstant hastighet, v , i tyngdefeltet. Nedre sidekant er under hele eksperimentet utenfor det homogene magnetfeltet, B , som dekker det blå området og er rettet normalt inn i papirplanet på figur 6. Øvre sidekant er under hele eksperimentet innenfor magnetfeltet. Magnetfeltet står normalt på tyngdens akselerasjon, g og dessuten normalt på arealvektoren til den fallende ledersløyfa.



Figur 6. Strømsløyfe i magnetfelt og gravitasjonsfelt.

Bestem retningen til den induerte strømmen, I , i ledersløyfa og forklar hvorfor det vil gå en strøm i ledersløyfa. Finn et uttrykk for strømmen i ledersløyfa når den faller med konstant hastighet og motstanden er R .

Løsning

Indusert strøm prøver her å opprettholde det magnetiske feltet. Det fører til en strøm med klokka.

I metaller er det ladninger som er løst bundet til kjernene. Disse ladningene har en fart, v , nedover når ledersløyfa faller. Det virker en magnetisk kraft på ladningene i ledersløyfa.

$$\vec{F} = q \cdot \vec{v} \times \vec{B}$$

Retningen på kraften er horisontalt mot høyre. Det fører til at det induseres en ems bare i den horisontale delen av ledersløyfa, dvs øvre sidekant.

$$|\varepsilon| = \left| \frac{d\Phi}{dt} \right| = \left| \frac{d(\vec{A} \cdot \vec{B})}{dt} \right|$$

$$\vec{A} \perp \vec{B} \text{ og magnetfeltet er konstant gir: } |\varepsilon| = \frac{BdA}{dt} = B \cdot L \cdot \frac{dL}{dt} = BLv$$

$$\text{Vi har: } \varepsilon = BLv = RI \Rightarrow v = \frac{RI}{BL} \quad (1)$$

$$\text{Kraft på en strømførende ledning: } \vec{F} = I \cdot \vec{L} \times \vec{B}$$

$$\vec{L} \perp \vec{B} \text{ slik at den magnetiske kraften på ledersløyfa er: } F = ILB \text{ og rettet oppover.}$$

Konstant fart når den magnetiske krafta oppover er lik gravitasjonskrafta nedover. Vi får:

$$ILB = mg \Rightarrow I = \frac{mg}{BL} \text{ som settes inn i (1):}$$

$$\underline{\underline{v = \frac{Rmg}{B^2 L^2}}}$$

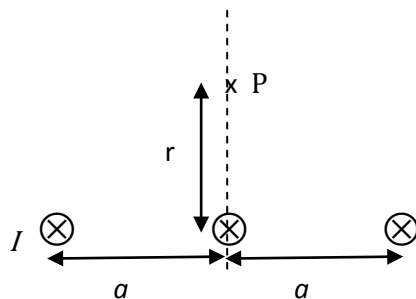
Kommentar: Her var det en feil i oppgaven. Tanken var at dere skulle finne farten og så har den siste setningen falt ut. Beklager.

Oppgave 3

(Vektlegges med 25 % av endelig karakter)

- a) Bruk Amperes lov til å finne magnetfeltet i avstand r fra en uendelig lang rett strømførende leder.

Tre lange, parallelle ledere, i innbyrdes avstand a og som fører strøm, I i samme retning er plassert som vist i figur 4.



Figur 4. Parallelle ledere normalt på papirplanet.

- b) Vis at magnetfeltet på grunn av strømmen i de tre lederne i punktet P på figuren i avstanden

$$r \text{ fra den midterste lederen kan skrives som } B_{tot} = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \left[1 + \frac{2r^2}{a^2 + r^2} \right].$$

Hva er magnetfeltet når $I = 10\text{ A}$, $a = 10\text{ cm}$ og $r = 5,0\text{ cm}$?

Vi lager et strømførende plan ved å legge mange ledere tett sammen. Alle lederne fører strømmen I i samme retning og det er n ledninger per meter målt på tvers av ledningene.

- c) Tegn figur og forklar hvorfor magnetfeltet i nærheten av planet kan regnes som homogent når vi ser bort fra kanteffekter.
- d) Bruk Amperes lov til å finne et uttrykk for magnetfeltet i avstanden r fra planet. Kommenter resultatet.

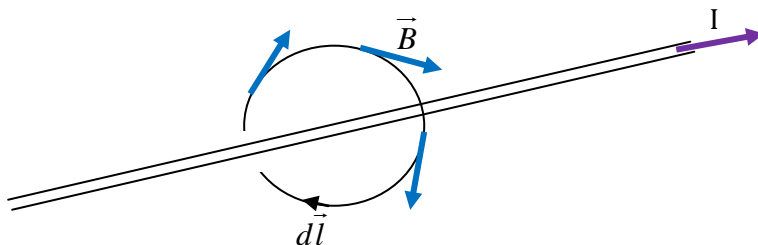
Sterke magnetfelt kan brukes til å holde tunge gjenstander svevende, for eksempel et tog på magnetiske skinner. Dette kalles magnetisk levitasjon. Vi lager et strømførende plan med flere lag slik at vi kan regne med 5000 ledere per m. I hver av lederne går det en strøm på 600 A. Vi kan se bort fra tykkelsen av det strømførende planet. Vi plasserer en strømførende leder parallelt med det strømførende planet som du regnet på i punkt c og d.

- e) Tegn figur. Hvilken strøm må sendes gjennom lederen for at kraften på den skal bli stor nok til å løfte 500 kg per meter av lederen og i hvilken retning må denne strømmen gå i forhold til strømmen i planet?

Løsning

a) Amperes lov: $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I$

hvor I er den totale strømmen som omslutes av integrasjonssløyfa.



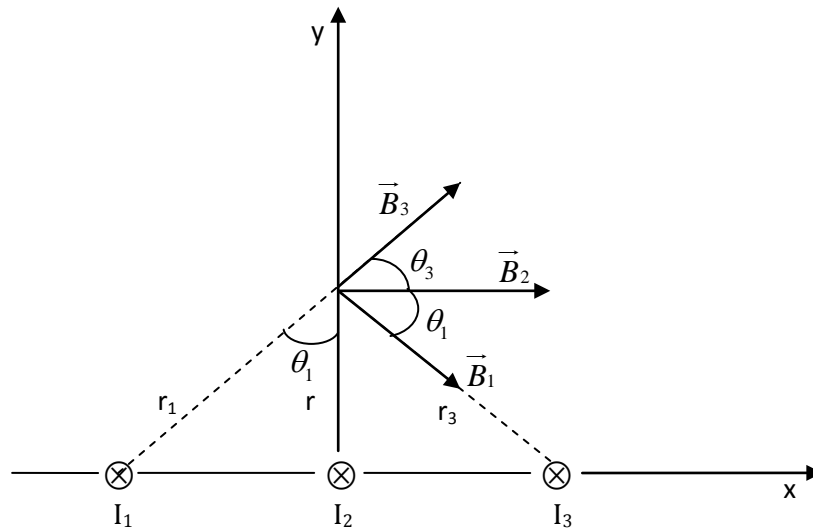
Magnetfeltlinjene er konsentriske sirkler med sentrum i lederen og retning gitt av høyrehåndsregelen.

Jeg velger en sirkel med sentrum i lederen og en integrasjonsvei slik at $d\vec{l} \parallel \vec{B}$ og størrelsen til magnetfeltet er konstant over integrasjonen.

Vi får: $B \cdot 2\pi r = \mu_0 I$

Magnetfeltet i avstand r fra en uendelig lang rett leder: $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$ med retning som vist på figuren.

b) Figuren nedenfor viser magnetfeltene i punktet P fra de tre lederne:



Retningene til feltene fra de tre lederne i punktet P er i samsvar med retningen til feltlinjene rundt uendelig lange rette ledere i punkt a. Pga symmetri ser vi at den totale y – komponenten til magnetfeltet er null.

Vi har videre: $\cos \theta_1 = \frac{r}{r_1}$

Vi finner, pga parvis normale vinkelbein, denne vinkelen igjen som $\theta_1 = \angle(\vec{B}_1, \vec{B}_2)$

Videre er: $\cos \theta_3 = \frac{r}{r_3}$ og $\theta_3 = \angle(\vec{B}_2, \vec{B}_3)$

Vi summerer de tre x – komponentene:

$$B_{tot} = B_{1x} + B_2 + B_{3x} = B_1 \cos \theta_1 + B_2 + B_3 \cos \theta_3 = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \left[\frac{1}{r_1} \cos \theta_1 + \frac{1}{r} + \frac{1}{r_3} \cos \theta_3 \right]$$

Vi setter inn for cosinus til vinklene:

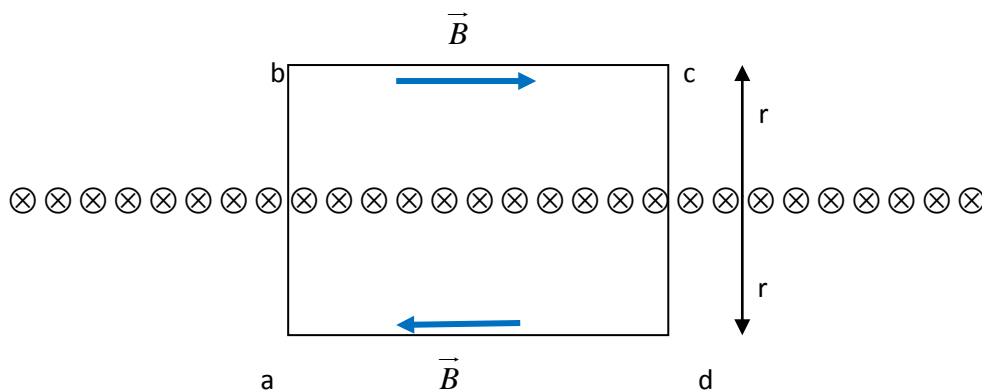
$$B_{tot} = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \left[\frac{r}{r_1} \frac{r}{r_1} + 1 + \frac{r}{r_3} \frac{r}{r_3} \right]$$

Her er $r_1 = r_3$. Vi kan skrive dette som:

$$\underline{\underline{B_{tot}}} = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \left[1 + 2 \left(\frac{r}{r_1} \right)^2 \right] = \underline{\underline{\frac{\mu_0 I}{2\pi r} \left[1 + \frac{2r^2}{a^2 + r^2} \right]}} \text{ qed.}$$

$$\text{Innsatt tall: } \underline{\underline{B}} = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Tm / A} \cdot 10 \text{ A}}{2\pi \cdot 0,05 \text{ m}} \left[1 + \frac{2 \cdot 5^2}{5^2 + 10^2} \right] = \underline{\underline{5,6 \cdot 10^{-6} \text{ T}}}$$

- c) Symmetri fører til at y – komponentene langt fra kantene nuller ut hverandre. Magnetfeltet blir rettet i x – retning og er konstant når at vi regner det strømførende planet som uendelig.



- d) Vi bruker Ampères lov: $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{tot}$

På figuren er det tegnet en lukket integrasjonssløyfe a, b, c, d.

ab og cd: $\vec{B} \perp d\vec{l}$

bc og da: $\vec{B} \parallel d\vec{l}$ og magnetfeltet er konstant. Vi får:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \int_a^b \vec{B} \cdot d\vec{l} + \int_b^c \vec{B} \cdot d\vec{l} + \int_c^d \vec{B} \cdot d\vec{l} + \int_d^a \vec{B} \cdot d\vec{l} = 0 + BL + 0 + BL = \mu_0 I_{tot}$$

$$\Rightarrow 2BL = \mu_0 nIL \Rightarrow \underline{\underline{B = \frac{1}{2} \mu_0 nI}}$$

$$\text{Innsatt tall: } \underline{\underline{B}} = \frac{1}{2} 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Tm / A} \cdot 5000 / \text{m} \cdot 600 \text{ A} = 1,88 \text{ T} = \underline{\underline{1,9 \text{ T}}}$$

- e) For at magnetfeltet skal være stort nok til å holde ledningen svevende må den magnetiske kraften oppover være like stor som tyngdekraften.

$$\vec{F}_B = I d\vec{l} \times \vec{B} \quad d\vec{l} \perp \vec{B} \Rightarrow F = ILB \text{ hvor } L = 1 \text{ m og } B = 1,88 \text{ T}$$

Strømmen i lederen må være i motsatt retning av strømmen i planet.

$$I_{\text{leder}} = \frac{mg}{LB} = \frac{500\text{kg} \cdot 9,81\text{m/s}^2}{1\text{m} \cdot 1,88} = 2609\text{A}$$

Strøm i lederen: $I_{\text{leder}} = 2600\text{A}$

Oppgave 4

(Vektlegges med 25 % av endelig karakter)

En uendelig lang sylinder med radius R har en ladningsfordeling $\rho(r)$. Sylindren ligger langs z – akse slik at $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Ladningsfordelingen er gitt ved:

$$\rho = \rho_0 \left(1 - \frac{r}{R}\right) \text{ for } r \leq R$$

$$\rho = 0 \quad \text{for } r > R$$

der $\rho_0 > 0$

a) Finn sylindrens totale ladning per lengdeenhet, $Q_{\text{tot}} = \int_0^R \rho(r) \cdot 2\pi r \cdot dr$.

$Q(r)$ er ladning per lengdeenhet som funksjon av avstanden fra sentrum av sylindren, r .

b) Vis at når $r < R$ så er: $Q(r) = \pi \cdot \rho_0 \cdot r^2 \left(1 - \frac{2}{3} \frac{r}{R}\right)$

c) Bruk Gauss lov til å finne det elektriske feltet i alle avstander fra z – akse.

d) Bestem verdien som r kan ha ($0 < r < R$) som gir maksimalt elektrisk felt E_{maks} .

e) Skisser feltet $E(r)$ for $0 < r < 3R$ og angi maksimumsverdien E_{maks} .

Løsning

a) Ladning per lengdeenhet: $Q_{tot} = \int_0^R \rho(r) \cdot 2\pi r \cdot dr$

Vi setter inn for ladningstettheten til cylinderen og finner total ladning per lengdeenhet til

sylinderen: $Q_{tot} = \int_0^R \rho_0 \left(1 - \frac{r}{R}\right) \cdot 2\pi r \cdot dr = \rho_0 \int_0^R \left(2\pi r - \frac{2\pi r^2}{R}\right) dr$

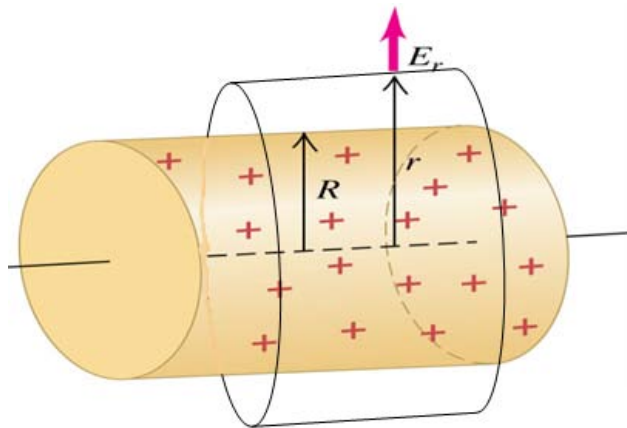
$$\underline{\underline{Q_{tot}}} = \rho_0 \left[\pi r^2 - \frac{2}{3} \frac{\pi r^3}{R} \right]_0^R = \rho_0 \pi \left[R^2 - \frac{2}{3} R^2 \right] = \underline{\underline{\frac{\rho_0 \pi R^2}{3}}}$$

b) Vi kan regne ut det samme integralet, men fra 0 til r hvor $r < R$. Vi får:

$$\underline{\underline{Q(r)}} = \rho_0 \left[\pi r^2 - \frac{2}{3} \frac{\pi r^3}{R} \right] = \underline{\underline{\pi \rho_0 r^2 \left[1 - \frac{2}{3} \frac{r}{R} \right]}} \text{ qed.}$$

c) Vi finner først det elektriske feltet på utsiden av cylinderen.

$r > R$



Her legger jeg en Gaussflate som en sylinder med radius $r > R$. Da er det elektriske feltet normalt på Gaussflaten, altså parallelt med arealvektoren, på sylinderflaten. Over hele sylinderflaten er avstanden til ladningen like stor og følgelig er størrelsen til det elektriske feltet konstant på sylinderflaten.

På endeflatene er det elektriske feltet normalt på arealvektor.

Vi får:

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = E \cdot 2\pi r \cdot L = \frac{Q_{tot}}{\epsilon_0} \text{ hvor } L \text{ er lengden til Gaussflate – sylinderen.}$$

$$E \cdot 2\pi r \cdot L = \frac{\rho_0 \pi R^2 L}{3\epsilon_0} \Rightarrow E = \frac{\rho_0 R^2}{6\epsilon_0 r} \quad \text{Radielt ut fra cylinderen.}$$

Så legges en tilsvarende cylinder innenfor den ladde cylinderen:

$$r < R$$

Vi kan bruke den samme argumentasjonen som over og får:

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = E \cdot 2\pi r \cdot L = \frac{Q_{encl}}{\epsilon_0}$$

$$E \cdot 2\pi r \cdot L = \frac{\pi \rho_0 r^2 \left(1 - \frac{2}{3} \frac{r}{R}\right) \cdot L}{\epsilon_0}$$

$$\text{Det elektriske feltet er: } \underline{\underline{E}} = \frac{\rho_0 r^2 \left(1 - \frac{2}{3} \frac{r}{R}\right)}{2r\epsilon_0} = \frac{\rho_0 r \left(1 - \frac{2}{3} \frac{r}{R}\right)}{2\epsilon_0} \quad \text{radielt ut fra sentrum.}$$

d) Maksimalt felt inne i den ladde cylinderen:

$$\frac{dE}{dr} = \frac{\rho_0}{2\epsilon_0} \left[1 - \frac{4}{3} \frac{r}{R}\right] = 0 \Rightarrow 1 - \frac{4}{3} \frac{r}{R} = 0 \Rightarrow r = \underline{\underline{\frac{3}{4}R}}$$

Da er det elektriske feltet:

$$\underline{\underline{E_{\max}}} = \frac{\rho_0}{2\epsilon_0} \frac{3}{4} R \left(1 - \frac{2}{3} \frac{3}{4} \frac{R}{R}\right) = \underline{\underline{\frac{3\rho_0}{16\epsilon_0} R}}$$

e) Grafen tegner jeg og legger ut senere i uka.

f) Vedlegg 1

FORMELLISTE FOR FY6017 ELEKTROMAGNETISME

Coulombs lov: $F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|q_1 q_2|}{r^2}$ $\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \hat{r}$

Elektrisk dipolmoment: $\vec{p} = q\vec{d}$ (fra – til +)

Dreiemoment på en elektrisk dipol: $\vec{\tau} = \vec{p} \times \vec{E}$

Potensiell energi til en elektrisk dipol: $U = -\vec{p} \cdot \vec{E}$

Elektrisk fluks: $\Phi_E = \int \vec{E} \cdot d\vec{A}$

Elektrisk potensiell energi: $U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_0}{r}$

Elektrisk potensial fra en punktladning: $V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}$

Potensialforskjellen mellom to punkter: $V_a - V_b = \int \vec{E} \cdot d\vec{l}$

Kraft på en ladning i bevegelse: $\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$

Magnetisk kraft på en strømførende leder: $\vec{F} = I d\vec{l} \times \vec{B}$

Dreiemoment på ei strømsløyfe: $\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{B}$

Potensiell energi til en magnetisk dipol: $U = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$

Hall – effekten: $nq = \frac{-J_x B_y}{E_z}$

Magnetfelt fra en punktladning med konstant fart: $\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{q\vec{v} \times \hat{r}}{r^2}$

Biot – Savarts lov: $d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{Id\vec{l} \times \hat{r}}{r^2}$

Magnetisk fluks: $\Phi_B = \int \vec{B} \cdot d\vec{A}$

Faradays lov: $\mathcal{E} = -\frac{d\Phi_B}{dt}$

Indusert emf i en lukket strømsløyfe som beveger seg i et magnetfelt: $\mathcal{E} = \oint (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot d\vec{l}$

Maxwells likninger:

hvor det elektriske feltet er gitt av: $\vec{E} = \vec{E}_c + \vec{E}_n$

1. Gauss lov for \vec{E} : $\Phi_E = \oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{Q_{encl}}{\epsilon_0}$
2. Gauss lov for \vec{B} : $\oint \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0$
3. Amperes lov: $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \left(i_c + \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} \right)_{encl}$
4. Faradays lov: $\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d\Phi_B}{dt}$

Noen formler fra mekanikk

Bevegelseslikninger ved konstant akselerasjon i x – retning:

$$v = v_0 + at$$

$$x = x_0 + v_0 t + \frac{1}{2} at^2$$

$$v^2 = v_0^2 + 2a(x - x_0)$$

Sirkelbevegelse med konstant baneakselerasjon: $a_{rad} = \frac{v^2}{R}$

Vinkelfart: $\omega = \frac{d\theta}{dt}$

Noen fysiske konstanter:

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} Tm / A$$

$$\epsilon_0 = 8,85419 \cdot 10^{-12} C^2 / N \cdot m^2$$

$$e = 1,6019 \cdot 10^{-19} C \text{ (elementærladningen)}$$

$$m_e = 9,109 \cdot 10^{-31} kg \text{ (elektronets masse)}$$

$$g = 9,807 m / s^2$$

Noen SI – enheter:

Navn	Symbol	Navn	Symbol	Navn	Symbol
volt	$V = kg \cdot m^2 / (s^3 \cdot A)$	pascal	$Pa = N / m^2$	weber	$Wb = V \cdot s$
radian	rad	joule	$J = N \cdot m$	tesla	$T = Wb / m^2$
meter	m	watt	$W = J / s$	ohm	$\Omega = V / A$
sekund	s	kelvin	K		
hertz	Hz	ampere	A		
kilogram	kg	coloumb	$C = A \cdot s$		
newton	$N = kg \cdot m / s^2$	farad	$F = A \cdot s / V$		