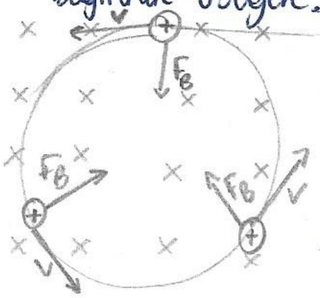
Examenvragen

Hoofdstuk 27 - Magnetisme

12/06/2017

1. Kracht op deeltje is $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} = qvB\sin\theta$
2. Een deeltje dat met een snelheid in een magnetisch veld komt, zal een cirkelbeweging beginnen volgen. Als het deeltje in het veld uit zonder snelheid zal er geen kracht op werken. ($\vec{F} = q \cdot 0 \times \vec{B} = 0$)



Eenmaal het deeltje in het veld komt met een snelheid v, zal een kracht $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$ erop inwerken die loodrecht is op de snelheid en het veld. Het effect kan je op de tekening hiernaast zien.
Als de snelheid niet mooi loodrecht staat op het veld, zal het deeltje een soort ~~[illegible]~~ pad afleggen met dezelfde kracht onder die hoek.
spiraalvormig met een $\sin\theta$!!

⇒ grootheden bij deze afleiding:

$$\sum F = m\vec{a}_c \Rightarrow qvB\sin 90° = m \cdot a \Rightarrow qvB = \frac{mv^2}{r} \Rightarrow \boxed{r = \frac{mv}{qB}}$$

De hoeksnelheid kan men vinden mbv de snelheid: $\boxed{\omega = \frac{v}{r} = \frac{qB}{m}}$

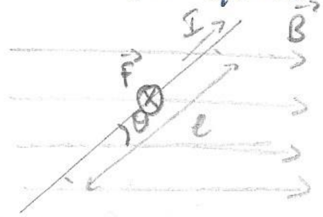
De periode kan men nu ook simpel bepalen: $\boxed{T = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi m}{qB} \Rightarrow f = \frac{qB}{2\pi m}}$

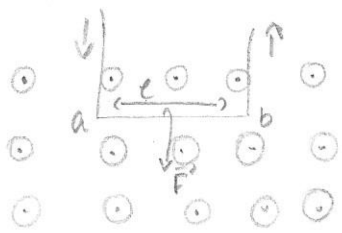
$\omega = 2\pi f$
$= \frac{2\pi}{T}$
$\Rightarrow T = \frac{2\pi}{\omega}$

3. Een geleider bestaat uit meerdere ladingen die bewegen ⇒ N.
We kunnen ook $N = nV$ gelijkstellen met n = ladingsdragers per volume.
Volume is hier $V = AL$. en $I = nAqv_d$ dus $\vec{F} = q\vec{v} \times B$
$= nAL(q\vec{v} \times B)$
$= I\vec{L} \times \vec{B}$ of ook $\vec{F} = I\int_a^b d\vec{s} \times \vec{B}$
↳ dit is voor een geleider

Januari 2021 - vraag 3

a) Het magnetisch veld kan gedefinieerd worden met behulp van de formule voor kracht op een stroomvoerende geleider ($\vec{F} = I\vec{L} \times \vec{B}$) of met kracht op een geladen deeltje ($\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$).
Als je deze formules omzet krijg je een definitie voor het magnetisch veld:
$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} \Rightarrow F = qvB\sin\theta \; (\theta = 90°) \Rightarrow B = \frac{F}{qv}$ $\quad d\vec{F} = I(d\vec{l} \times \vec{B})$
of $B = \frac{F}{IL}$

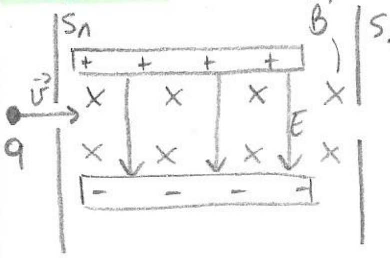




b) Men kan dan met kracht het veld zeer precies bepalen.
Het magnetisch veld kan dan gevonden worden met een uitgekozen stroom, een draad met gekende lengte en een zelf aan te brengen kracht

c) een elektrisch veld werd gedefinieerd als $E = \frac{F}{q}$. Een kracht ~~[illegible]~~ geleverd door de bron van het veld. Een elektrisch veld is namelijk altijd gedefinieerd bij een positieve lading. Het magnetisch veld wordt opgewekt door bewegende lading en dat is exact wat men terugvindt bij $\vec{B} = \frac{\vec{F}}{I\vec{L}}$ en $B = \frac{F}{qv}$

06/06/2014

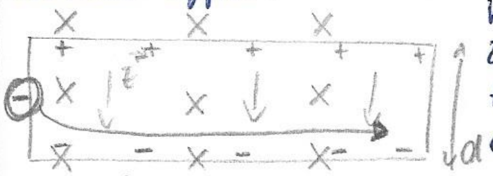


Deze snelheidsfilter zorgt ervoor dat enkel deeltjes uit deze velden komen met een gekozen snelheid. Er werken (tussen S_1 en S_2) twee krachten op het geladen deeltje, namelijk de elektrische en de magnetische. S_1 en S_2 moeten in directe lijn zijn van mekaar. De particles met een te grote of te kleine snelheid zullen afbuigen, enkel die met nettokracht nul zullen erdoor geraken. $\Rightarrow \Sigma F = qvB - qE = 0 \Rightarrow qvB = qE \Rightarrow \boxed{v = \frac{E}{B}}$

Dit resultaat is onafhankelijk van het teken van de lading q.

11/06/2019 1hu

Het Hall-effect.



Wanneer men een geleider vastzetten in een magnetisch veld, zal er een kracht $\vec{F}_B = I\vec{l} \times \vec{B}$ inwerken op de geleider. Aangezien deze niet kan bewegen, zullen de elektronen in de geleider bewegen waardoor de onderkant negatief geladen wordt en de bovenkant positief. Dit verschil zal een elektrisch veld induceren, namelijk het Hall-veld. Dit veld zal een kracht uitoefenen die tegengesteld is aan de magnetische kracht.

$F_B = -e\,\vec{v}_d \times \vec{B}$ $\Rightarrow$

$F_e = -e\,\vec{E}_H$ $\Rightarrow \vec{F}_B = \vec{E}_H \rightsquigarrow E_H = v_d B$ met $v_d = \frac{I}{enA}$

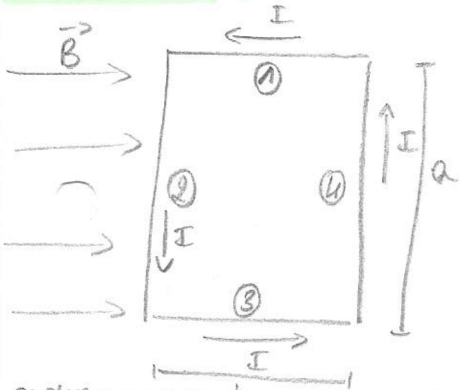
formularium

$$\mathcal{E}_H = \Delta V_H = E_H d = v_d B d \Rightarrow \boxed{\Delta V_H = \frac{IBd}{neA}}$$

$\Delta V_H = v_d B d$

① Je kan hiermee een onbekend magneetveld bepalen.
② Je kan bij halfgeleiders bepalen of het e^- zijn of gaten.

14/06/2017 NM

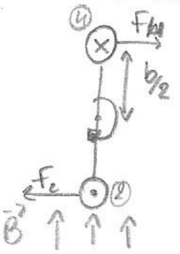


a) $\vec{F} = I\vec{l} \times \vec{B}$
Magnetische kracht op ① en ③ : $F_{1,3} = 0$ want $l \parallel B$
op ② en ④ : $F_{2,4} = ILB = IaB$: $l \perp B$
Zin van de krachten zijn tegengesteld en even groot
nettokracht is 0

b) Ja, de geleider heeft tegengestelde krachten op de uiteindes dus zal het systeem draaien.

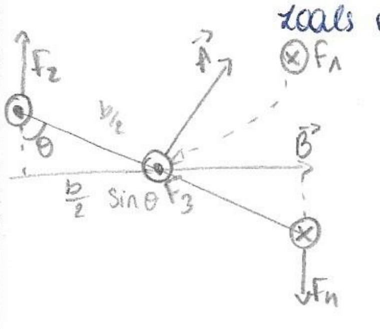
c) de kracht zal niet veranderen, maar je krachtmoment wel.

onderaanzicht b



d) initieel zal het krachtmoment het volgende zijn:
$\vec{\tau} = \vec{r} \times \vec{F} = F_2 \frac{b}{2} + F_4 \frac{b}{2} = IaB\frac{b}{2} + IaB\frac{b}{2} = IabB = IAB$
met A de oppervlakte.

Op een later ogenblik, zal het krachtmoment wel afhangen van de hoek. Zoals volgt:



$F_1 = -F_3 \neq 0 \rightsquigarrow$ maar krachtmomenten heffen elkaar op.
$F_2 = -F_4$ en $F_{2,4} = IaB$

$\tau = F_2 \frac{b}{2}\sin\theta + F_4 \frac{b}{2}\sin\theta = IabB\sin\theta = IAB\sin\theta$

$\boxed{\vec{\tau} = I\vec{A} \times \vec{B}}$ + $\vec{A}$ uitleggen.
en $\vec{\mu} = I\vec{A}$

Hoofdstuk 28

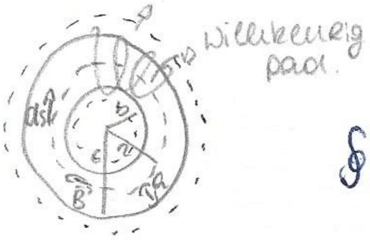
11/06/2017 VH ① wet van Ampère

a) De lijnintegraal van het magneetveld ($\vec{B} \cdot d\vec{l}$) langs een willekeurig gesloten pad is gelijk aan $\mu_0 I_{in}$, waarbij I_{in} de totale ingesloten stroom is, die vloeit door een oppervlak dat omsloten is door het pad.

$$\boxed{\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I_{in}}$$

overal wikkelingen

b)



B raakt konstant aan ds en is dus parallel: $\vec{B} \cdot d\vec{s} = B ds$
totale stroom over straal r is IN.

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = B \oint ds = B 2\pi r = \mu_0 N I \rightsquigarrow \boxed{B = \frac{\mu_0 I N}{2\pi r}}$$

↳ in torus.

Binnen torus (of buiten):
de nettostroom binnen deze paden zal nul zijn (zie ...)
dus: $\vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 N I = 0 \Rightarrow B(2\pi r) = 0 \Rightarrow B = 0$.

c) $B = \frac{\mu_0 I N}{2\pi r}$ $\rightsquigarrow \lim\limits_{r \to \infty} B = \lim\limits_{r \to \infty} \frac{\mu_0 N I}{2\pi r} \Rightarrow \mu_0 n I$ met $n = \frac{N}{2\pi r}$

↳ uitrekken zodat zijdes bijna recht zijn.

$2\pi r$ is hier de omtrek van de torus, dus kan dit vervangen worden door l aangezien het over de lengte van de spoel gaat $\to \boxed{B = \frac{\mu_0 N I}{l}} \Rightarrow \mu_0 n I$

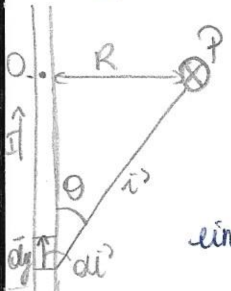
30/01/2020 Wet van Biot-Savart

a) Als er onvoldoende symmetrie is om de wet van Ampère te gebruiken, heeft men een andere oplossing nodig. We kunnen de kracht op een magneet bepalen tov infinitesimale elektrische stroom.
Experimenteel is gevonden dat:
- dB is loodrecht op ds en op r
- $|dB| \sim r^{-2}$
- $|dB| \sim ds$ en I doorheen ds
- $|dB| \sim \sin(\theta)$ met θ hoek tussen ds en r

$$\Rightarrow \boxed{d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I \, d\vec{s} \times \hat{r}}{r^2}}$$

b) verschil met puntlading: $\mu_0 = \frac{1}{\varepsilon_0}$, $k_e = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}$ en het gaat hier over de stroom ipv de puntlading aangezien stroom zorgt voor veldm.

c)



$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{d\vec{s} \times \hat{r}}{r^2}$ $\quad$ $\sin \frac{R}{r}$ $\quad$ $|d\vec{l} \times \hat{r}| = dy \sin\theta$ $\rightsquigarrow d\vec{B} = (dB)\hat{k} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{dy \sin\theta}{r^2} \hat{k}$

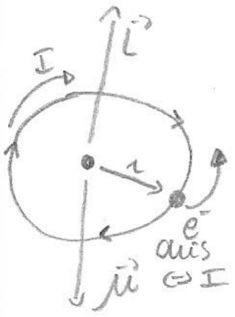
$r = \frac{R}{\sin\theta}$ (SOS) $\quad y = -\frac{R}{\tan\theta}$ (TOA) $\xrightarrow{\text{Afgeleiden yut}} dy = \frac{R}{\sin^2\theta} d\theta$

$\rightsquigarrow d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} \sin\theta \, d\theta \to B = \frac{\mu_0 I}{4\pi R} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin\theta \, d\theta$

eindige draad: $\frac{\mu_0 I}{4\pi} (\cos\theta_1 - \cos\theta_2)$ $\quad$ oneindige draad: $B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}$

08/06/2016 magnetisme in materialen. -> ppt op toledo.

Een atoom bestaat uit een kern met elektronen die daarrond bewegen. Aangezien zo een elektron een cirkelbeweging volgt, zal deze bewegende lading een magnetisch veld opwekken. Deze beweging zorgt ook voor een magnetisch dipoolmoment.



We gaan ervan uit dat het elektron aan constante snelheid beweegt en altijd op afstand r van de kern ligt. De elektron zelf legt afstand $2\pi r$ af in een tijdsinterval T, dus is $v = \frac{2\pi r}{T}$. I is de stroom (= lading per tijd) en dus $I = \frac{e}{T}$. Als we $T = \frac{2\pi}{\omega}$ en $\omega = \frac{v}{r}$ gebruiken, krijgen we

$$I = \frac{e}{T} = \frac{e\omega}{2\pi} = \frac{ev}{2\pi r}.$$

dit kunnen we dan invullen voor het magnetisch dipoolmoment:

$$\mu = IA = \frac{ev}{2\pi r} A = \frac{ev}{2\pi r}\pi r^2 = \frac{1}{2} evr$$

Met het orbitaal impulsmoment: $L = m_e vR$, $\Rightarrow \mu = \left(\frac{e}{2m_e}\right)L$

Het impulsmoment is gekwantiseerd en is gelijk aan veelvouden van $\hbar$ (met $\hbar$ de constante van Planck).

De kleinste (niet-nul) waarde van dit moment is $\mu = \sqrt{2}\left(\frac{e}{2m_e}\right)\hbar$

Veel materialen zijn niet magnetisch omdat deze momenten willekeurig georiënteerd staan en het magnetisch effect dan eigenlijk nul is.

Hiernaast heeft een elektron ook spin, wat ook bij dit moment bijdraagt. De spin toont het draaien van dat elektron rond zijn eigen as.

$$\mu_{spin} = \frac{e\hbar}{2m_e} = \mu_B \text{ het Bohr magneton.}$$

Protonen en neutronen hebben een verwaarloosbare bijdrage.

Het totaal magnetisch moment is dus de vectorsom van de orbitale en intrinsieke magnetische momenten.

Magnetische toestand van een materiaal wordt beschreven door de magnetisatievector $\vec{M}$.
-> grootte = magnetisch moment per volume-eenheid.

etc
lees dat toledo.

ijzer in spoel
↳ domeinen lijnen zich uit
=> veld wordt sterker.

Hoofdstuk 29

12/06/2018 NH

① Bij een in de tijd variërend magnetisch veld wordt een spanning (emf) geïnduceerd in een gesloten kring. De geïnduceerde spanning in een circuit is gelijk aan minus de tijdsverandering van de magnetische flux door de kring.

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad \text{met} \quad \Phi_B = \int \vec{B}\cdot d\vec{A}$$

er zal een spanning geïnduceerd worden als |H| of |B| verandert doorheen de tijd, als de hoek verandert of een combo van deze opties

Een geleider met snelheid $\vec{v}$ komt een magnetisch veld binnen. In deze geleider zijn deeltjes waar een kracht (magnetisch) op zal werken. Deze kracht is $\vec{F_B} = q\vec{v}\times\vec{B}$.
Om het systeem in evenwicht te houden, zal er een elektrisch veld geïnduceerd worden om het evenwicht te bereiken met de elektrische kracht $\vec{F} = q\vec{E}$. Er zal dus een geïnduceerd potentiaalverschil ontstaan: $\Delta V = El = vBl$ (over een geleider van lengte l)

Voor een geleider deel van een kring  zal dit stroom induceren.

De stroom zal volgens de wet van Lenz bepaald worden (de richting).

② Om de stroom te bepalen in dit circuit, bepalen we eerst de emf; $\mathcal{E} = \frac{-d\Phi}{dt}$

$\Phi_B = Blx \rightarrow \mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{(Blx)}{dt} = -Blv$

De stroom is dan te vinden volgens de wet van Ohm $\boxed{I = \frac{|\mathcal{E}|}{R} = \frac{Blv}{R}}$

op dit systeem werkt een constante snelheid, er is geen versnelling dus $\Sigma F = 0$

Hieruit volgt: $\boxed{\Sigma F = 0} \rightsquigarrow F_B + F_{App} = 0 \rightsquigarrow F_B = F_{App} \rightsquigarrow F_{App} = IlB$

De krachten zijn dus gelijk, het vermogen = $\boxed{P = \frac{dW}{dt} = \frac{F_A dx}{dt} = vF_A = vIlB = \frac{v^2B^2l^2}{R} = \frac{\Delta V^2}{R}}$

Dit is het vermogen gedissipeerd door de weerstand.

③ Wet van Lenz: de geïnduceerde stroom in een kring is in de richting die een magneetveld opwekt dat de verandering in magnetische flux doorheen het oppervlak tegenwerkt.

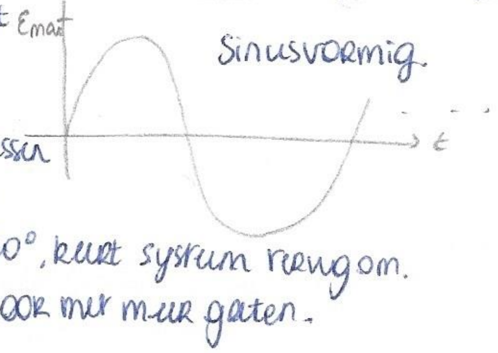
De stroom is zodanig dat hij de oorspronkelijke flux door het oppervlak in stand wilt houden, dus deze is in overeenkomst. !!

06/06/2016

Er wordt een kring vastgemaakt aan een cilinder. Deze cilinder zal mechanisch ronddraaien in het midden van een magnetisch veld. Aangezien de hoek tussen het oppervlak en het magnetisch veld constant zal veranderen, zal er veranderende Φ_m zijn en dus een geïnduceerde stroom. De 'brushes' liggen aan een gelijke kant en de stroom zal dus alterneren, de emf zal dus ook veranderen: AC.

$$\mathcal{E} = -N\frac{d\Phi_m}{dt} = -NAB\frac{d(\cos\omega t)}{dt} = NAB\omega \sin\omega t$$

$NAB\omega$ = $\mathcal{E}_{max}$ = Amplitude

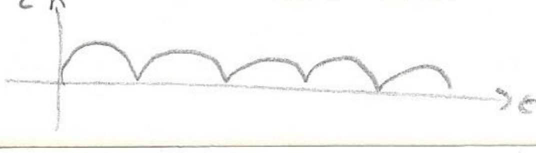


Sinusvormig.

met een gat tussen de tijds zonden

Als de brushes aan tegenovergestelde zijden hebben, zou men DC maken:

→ om de 180°, keert systeem rondom.
Dit kan ook met meer gaten.



14/06/2017 Eddy currents

Als een metalen plaat beweegt door een magnetisch veld (dat er loodrecht op staat), dan zal er in het oppervlak een stroom geïnduceerd worden. Deze interne stromen worden wervelstromen genoemd. De magnetische kracht hierop zal tegenwerken en de plaat zal enorm afgeremd worden. Dit kan handig zijn om remsystemen te maken, maar kan zeer lastig zijn als het remmen niet de bedoeling is.
Om de wervelstromen tegen te gaan, kan men de metalen platen 'knippen' zodat het niet 1 volle plaat is, maar eerder allemaal reepjes, dan kunnen de stromen enkel binnen die reepjes draaien en is het effect dus veel kleiner. Hier zal dus ook geen energieverlies plaatsvinden

Hoofdstuk 30

06/06/2017

In het voetstuk en in de tandenborstel zelf zijn er spoelen die bij het opladen over elkaar worden gelegd. Om de tandenborstel op te laden, maakt men gebruik van wederzijdse inductie: $M = \frac{N_2 \Phi_{21}}{I_1}$. Het magneetveld door zo een spoel is $B = \mu_0 \frac{N_B}{l} I$.

De magnetische flux is $\Phi_{BH} = BA$ $\rightarrow$ $M = \frac{N_H \Phi_{BH}}{I_B} = \frac{N_H BA}{I} = \mu_0 \frac{N_H N_B A}{l}$

$$\mathcal{E} = -M \frac{dI}{dt} = -\mu_0 \frac{N_H N_B A}{l} \frac{dI}{dt}$$

$\rightarrow$ deze opgewekte stroom in de spoel van de tandenborstel zal dan de batterij kunnen opladen.

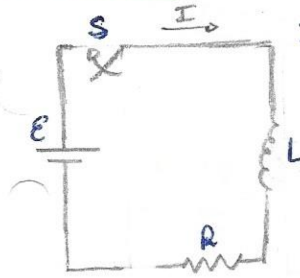
$\Rightarrow$ enkel afhankelijk van fysieke eigenschappen van de spoelen, dus

11/06/2017

Een spoel gaat op zichzelf ook aan inductantie doen, namelijk ook hier zal een verandering in flux ervoor zorgen dat een stroom wordt geïnduceerd die het systeem wilt behouden. Als de stroom afneemt, is er een verandering in flux en zal een stroom (in dezelfde zin) om die emf en flux te proberen behouden. Dit fenomeen noemt men zelfinductie. We kunnen een formule voor de zelfinductie L afleiden uit wederzijdse inductie: $L = -\frac{N \Phi_B}{I}$. Hiermee kan men ook de $\mathcal{E}$ vinden: $\mathcal{E} = -L \frac{dI}{dt}$

dus is $L = -\frac{\mathcal{E}_L}{dI/dt}$ $\rightarrow$ $\frac{1 Vs}{A} = 1$ henry (1H) (eens anders nog een schets?)

12/06/2018



In dergelijke kring zal de spoel de stroomverandering tegenwerken wegens zelfinductie
$\hookrightarrow$ back-emf.
De verandering in aangelegde spanning gebeurt geleidelijk.
Op $t=0$, zal stroom beginnen vloeien en zal een back-emf geïnduceerd worden. $\mathcal{E}_L = -L\frac{dI}{dt} < 0$

Met de regels van Kirchhoff kan men de stroom bepalen.

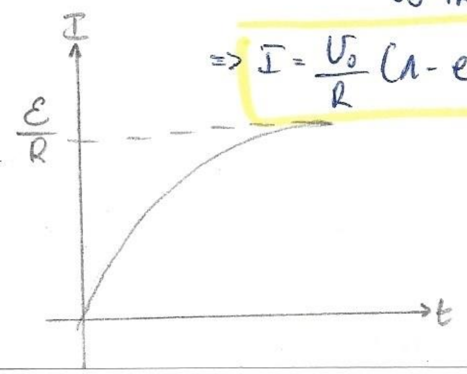
$\mathcal{E} - L\frac{dI}{dt} - IR = 0$ $\rightarrow$ stel $x = \frac{\mathcal{E}}{R} - I$ $\rightarrow$ $x + \frac{L}{R}\frac{dx}{dt} = 0$

$\Rightarrow \frac{dx}{x} = -\frac{R}{L} dt \rightarrow \int_{x_0}^{x} \frac{dx}{x} = -\frac{R}{L}\int_0^t dt \rightarrow x = x_0 e^{-\frac{Rt}{L}}$ met $x_0 = \frac{\mathcal{E}}{R}$

Dus $\boxed{I = \frac{\mathcal{E}}{R}\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \text{ met } \tau = \frac{L}{R}}$

$V_0 = L\frac{dI}{dt} + IR \Rightarrow \frac{dI}{V_0 - IR} = \frac{dt}{L} \Rightarrow \int_0^I \frac{dI}{V_0 - IR} = \int_0^t \frac{dt}{L} \Rightarrow \frac{-1}{R} \ln\left(\frac{V_0 - IR}{V_0}\right) = \frac{t}{L}$

$\Rightarrow \boxed{I = \frac{V_0}{R}\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \text{ met } \tau = \frac{L}{R}}$



Als men bron weghaalt $\rightarrow$ stroom verlaat circuit $\rightarrow$ tegenactie die emf induceert $\rightarrow$ nog even stroom

$IR + L\frac{dI}{dt} = 0$ $\quad \frac{dI}{I} = -\frac{dt}{\tau}$ $\rightarrow I = \frac{\mathcal{E}}{R} e^{-\frac{t}{\tau}} = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$

open schakelaar: stroom wilt emf houden $\rightarrow$ doorslag.

12/06/2018 Harmonische beweging → massa aan een veer.

$F = -kx$. Om de bewegingsvergelijking te bepalen, gokt men eerst wat de functie voor x is om deze dan na te kijken met gekende formules.

We gokken $x = A\cos(\omega t + \phi)$ en uit $F = -kx$ en $ma = F \Rightarrow m\frac{d^2x}{dt^2} + kx = 0$

→ zie Giancoli 14.2

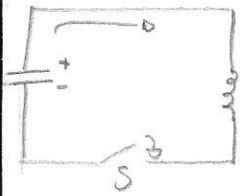
de functie kan men hiervoor invullen, waarbij we vinden dat deze vergelijking 0 is wanneer $(\omega^2 - \frac{k}{m}) = 0$, dus $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$, wat algemeen geweten is.

Hieruit kan men ook $f = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}}$.

$W = \int F\,dx = \int -kx\,dx = \frac{1}{2}kx^2$

$\hookrightarrow = U$

13/01/2020 Stroom en lading in LC



De schakelaar zal sluiten bij Q_{max} geladen condensator → C zal ontladen en de stroom door de kring zal door L gaan. Zonder weerstand in de draad zal energie constant oscilleren.

$\frac{1}{2}C(V^C) \rightsquigarrow \frac{1}{2}kx^2$

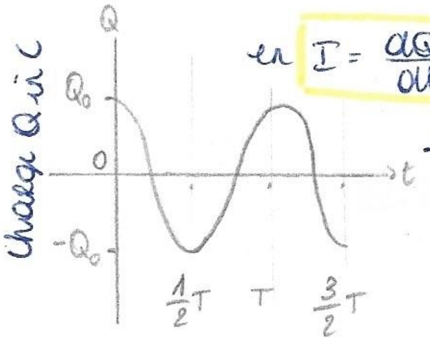
Behoud van energie leert ons: $U = U_C + U_L = \frac{Q^2}{2C} + \frac{LI^2}{2}$ $\quad \frac{1}{2}LI^2 \rightsquigarrow \frac{1}{2}mv^2$

en totale energie blijft constant: $\frac{dU}{dt} = \frac{d}{dt}(U_C + U_L) = \frac{Q}{C}\frac{dQ}{dt} + LI\frac{dI}{dt} = 0$

en $I = \frac{dQ}{dt} \rightsquigarrow \frac{Q}{C} + L\frac{d^2Q}{dt^2} = 0 \rightsquigarrow \frac{d^2Q}{dt^2} = -\frac{Q}{LC}$

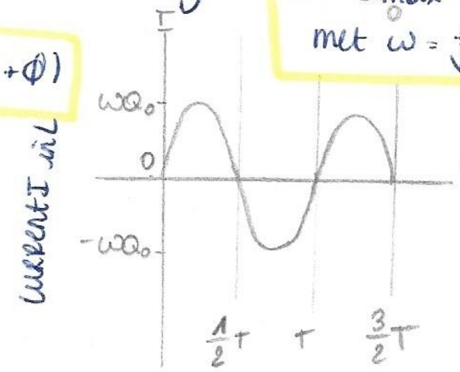
→ dit is dezelfde vorm als de harmonische trilling → $\boxed{Q = Q_{max}\cos(\omega t + \phi) \text{ met } \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}}$

en $\boxed{I = \frac{dQ}{dt} = -\omega Q_{max}\sin(\omega t + \phi)}$



→ cos.

90° out of sync



→ sin.

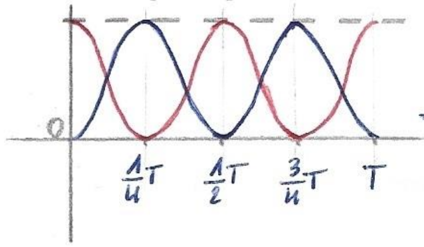
Energie in LC

$U_E = \frac{Q^2}{2C} = \frac{Q_0^2}{2C}\cos^2(\omega t + \phi)$

E-veld in condensator

$U_B = \frac{LI^2}{2} = \frac{L\omega^2 Q_0^2}{2}\sin^2(\omega t + \phi)$

$= \frac{Q_0^2}{2C}\sin^2(\omega t + \phi)$ M-veld in spoel



→ 90° uit fase $I(t)$ tov $Q(t)$

RLC-kring

Als men in een LC kring een weerstand toevoegen, krijgt men een RLC kring. Deze weerstand zal voor een damping van de harmonische trilling zorgen, er is dus energie verlies. In dit systeem is dus geen behoud van energie. → $\frac{dU}{dt} = -I^2R$

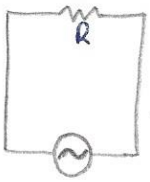
$\rightsquigarrow LI\frac{dI}{dt} + \frac{Q}{C}\overset{I}{\frac{dQ}{dt}} = -I^2R \rightarrow L\frac{d^2Q}{dt^2} + R\frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C} = 0$

$\hookrightarrow \boxed{Q = Q_0 e^{-\frac{Rt}{2L}}\cos\omega_d t \quad \text{met } \omega_d = \left[\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}}$

wisselstroomkringen

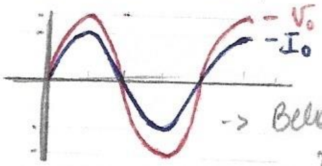
$I_0 = \sqrt{2}\, I_{rms}$
$V_0 = \sqrt{2}\, V_{rms}$

Weerstand



of cos?

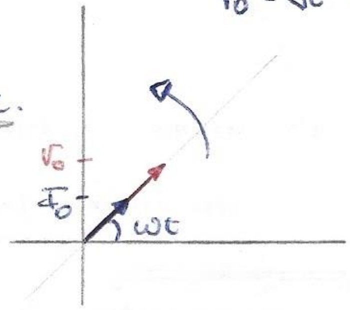
$V = IR = RI_0 \sin \omega t = V_0 \sin \omega t$



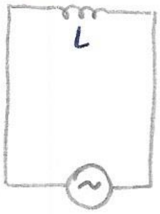
→ de spanning en stroom zijn in fase.

→ Belangrijkste dat ze in fase zijn.

$$\boxed{\begin{aligned} P &= I^2 R \\ &= I_0^2 R \sin^2 \omega t \\ \bar{P} &= I_{rms} V_{rms} \end{aligned}}$$



Zelfinductie in wisselstroomkring

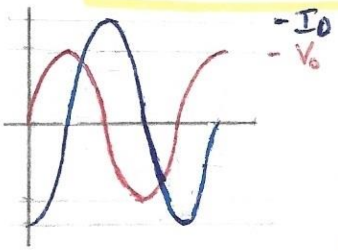


Regels van Kirchhof: $\Delta V_L + \Delta V = 0 \Rightarrow \Delta V - L\frac{dI}{dt} = 0 \Rightarrow V_0 \sin \omega t = L\frac{dI}{dt}$

$\Rightarrow dI = \frac{V_0}{L} \sin \omega t \, dt \Rightarrow I_L = \frac{V_0}{L}\int \sin \omega t \, dt = -\frac{V_0}{\omega L} \cos \omega t$ $\qquad \cos \omega t = -\sin(\omega t - \pi/2)$

$$\boxed{I_L = \frac{V_0}{\omega L} \sin(\omega t - \pi/2) \quad \text{met } I_0 = \frac{V_0}{\omega L}}$$

De stroom loopt 90° achter op de spanning op een inductor.



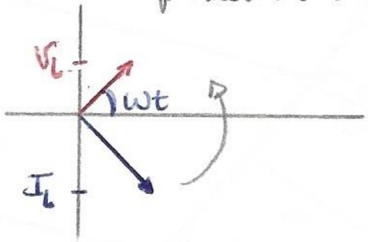
Inductieve reactantie

$X_L = \omega L = 2\pi f L$ in Ω

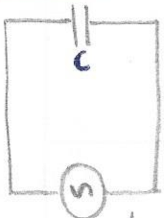
↳ de weerstand die de spoel biedt door de back-emf.

→ vergroot bij hogere frequenties

$V_0 = I_0 X_L$ → voor max of rms waarden.



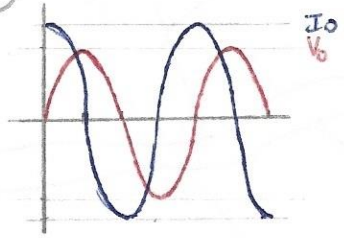
Condensator



Regels van Kirchhof $\Delta V + \Delta V_C = 0 \Rightarrow \Delta V - \frac{q}{C} = 0$

$V_0 \sin(\omega t) = \frac{q}{C} \Rightarrow I_C = \frac{dq}{dt} = \omega C V_0 \cos(\omega t)$

$\cos(\omega t) = \sin(\omega t + \pi/2) = \sin(\pi/2 - \omega t) \Rightarrow$ $\boxed{I_C = \omega C V_0 \sin(\omega t + \pi/2) \quad \text{met } I_0 = \omega C V_0}$



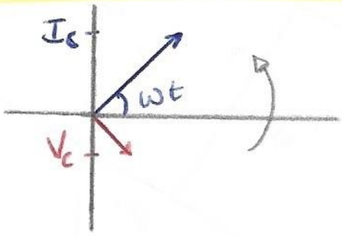
De stroom loopt 90° voor op de spanning van de capacitor.

capacitieve reactantie

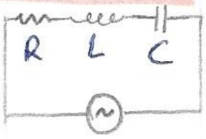
$X_C = \frac{1}{\omega C} = \frac{1}{2\pi f C}$

↳ Gaat afwisselend opladen en van potentiaal veranderen etc.

$V_0 = I_0 X_C$ → voor max of rms waarden

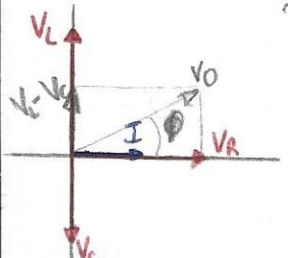


RLC-kring



→ in serie, stroom is dus overal gelijk. ⇒ Spanning hangt wel af $V = V_R + V_C + V_L$

$V_0 \neq V_{R0} + V_{L0} + V_{C0}$ aangezien ze niet in dezelfde fase staan.



De impedantie wordt analoog aan de reactanties gedefinieerd.

$V_{rms} = I_{rms} Z$ of $V_0 = I_0 Z$

↳ $V_0 = \sqrt{V_{R0}^2 + (V_{L0} - V_{C0})^2}$ → stelling Pythagoras.

$= I_0 \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2} \Rightarrow$ $\boxed{Z = \sqrt{R^2 + (X_L - X_C)^2}}$

$\tan \phi = \frac{V_L - V_C}{V_R} = \frac{I_0 (X_L - X_C)}{I_0 R} = \boxed{\frac{X_L - X_C}{R}}$

Vermogen

Ogenblikkelijk: $P = IV = I_0 \sin(\omega t - \phi)\, V_0 \sin(\omega t)$

$= I_0 V_0 \sin(\omega t) \sin(\omega t - \phi)$ gemiddelde?? Oneindig klein.

$$P = I_0 V_0 \left(\underbrace{\sin^2(\omega t)}_{1/2}\cos(\phi) - \underbrace{\sin(\omega t)\cos(\omega t)}_{0}\sin(\phi)\right)$$

gemiddelde: $P = I_0 V_0 \frac{1}{2}\cos\phi$

$\rightarrow P = I_{rms} V_{rms} \cos\phi$ $\hookrightarrow$ Arbeidsfactor.

Resonantie in een serie RLC

$$I_{rms} = \frac{V_{rms}}{R} = \frac{V_{rms}}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}}$$

$\rightarrow$ om naar ∞ te gaan $\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) = 0 \rightarrow \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ resonantiehoeksnelheid.

resonantiefrequentie zal dus $f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$

$\rightarrow$ zie les voor rest, te moe hiervoor.

Hoofdstuk 31

januari 2021

Probleem met wet van Ampère

Een verandering in elektrische flux zal een magnetisch veld opwekken. De wet van Ampère hield enkel rekening met ingesloten stroom.
Als we een integraal nemen over een draad met stroom I en een ontladende condensator (E-veld neemt af). Men zou volgens Ampère enkel kijken naar de stroom en niet de condensator, wat dus fout is. Maxwell heeft de formule uitgebreid om het wel te doen kloppen.

$$\boxed{\int \vec{B}\cdot d\vec{s} = \mu_0 I_{in} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}}$$

Afleiding

$Q = CV$ and $V = Ed$

$\Downarrow$ parallelle platencondensator.

$C = \frac{\varepsilon_0 A}{d}$

$\Downarrow$

$Q = \frac{\varepsilon_0 A}{d} Ed \Rightarrow Q = \varepsilon_0 A E \rightarrow \frac{dQ}{dt} = \varepsilon_0 A \frac{dE}{dt}$

$I = \frac{dQ}{dt}$ $\Downarrow$ $A\frac{dE}{dt} = d\Phi_E \Leftrightarrow \Phi_E = AE$

$I = \varepsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$

$I_{tot} = I_{in} + \varepsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} \overset{\text{wet van Ampère}}{\Leftrightarrow} \int \vec{B}\cdot d\vec{s} = \mu_0 I_{tot} \rightarrow \boxed{\int \vec{B}\cdot d\vec{s} = \mu_0 I_{in} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}}$

Wetten van Maxwell

- $\oint \vec{E}\cdot d\vec{A} = \frac{q_{in}}{\varepsilon_0}$
- $\oint \vec{B}\cdot d\vec{A} = 0$
- $\oint \vec{E}\cdot d\vec{l} = -\frac{d\Phi_B}{dt}$

$$\int \vec{B}\cdot d\vec{l} = \mu_0 I + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$$

Stuff rond straling

EM-golven brengen energie over $\rightarrow U = u_E + u_B = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu_0}$

en met $\frac{E}{B} = c$ en $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \rightarrow \boxed{u = \varepsilon_0 E^2 = \frac{B^2}{\mu_0} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} EB}$

Poyntingvector: energie per tijd en per oppervlakte.
↳ richting: voortplanting golf, grootte: energie door opp A in tijd dt

$$S = \frac{1}{A}\frac{du}{dt} = \varepsilon_0 c E^2 = \frac{cB^2}{\mu_0} = \frac{EB}{\mu_0}$$

$$\rightarrow \boxed{\vec{S} = \frac{1}{\mu_0}(\vec{E}\times\vec{B})}$$

$du = u\,dV$
$= (\varepsilon_0 E^2)(A\,c\,dt)$

31.9

impuls overgebracht door een golf → F op oppervlak: stralingsdruk.

impuls op perfect absorberend opp.

$$\boxed{\Delta p = \frac{\Delta U}{c}}$$

↓

stralingsdruk

$$P = \frac{F}{A} = \frac{1}{A}\frac{dp}{dt} = \frac{1}{cA}\frac{dU}{dt} = \frac{S}{c}$$

impuls op perfect reflecterend opp.

$$\boxed{\Delta p = \frac{2\Delta U}{c}}$$

↓

stralingsdruk

$$P = \frac{2S}{c}$$

formules die niet in het uitgebreid formularium staan

(die in oefeningen zijn gebruikt)

Hoofdstuk 27

geladen deeltje in magnetisch veld met snelheid v:

$$\vec{F} = m\vec{a_c} \Rightarrow qvB\sin 90° = m\frac{v^2}{r} \Rightarrow qvB = m\frac{v^2}{r} \Rightarrow \boxed{r = \frac{mv}{qB}}$$

$$\boxed{\omega = \frac{v}{r} = \frac{qB}{m}} \quad \boxed{\omega = 2\pi f \Rightarrow f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{qB}{2\pi m}}$$

Hoofdstuk 28

kracht die twee stroomvoerende geleiders op elkaar uitoefenen

$$\vec{F_1} = I_1\vec{l} \times \vec{B_2} \Rightarrow F = I_1 l\left(\frac{\mu_0 I_2}{2\pi r}\right) \Rightarrow \boxed{\vec{F} = l\frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi a}}$$

Bij wet van Ampere: $I = \iint J \cdot dA \Rightarrow \oint B \cdot ds = \mu_0 \iint J \cdot dA$.

Hoofdstuk 29

μ_0 ziet hier vaak al in.

Bij magnetische susceptibiliteit χ: $\boxed{\mu = \mu_0(1+\chi)} \Rightarrow B = \mu B_0 = (\chi + 1)B_0$

↳ staat blijkbaar wel op formularium.

Hoofdstuk 30

RL-kring: $\boxed{I = I_0(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad \text{met } \tau = \frac{L}{R}}$

$\boxed{\text{resonantiefrequentie} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{k}{m}}}$ ω

LC-kring: $\boxed{\begin{array}{l} Q = Q_0\cos(\omega t + \phi) \quad \text{met } \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}} \\ I = \frac{dQ}{dt} = -\omega Q_0 \sin(\omega t + \phi) \end{array}}$

gemiddeld vermogen geleverd door AC-bron: $\boxed{P = I_{rms} V_{rms} \cos\phi}$