

Korte samenvatting van Algemene Natuurkunde II

Robin De Roover

2010-2011

Deel I Elektromagnetisme

23 Het elektrisch veld en wet van Gauss (incl H24) (Serway blz. 658-690)

Voor twee puntladingen is de elektrische kracht en het elektrische veld t.g.v q te bepalen door

$$\vec{F}_e = k_e \frac{q_0 q_1}{r^2} \vec{r} \Rightarrow \vec{E} \equiv k_e \frac{q}{r^2} \vec{r} \quad (23.1)$$

Indien we aannemen dat objecten bestaan uit een continue verzameling van puntladingen dan kunnen we mits integratie het elektrisch veld in een punt t.g.v het object bepalen. Mits voldoende symmetrie van het voorwerp kunnen we mits een Gaussisch oppervlak, de wet van Gauss en de flux Φ_E (maat voor elektrisch veld op oppervlak) het elektrisch veld bepalen.

$$\Phi_E = \oint \vec{E} \cdot d\vec{A} \stackrel{\text{Gauss}}{=} \frac{q_{in}}{\epsilon_0} \quad \vec{E} \cdot d\vec{A} \stackrel{EA}{\Rightarrow} E = \frac{q_{in}}{\epsilon_0 A} \quad (23.2)$$

Voor een geleider in elektrostatisch equilibrium gelden volgende eigenschappen:

- het elektrische veld is overal nul; *d.m.v. vrije elektronen (ladingen) in de geleider ontstaat er een ladingsdistributie die een tegengesteld elektrisch veld opwekt;*
- de lading in een geleider bevindt zich op het oppervlak; *uit bovenstaande eigenschap en een denkbeeldige Gaussisch oppervlak infinitesimaal verwijderd van het oppervlak volgt dit;*

- het elektrische veld op een punt buiten de geleider is loodrecht t.o.v. het oppervlak van de geleider; *indien het elektrisch veld een evenwijdige component had met het oppervlak dan zou de geleider niet in elektrostatisch equilibrium zijn*;

25 Elektrische potentiaal (blz. 710)

Het potentiaalverschil is de potentiële energieverandering onafhankelijk van de testlading door de testlading te verplaatsen door een elektrisch veld.

$$\Delta V = \frac{\Delta U}{q_0} = - \int \vec{E} \cdot d\vec{s}^{\text{puntlading}} \stackrel{=}{=} k_e \frac{Q}{r} \quad (25.1)$$

De elektrische potentiaal (bepaalt door denkbeeldig een testlading vanop oneindig naar het punt te brengen) is een scalaire representatie van het vectoriële elektrische veld zodat het elektrische veld kunnen bepalen uit de elektrische potentiaal.

$$\vec{E} = -\nabla V \quad (25.2)$$

Indien het potentiaalverschil in een richting gelijk is aan nul (equipotentiaaloppervlak) dan moet de component(en) van het elektrische veld in die richting gelijk zijn aan nul. Dus is de elektrische potentiaal van een geleider (in elektrostatisch equilibrium) overal constant en gelijk aan deze van het oppervlak.

26 Condensatoren (blz. 740)

De capaciteit van een condensator varieert naar gelang de aanwezigheid van een diëlektricum.

$$C \equiv \frac{Q}{\Delta V} \stackrel{\text{diëlektricum}}{=} \frac{\kappa Q}{\Delta V} \quad (26.1)$$

De verhoging van de capaciteit door de aanwezigheid van een diëlektricum is het gevolg van de herdistributie van gepolariseerde (al dan niet geïnduceerd) moleculen door een krachtmoment ($\vec{\tau} = \vec{p} \times \vec{E}$) dat veroorzaakt wordt door het elektrische dipoolmoment in aanwezigheid van een elektrisch veld. Hierdoor krijgen we een tegengesteld elektrisch veld (zoals bij een geleider maar door de verschillende eigenschappen van de materialen heffen deze elkaar niet op) dat het totale elektrische veld en dus het potentiaalverschil zal verlagen.

De energie opgeslagen in een condensator berekenen we door de verandering in potentiële energie ($dq\Delta V$) tijdens het opladen van de condensator te bepalen.

$$U = W = \frac{1}{C} \int_0^Q q \, dq = \frac{Q^2}{2C} \stackrel{\text{diëlektricum}}{=} \frac{Q^2}{2\kappa C} \quad (26.2)$$

27 Elektrische stroom (blz. 771)

De (gemiddelde) elektrische stroom is afhankelijk van de doorsnede van de geleider en de stroomdichtheid J

$$I_{gem} \equiv \frac{\Delta Q}{\Delta t} = nqv_d A \stackrel{J=nqv_d}{=} JA \quad (27.1)$$

de stroomdichtheid is op zijn beurt voor ohmse materialen afhankelijk van het elektrische veld en de geleidbaarheid van het materiaal, zodat we een verband kunnen bepalen tussen I en ΔV

$$J = \sigma E \quad (\text{wet van Ohm}) \stackrel{\Delta V = El}{\Rightarrow} \Delta V = \underbrace{\frac{l}{\sigma A}}_{=R} I \quad (27.2)$$

De weerstand $R \equiv \Delta V/I = l/\sigma A$ is afhankelijk van de temperatuur en is in een beperkt temperatuursinterval lineair afhankelijk.

$$R = R_0 [T + \alpha (T - T_0)] \quad (27.3)$$

Voor het microscopische model maken we de benaderingen dat:

- de beweging van de elektronen na de botsing is onafhankelijk van de beweging voor de botsing;
- de energie verkregen door het elektrisch veld wordt overgedragen aan de atomen van de geleider bij botsing.

We nemen de gemiddelde finale snelheid over alle elektronen in de draad rekening houdend met alle mogelijke tijdsintervallen (gem. tijdsinterval: τ) tussen twee botsingen.

$$\vec{v}_{f,gem} \stackrel{\text{Newton}}{=} \frac{q\vec{E}}{m_e} \tau \stackrel{(27.1)}{\Rightarrow} J = \frac{nq^2 E}{m_e} \tau \stackrel{\text{Ohm}}{\Rightarrow} \sigma = \frac{nq^2 \tau}{m_e} \quad (27.4)$$

Het vermogen van een lading Q die in een tijdsinterval dt door de geleider stroomt is

$$P = \frac{d(Q\Delta V)}{dt} = I\Delta V \quad (27.5)$$

28 DC-circuits (blz. 794)

In een reële situatie moet er rekening gehouden worden met de inwendige weerstand van de batterij

$$\Delta V = \varepsilon - Ir \Rightarrow I = \frac{\varepsilon}{R + r} \quad (28.1)$$

Het vermogen geleverd door de batterij is maximaal indien $R = r$

De wetten van Kirchhoff:

- $\sum_{\text{knooppunt}} I = 0$
- $\sum_{\text{gesloten lus}} \Delta V = 0$

Door Kirchhoff toe te passen op een RC kring bepalen we de stroom $I(t)$ tijdens het opladen van een condensator (ontladen zie blz. 810).

$$\varepsilon - \frac{q}{C} - IR = 0 \Rightarrow I = \frac{dq}{dt} = -\frac{q - C\varepsilon}{RC} \quad (28.2a)$$

$$\frac{1}{q - C\varepsilon} dq = -\frac{1}{RC} dt \xrightarrow{\text{diff.}} \ln \left(\frac{Q - C\varepsilon}{-C\varepsilon} \right) = \frac{t}{RC} \Rightarrow q = C\varepsilon \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}} \right) \quad (28.2b)$$

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{\varepsilon}{R} e^{-\frac{t}{RC}} \quad (28.2c)$$

29 Het magnetisch veld (blz. 829)

De kracht op een bewegende puntlading in een magnetisch veld is loodrecht op het vlak van de beweging en de veldvector.

$$\vec{F}_B = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (29.1)$$

Als we een draad beschouwen als een verzameling van bewegende puntladingen dan vinden we een verband met de stroom

$$\vec{F}_B = nAl \left(q\vec{v}_d \times \vec{B} \right) \xrightarrow{I=nqv_d A} I\vec{L} \times \vec{B} \xrightarrow{\text{segment}} d\vec{F}_B = Id\vec{s} \times \vec{B} \quad (29.2)$$

Indien het magnetische veld correct georiënteerd is dan zal de lading een eenparige cirkelvormige beweging uitvoeren. Dit in samenwerking met een elektrisch veld kunnen we voor verscheidene toepassingen gebruiken (cyclotron, massaspectrometer) (zie blz. 839)

De magnetische kracht is verantwoordelijk voor een krachtmoment in een gesloten lus.

$$\vec{\tau} = I\vec{A} \times \vec{B} \stackrel{\vec{\mu} \equiv I\vec{A}}{=} \vec{\mu} \times \vec{B} \quad (29.3)$$

De potentiële energie van het systeem is het grootst als $\vec{\mu}$ (loodrecht op oppervlak) in tegengestelde richting van $\vec{B}$ gericht is.

Het **Hall effect** gebeurt wanneer er een elektrische stroom vloeit door een geleider in aanwezigheid van een loodrecht t.o.v. de stroom gepositioneerd magnetisch veld zodat de ladingsdragers naar de bovenzijde van de geleider bewegen t.g.v. het magnetische veld en zo een elektrisch veld creëren dat een verdere toestroom van ladingsdragers zal tegenhouden. Dit is een method om de grootte van een onbekend elektrisch veld te bepalen.

30 Bronnen van het magnetische veld (blz. 862)

In de aanwezigheid van een stroom van geleidende deeltjes ontstaat er een magnetisch veld.

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\vec{s} \times \vec{r}}{r^2} \quad (\text{Biot-Savart}) \quad (30.1)$$

Door de kracht tussen twee stroomvoerende geleiders (zelfde stroomrichting: attractief, tegengestelde stroomrichting: repulsief) kunnen we de Ampère definiëren.

$$F_1 = I_1 l B_2 \stackrel{(\text{ex. 30.1 blz. 865})}{=} I_1 l \left(\frac{\mu_0 I}{4\pi a} \right) = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi a} l \Rightarrow \frac{F_B}{l} = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi a} \quad (30.2)$$

Indien de kracht tussen twee parallele draden die dezelfde ladingsdragers transporteren gelijk is aan $2 \times 10^{-7} \text{ N/m}$ dan is de stroom in de draden gelijk aan 1A.

Indien voldoende symmetrie: bepaling van magnetisch veld door **wet van Ampère**

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 I \quad (\text{wet van Ampère}) \quad (30.3)$$

Magnetische flux:

$$\Phi_B = \int \vec{B} \cdot d\vec{A} \quad (30.4)$$

Door de **wet van Gauss** geldt dat de magnetische flux voor een gesloten oppervlak gelijk is aan nul

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0 \quad (\text{wet van Gauss voor magnetisme}) \quad (30.5)$$

Klassiek beeld van magnetisme: lading beweegt rond de kern in een cirkelvormige baan en zorgt voor een stroom die op zijn beurt een magnetisch dipoolmoment creëert.

$$\mu = \frac{1}{2} e v r \stackrel{|\vec{L}| = m_e r v}{=} \underbrace{-}_{q=-e} \frac{e}{2m_e} L \quad (30.6)$$

Door quantisatie van het orbitaal angulaair moment volgt het kleinste orbitaal magnetisch dipoolmoment

$$\mu \stackrel{L = \sqrt{l(l+1)}\hbar \quad l=0,1,\dots}{=} \sqrt{2} \frac{e}{2m_e} \hbar \quad (30.7)$$

Doordat er veel deeltjes zijn en ze willekeurig georiënteerd zijn is het magnetisch dipoolmoment nul.

Door de spin van de elektronen is er een magnetisch dipoolmoment dat bekend staat als de **Bohr magneton** $\mu = \frac{e}{2m_e} \hbar$. Doordat in de orbitalen de elektronen met tegengestelde spin paren is er enkel een netto niet nul Bohr magneton als het aantal elektronen oneven is.

Magnetisatie: tel alle magnetische dipoolmomenten opgelijnd volgens het magnetische veld (beschouw als solenïde)

$$B_m = \mu_0 I \frac{N}{l} = \mu_0 \frac{NIA}{Al} \stackrel{(29.3)}{=} \underbrace{\mu_0 \frac{\mu}{V}}_M \Rightarrow \vec{B} = \mu_0 \vec{M} \quad (30.8)$$

$$\vec{B} = \underbrace{\vec{B}_0}_{\text{origineel}} + \underbrace{\vec{B}_m}_{\text{magnetisatie}} \stackrel{\vec{H} \equiv \frac{\vec{B}_0}{\mu_0}}{=} \mu_0 \left(\vec{H} + \vec{M} \right) \quad (30.9)$$

Voor **para-en diamagnetische** materialen hangt de magnetisatie $\vec{M}$ lineair af van de magnetische veldsterkte $\vec{H}$ door de magnetische susceptibiliteit (para: $\chi > 0$, dia: $\chi < 0$)

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H} \quad (30.10)$$

De magnetisatie van **feromagnetische** materialen is geen lineaire functie van $\vec{H}$ omdat $\vec{M}$ ook afhankelijk is van de voorgaande gebeurtenissen. Feromagnetische materialen bestaan uit microscopische domeinen waarin alle magnetische dipoolmomenten opgelijnd zijn. In afwezigheid van een magnetisch veld zijn de domeinen random en is het magnetische dipoolmoment nul, in aanwezigheid wordt de grootte van de domeinen die opgelijnd zijn groter en door een quantumdynamische kopeling blijft dit na het verdwijnen van het veld. Boven de *Curie temperatuur* is de thermische agitatie te groot en weerhoudt dit het oplijnen (materiaal is dan paramagnetisch).

Voor **paramagnetische** materialen is er een strijd tussen het extern magnetisch veld en de thermische agitatie die de magnetische dipoolmomenten random verstrooid.

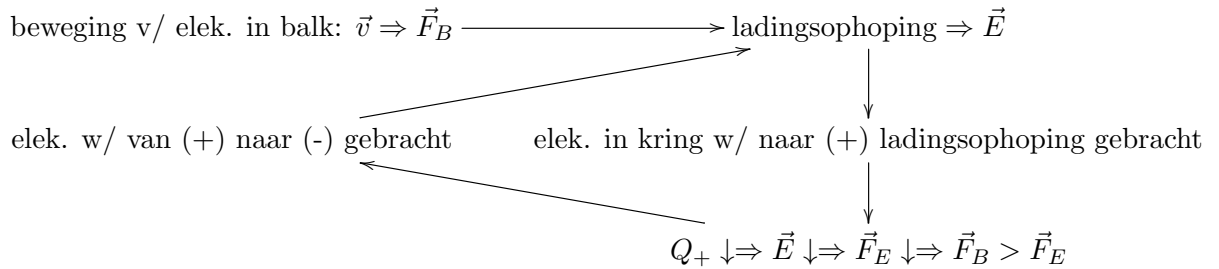
$$M = \underbrace{C}_{\text{Curie-constante}} \frac{B_0}{T} \quad (\text{wet van Curie}) \quad (30.11)$$

Diamagnetische materialen hebben een tegengesteld geïnduceerd magn. moment t.o.v. de magn. veldlijnen doordat voor een atoom met twee elektronen die met dezelfde snelheid maar tegengestelde richting het elektron wiens magn. dipoolmoment antiparallel beweegt met de magn. veldlijnen versneld wordt en dat het andere elektron (magn. dipoolmoment parallel met magn. veldlijnen) vertraagd wordt (door magn. kracht) en het netto magn. dipoolmoment tegengesteld is aan het magn. veld.

31 Wet van Faraday (blz. 893)

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi_B}{dt} \quad (\text{wet van Faraday}) \quad (31.1)$$

Werkwijze voor fluxverandering door wijziging oppervlakte (beweging):



Wet van Lenz: de geïnduceerde stroom is in de richting zodat het een magnetische veld opwekt dat de verandering in magnetische flux tegengaat.

Omdat er door $\frac{d\Phi_B}{dt}$ een geïnduceerde stroom ontstaat moet er een geïnduceerd (niet conservatief, want anders $\Delta V = \oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = 0$) elektrisch veld zijn

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = -\frac{d\Phi_B}{dt} \quad (\text{wet van Faraday [algemeen]}) \quad (31.2)$$

Generators werken door de rotatie van een loop in een magn. veld

$$\Phi_B = NAB \cos(\omega t) \Rightarrow \varepsilon = -NAB \frac{d}{dt} (\cos(\omega t)) = \underbrace{NAB\omega}_{\varepsilon_{max}} \sin \omega t \quad (31.3)$$

32 Inductie (blz. 927)

In een kring zorgt de stijging van de stroom voor een stijgend magnetisch veld dat een fluxverandering waaruit volgens de wet van Lenz volgt dat de flux tegengewerkt wordt door een geïnduceerde tegengestelde stroom.

$$\varepsilon_L = -L \frac{dI}{dt} \quad (32.1)$$

De inductie L is een maat voor de gevoeligheid voor verandering v.d. stroom.

$$L = \frac{N\Phi_B}{I} = -\varepsilon \left(\frac{dI}{dt} \right)^{-1} \quad (32.2)$$

32.2 RL-kring

Een stroomstijging wordt tegengewerkt door een tegengestelde inductiestroom veroorzaakt door de stroomwijziging.

$$\varepsilon - IR - L \frac{dI}{dt} = 0 \stackrel{(\text{blz. 930-931})}{\Rightarrow} I \stackrel{\left(\tau = \frac{L}{R}\right)}{=} \underbrace{\frac{\varepsilon}{R}}_{I_{max}} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad (32.3)$$

Een stroomdaling wordt tegengewerkt door een correct gëoriënteerde inductiestroom veroorzaakt door de stroomdaling.

$$IR + L \frac{dI}{dt} = 0 \stackrel{(\text{blz. 931})}{\Rightarrow} I = \underbrace{\frac{\varepsilon}{R}}_{I_i} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (32.4)$$

Het vermogen geleverd door de bron wordt opgeslagen in de inductor in het magnetische veld.

$$\underbrace{P_{bron}}_{I\varepsilon} = I^2 R + LI \frac{dI}{dt} \stackrel{(\text{blz. 933})}{\Rightarrow} U = \frac{1}{2} LI^2 \quad (32.5)$$

32.5 LC-kring

De oscillatie in een weerstandsloze LC-kring (negeer EM-straling) start door het ontladen van een condensator dat gepaard gaat met een stroomstijging die tegengewerkt wordt door de inductor. Deze slaat tijdens deze stroomstijging energie op in zijn magnetisch veld zodat eenmaal de condensator volledig ontladen is de inductor de stroomdaling tegenwerkt. Door deze voortzetting van de stroom wordt de condensator tegengesteld geladen tot dat hij volledig geladen is en de stroom nul is waarop de kring zich herhaalt. De uitdrukking wordt uit energie perspectief afgeleid.

$$U = \frac{Q^2}{2C} + \frac{1}{2} LI^2 \stackrel{(\text{blz. 937})}{\Rightarrow} \frac{d^2 Q}{dt^2} = -\frac{1}{LC} Q \stackrel{\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}}{\Rightarrow} Q = Q_{max} \cos(\omega t + \phi) \quad (32.6a)$$

$$\Rightarrow I = \frac{dQ}{dt} = -\underbrace{\omega Q}_{I_{max}} \sin(\omega t) \quad (32.6b)$$

32.6 RLC-kring

Tijdens het ontladen/opladen van de condensator wordt er energie geleverd aan de weerstand die deze omzet in inwendige energie. Hierdoor zal de

condensator niet volledig opgeladen worden en zal de oscillatie uiteindelijk stoppen. (alweer is EM-straling genegeerd)

$$LI \frac{dI}{dt} + \frac{Q}{C} \frac{dQ}{dt} = -I^2 R \stackrel{\text{(blz. 941)}}{\Rightarrow} L \frac{d^2 Q}{dt^2} + R \frac{dQ}{dt} + \frac{Q}{C} = 0 \quad (32.7)$$

voor een kleine R is de oplossing

$$Q = Q_{max} e^{-\frac{Rt}{2L}} \cos(\omega_d t) \quad \omega_d = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2} \quad (32.8)$$

33 AC-circuits (blz. 953)

33.2 Weerstand (blz. 954)

De stroom is in fase met het potentiaalverschil.

$$i_R = I_{max} \sin(\omega t) \Rightarrow \Delta v_R = I_{max} \sin(\omega t) \quad \varphi = 0 \quad (33.1)$$

De rms wordt bepaald door het gemiddelde van $\sin^2(\omega t) = \frac{1}{2}$ zodat

$$I_{rms} = \frac{I_{max}}{\sqrt{2}} \quad \Delta V_{rms} = \frac{\Delta V_{max}}{\sqrt{2}} \quad P_{avg} = I_{rms}^2 R \quad (33.2)$$

33.3 Inductor (blz. 957)

Door de geïnduceerde emf in de inductor loop het potentiaalverschil $\frac{\pi}{2}$ voor op de stroom.

$$\Delta v - L \frac{di_L}{dt} = 0 \stackrel{f}{\Rightarrow} i_L = -\frac{\Delta V_{max}}{\omega L} \underbrace{\cos(\omega t)}_{-\sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)} \quad \varphi = -\frac{\pi}{2} \quad (33.3)$$

inductieve reactantie

$$X_L \equiv \frac{1}{\omega L} \quad (33.4)$$

33.4 Condensator (blz. 959)

Het potentiaalverschil loopt $\frac{\pi}{2}$ achter op de stroom.

$$\Delta v - \frac{q}{C} = 0 \stackrel{i_C = \frac{dq}{dt}}{\Rightarrow} i_C = \omega C \Delta V \underbrace{\cos(\omega t)}_{\sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)} \quad \varphi = \frac{\pi}{2} \quad (33.5)$$

capacitieve reactantie

$$X_C \equiv \frac{1}{\omega C} \quad (33.6)$$

33.5 RLC-kring (blz. 962)

De stroom is op ieder moment dezelfde in de RLC-kring zodat we middels fasoren het maximale potentiaalverschil aan de bron kunnen bepalen uit de afzonderlijke potentiaalverschillen wat gelijk is aan de lengte te bepalen van de potentiaalvector door de vectorsom van de fasoren.

$$\Delta V_{max} = \sqrt{\Delta V_R^2 + (\Delta V_L^2 - \Delta V_C^2)} = I_{max} \sqrt{R^2 + (X_L^2 + X_C^2)} \quad (33.7a)$$

$$\Rightarrow I_{max} = \frac{\Delta V_{max}}{\sqrt{R^2 + (X_L^2 + X_C^2)}} \quad (33.7b)$$

Impedantie

$$Z \equiv \sqrt{R^2 + (X_L^2 + X_C^2)} \quad (33.8)$$

Uit de geometrie van de vectorsom bepalen we het faseverschil

$$\varphi = \tan^{-1} \left(\frac{X_L - X_C}{R} \right) \quad (33.9)$$

Vermogen

$$P \stackrel{(\text{blz. 965})}{=} I_{max} \Delta V_{max} \left[\sin^2(\omega t) \cos(\phi) - \underbrace{\sin(\omega t) \cos(\omega t)}_{\frac{1}{2} \sin(2\omega t)} \sin(\varphi) \right] \quad (33.10a)$$

$$\Rightarrow P_{avg} = \frac{1}{2} I_{max} \Delta V_{max} \cos(\varphi) = I_{rms} \Delta V_{rms} \cos(\varphi) = I_{rms}^2 R \quad (33.10b)$$

De maximale waarde voor I_{rms} gebeurt wanneer $X_L - X_C = 0$ en omdat beide reactanties afhankelijk zijn van de frequentie gebeurt dit bij een specifieke resonantiefrequentie.

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (33.11)$$

In dit geval komt de frequentie overeen met de 'natuurlijke' oscillatie van de LC kring en is de stroom in fase met het potentiaalverschil.

Het gemiddelde vermogen in functie van de frequentie

$$P_{avg} \stackrel{(\text{blz. 968})}{=} \frac{\Delta V_{rms}^2 R}{R^2 + (X_L - X_C)^2} = \frac{\Delta V_{rms}^2 R \omega^2}{R^2 \omega^2 + L^2 (\omega^2 - \omega_0^2)^2} \quad (33.12)$$

De kwaliteitsfactor Q is de breedte van de curve gemeten tussen twee frequenties waarvoor P_{avg} de helft is van zijn maximumwaarde.

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} = \frac{\omega_0 L}{R} \quad (33.13)$$

34 Elektromagnetische golven (blz. 983)

De wet van Ampère is enkel geldig voor constante elektrische velden. Voor een tijdsvariërend elektrisch veld zoals het opladen van een condensator ontstaat er een contradictie door verschillende oppervlakken omsloten door dezelfde lus te kiezen. De oplossing is het introduceren van de verplaatsingsstroom I_d

$$I_d \equiv \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} \quad (34.1)$$

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 I + \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} \quad (\text{wet v. Ampère-Maxwell}) \quad (34.2)$$

De vergelijkingen van Maxwell:

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{q}{\epsilon_0} \quad (\text{wet v. Gauss}) \quad \oint \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0 \quad (\text{wet v. Gauss in M.})$$

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = -\frac{d\Phi_B}{dt} \quad (\text{wet v. Faraday}) \quad \oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} \quad (\text{wet v. Ampère-Maxwell})$$

Uit de onderste twee vergelijkingen verkrijgen via een evaluatie van de lijn-integraal en een lineaire approximatie de algemene golfvergelijking (zie blz. 989)

$$\left. \begin{aligned} \oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = -\frac{d\Phi_B}{dt} &\Rightarrow \frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{\partial B}{\partial t} \\ \oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} &\Rightarrow \frac{\partial B}{\partial x} = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (34.3)$$

golfvergelijkingen:

$$E = E_{max} \cos(kx - \omega t) \quad \text{en} \quad B = B_{max} \cos(kx - \omega t) \quad (34.4)$$

snelheid van het licht:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = \frac{E}{B} \quad (34.5)$$

De energie in een elektromagnetische golf wordt beschreven door de Poynting vector (energie per tijdseenheid per oppervlak) en de gemiddelde waarde is de intensiteit ($\frac{1}{2}$ is het gemiddelde van $\cos^2(kx - \omega t)$)

$$\vec{S} \equiv \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \times \vec{B} \Rightarrow I = \frac{E_{max} B_{max}}{2\mu_0} \quad (34.6)$$

Elektromagnetische golven transporteren lineair momentum wat voor een stralingsdruk zorgt (T_{ER} is de totale energie op het oppervlak in het tijds-interval)

$$p = \frac{T_{ER}}{c} \frac{1}{A} \frac{dT_{ER}}{dt} = S \quad P = \frac{S}{c} \quad (\text{tot. absorptie}) \quad (34.7a)$$

$$p = 2 \frac{T_{ER}}{c} \Rightarrow P = 2 \frac{S}{c} \quad (\text{tot. reflectie}) \quad (34.7b)$$

Elektromagnetische golven worden geproduceerd door de versnelling van een geladen deeltje (elektrische dipoolantenna blz. 997).

Deel II

Optica

37 Interferentie van lichtgolven (blz. 1084)

Nodige voorwaarden:

- coherente bron: constant in fase met elkaar;
- monochromatisch: zelfde golflengte

$$\text{constructief: } d \sin(\theta) = m\lambda \quad m = 0, \pm 1, \dots \quad (37.1a)$$

$$\text{destructief: } d \sin(\theta) = \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda \quad m = 0, \pm 1, \dots \quad (37.1b)$$

Er is een graduele daling in intensiteit

$$I = I_{max} \cos^2 \left(\frac{\pi d \sin(\theta)}{\lambda} \right) \quad (37.2)$$

Door de spiegel van Lloyd (blz. 1092) merken we een interferentiepatroon op zodat er een 180° faseverschuiving moet gebeurd zijn bij de reflectie indien de stof van reflectie een hogere refractie index heeft dan de huidige stof.

38 Diffractie (blz. 1111)

Diffractie is d.m.v. het principe van Huygens (blz. 1022) een interferentie van verschillende puntbronnen op het golffront in de spleet.

$$\text{destructief: } d \sin(\theta) = m \frac{\lambda}{a} \quad m = \pm 1, \dots \quad (38.1)$$

Intensiteit (zie blz. 1115)

Transmissie interferentierooster:

$$\text{maximale interferentie: } d \sin(\theta) = m \frac{\lambda}{a} \quad m = 0, \pm 1, \dots \quad (38.2)$$

Een elektromagnetische golf is gepolariseerd indien het elektrische veld in dezelfde richting vibreert op ieder moment. Indien we een lichtstraal polariseren en door een filter laten gaan dan is de intensiteit afhankelijk van de hoek die de filter maakt met de originele polarisator.

$$I = I_{max} \cos^2(\theta) \quad (\text{wet v. Malus}) \quad (38.3)$$

Door middel van reflectie wordt een deel van de lichtstraal gepolariseerd, alsook van de gereflecteerde straal. Indien de hoek tussen de gereflecteerde straal en de gereflecteerde straal gelijk is aan 90° is de gereflecteerde straal volledig gepolariseerd.

$$\tan(\theta_p) = \frac{n_2}{n_1} \quad (\text{wet v. Brewster}) \quad (38.4)$$

De auteur is op geen enkele manier aansprakelijk voor fouten of onvolledigheden in deze tekst, leer controleren!