Errata - 3 januari 2003

- p.12: 3de regel onder (2.10): "... out to useful to..." → "...out to be useful to ..."
- pagina 13, formule (2.15); tweede term van het rechterlid moet een **plusteken** hebben.
- p.20: voorlaatste regel: " Maxwell's equation " → " Maxwell's equations "
- p.21: eerste zin, tweede alinea: " between to regions " → " between two regions "
- p. 28 regel 3: 'Re(k) en Im(k)'. 'en' → 'and'
- Onderaan blz. 39 staat in formule (3.15) en in de lijn daarboven nog een tijdsafhankelijkheid. Die moet weggelaten worden.
- De vierde lijn op blz. 44 is: '... is material dependent **both** also depends on...'. **both** moet vervangen worden door **but**.
- p.49: helemaal onderaan (laatste lijn) staat er: on conductor surface S_1. Dit moet S_2 zijn.
- p. 50, formule (3.66): in de integraal in de noemer ontbreekt een minteken.
- p.53: 3de regel van paragraaf 3.8: " absence losses " → "absence of losses"
- p.55: voorlaatste regel: "matrix of set of" → "matrix of a set of"
- Tabel op pag. 62, bovenaan de eerste eerste kolom: W/d moet vervangen worden door d/W.
- p. 68, eerste zin van paragraaf 4.3. Equation (4.2) moet vervangen worden door Equation (4.1).
- p. 69, formule (4.24): er ontbreekt een r in het integrandum.
- p. 70: net onder (4.25) staat er: '... we recuperate (4.21)...'. Dit moet (4.22) zijn.
- p.71: formule (4.27): de vectoren $\mathbf{b}(\mathbf{r})$ moeten vervangen worden door $\mathbf{a}(\mathbf{r})$
- p. 74 figuur 4.7: Het onderste punt van de hysteresislus moet P3 zijn i.p.v. P2
- p.75: 9de regel: De Curie-temperatuur voor ijzer is 1043^0K i.p.v. 700^0C
- p. 77, formule (4.51). Het linkerlid moet L_{ideal} zijn i.p.v. ψ_{ideal}.
- p.83: figuur 4.13: de vector $\mathbf{u}_\perp$ moet naar boven wijzen i.p.v. naar beneden
- p. 84 net voor formule (4.79): 'between two media implies that $\frac{1}{\mu}\mathbf{u}_n \times (\nabla_t\psi \times \mathbf{u}_z)$ must be continuous or'; dus een vectorieel product i.p.v. het scalair product dat er nu staat.

- p.91: de tweede regel onder $\mathbf{A} \cdot \mathbf{u} = 0$. Er onbreekt een ω in $k = \omega\sqrt{\epsilon\mu}$.
- p.93: 3de zin 'The amplitude decreases by a factor (1/e)" en niet $e^{-\delta}$.
- p.95: 1ste regel onder formule (5.31): "This waves travels" → "This wave travels"
- p.109: 4de regel: "This are" → "These are"
- p.112: 4de regel: " (6.6) and (6.7)" → " (6.4) and (6.5)"
- p.123: 3de alinea, 3de laatste regel: $Z' = 0.6 + j1.2 \rightarrow Z' = 0.8 + j1.2$
- p.125: 1ste alinea 3de laatste regel: "a scale in degrees and in scale in wavelengths" → "a scale in degrees and a scale in wavelengths"
- p.126: figuur 6.15: "towards generator" en "towards load" zijn verwisseld
- p.133: formule (6.68): in het linkerlid moet staan: $v(z = d/2, t)/\kappa$
- p.133: figuur 6.24:
  de ordinaataanduidingen moeten gedeeld worden door κ en niet door τ
  het blokje voor 0.03 in de middelste grafiek staat slecht gealinieerd: het moet wat naar links verschoven worden (tot vlak voor 5 τ)
  in de middelste grafiek is een blokje vergeten: vlak voor 6 τ moet een blokje komen van 0.02
- p.137: 2de alinea regel 4: "and it shown for" → "and it is shown for"
- p.138: 2de regel onder formule (7.6): "remark that is must be possible" → "remark that it must be possible"
- **IMPORTANT:** Na formule (7.31) wordt gezegd dat $\beta(\omega) = \beta^*(-\omega)$ en dat β een even functie is van ω. DIT IS FOUT. Het moet zijn $\beta(\omega) = -\beta^*(-\omega)$ en dat β een oneven functie is.
- p.142: formule (7.37): "t" moet "t_0" worden
- p.147: regel 8: "although concepts such characteristic impedance" → "although concepts such as characteristic impedance"

Note 1: formula (2.78)

This note gives some extra explanation about formula (2.78).
One way to understand that representation (2.78) does indeed lead to (2.79) is to verify that their integral over an elementary volume is identical. Result (2.79) has the following property

$$\int_V \mathbf{j}(\mathbf{r}) dS = \int_V Il\delta(\mathbf{r})\mathbf{u}_z dS = Il\mathbf{u}_z, \tag{1}$$

with V any volume encompassing the dipole source. Note that the dipole source $Il\delta(\mathbf{r})\mathbf{u}_z$ has the correct dimension of A/m as the dimension of the three dimensional delta function $\delta(\mathbf{r})$ is $1/m^3$.
Now, we also integrate the current representation (2.78) over its volume, i.e.

$$\int\limits_{Vcyl} \frac{I}{\pi a^2}[u(z+\frac{l}{2}) - u(z-\frac{l}{2})]u(a-\rho)\mathbf{u}_z dS. \tag{2}$$

This integral becomes

$$\int\limits_{-l/2}^{l/2} dz \int\limits_{0}^{2\pi} d\phi \int\limits_{0}^{a} rdr[\frac{I}{\pi a^2}[u(z+\frac{l}{2}) - u(z-\frac{l}{2})]u(a-\rho)\mathbf{u}_z]. \tag{3}$$

The final result is $Il\mathbf{u}_z$. This is the result already obtained above. It clearly shows why a factor $\frac{1}{\pi a^2}$ has to be used in representation (2.78).

Note 2: separation of variables on page 47

The reasoning to obtain (3.55) based on the separation of variables procedure goes as follows. First write ϕ as

$$\phi(x,y,z) = X(x)Y(y)Z(z). \tag{4}$$

Substituting this in the sourceless Laplace equation (3.51) yields,

$$Y(y)Z(z)\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2}X(x) + X(x)Z(z)\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}y^2}Y(y) + X(x)Y(y)\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}z^2}Z(z) = 0, \tag{5}$$

which after division by $X(x)Y(y)Z(z)$ gives

$$\frac{\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2}X}{X} + \frac{\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}y^2}Y}{Y} + \frac{\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}z^2}Z}{Z} = 0. \tag{6}$$

Each term in the above equation only depends upon a single co-ordinate and for this equation to be satisfied we must e.g. have that

$$\frac{\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2}X}{X} = -\alpha^2, \tag{7}$$

$$\frac{\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2}Y}{Y} = -\beta^2 \tag{8}$$

and by substitution of the above equations in (6)

$$\frac{\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}x^2}Z}{Z} = \alpha^2 + \beta^2. \tag{9}$$

The constants α and β are still arbitrary. However, from (3.54) the functions X and Y must satisfy the following boundary conditions

$$\frac{\partial X}{\partial x} = 0 \quad \text{for} \quad x = 0 \quad \text{and} \quad x = a, \tag{10}$$

$$\frac{\partial Y}{\partial y} = 0 \quad \text{for} \quad y = 0 \quad \text{and} \quad y = b. \tag{11}$$

The differential equations (7) and (8) and the above boundary conditions can only be satisfied provided

$$X_n(x) = P_n \cos \frac{n\pi x}{a}, \tag{12}$$

$$Y_m(y) = Q_m \cos \frac{m\pi y}{b}, \tag{13}$$

with $n = 0, 1, 2, ...$, $m = 0, 1, 2, ...$, $\alpha = n\pi/a$ and $\beta = m\pi/b$. If we replace n by $-n$ and/or m by $-m$ the solution remains the same and hence only positive n and m must be considered. The amplitudes P_n and Q_n are arbitrary. It is clear that any product of X_n and Y_m will still satisfy the boundary conditions, hence the product $X(x)Y(y)Z(z)$ considered at the beginning takes the form

$$\phi_{nm}(x, y, z) = P_n Q_m Z_{nm}(z) \cos \frac{n\pi x}{a} \cos \frac{m\pi y}{b}. \tag{14}$$

The total solution for ϕ is then found by the superposition for all possible n and m. This yields the expression (3.55) with $A_{nm}(z) = P_n Q_m Z_{nm}(z)$. Expression (3.55) is also the representation of the potential in each cross-section (hence z-dependent coefficients are required) as a double Fourier series. In order to satisfy the boundary conditions the Fourier terms in $\sin \frac{n\pi x}{a}$ and $\sin \frac{m\pi y}{b}$ are not present.

Vragen en antwoorden

Vragen bij Hoofdstuk 2

- Vraag:
  Onderaan blz. 12 staat dat de verandering van de flux van de magnetische inductie door een gesloten kring een elektromotorische kracht veroorzaakt, maar wat is die elektromotorische kracht?
  Antwoord:
  Een elektromotorische kracht of "emf" zou ik omschrijven als een kracht die de elektronen doet bewegen en dus een stroom kan doen lopen. De emf van een batterij is van chemische oorsprong en houdt een potentiaalverschil in stand tussen de klemmen van de bron. Het potentiaalverschil dat samenhangt met de magnetische inductie kan echter niet als dusdanig op een punt in de stroomking gelocaliseerd worden. Het is een gedistribueerd potentiaalverschil. Als men bij de batterij van een potentiaalverschil van chemische oorsprong spreekt dan is dat natuurlijk niet het laatste dat daar van kan gezegd worden. De chemische krachten zijn op hun beurt weer elektromagnetisch van oorsprong want het gaat over interacties tussen ladingen. Maar ergens moet men de reductie stoppen: een batterij levert een potentiaalverschil. We aanzien dat verschil als "de bron".

- Vraag:
  Wat is het onderscheid tussen het magnetisch veld, de magnetische inductie en wat is de betekenis van magnetische flux. Is de magnetische inductie enkel en alleen op te vatten als het magnetisch veld, geschaald met de permeabiliteit (constitutieve wet)?
  Antwoord:

Het is zo dat in de natuurkunde de magnetische inductie **b** als de fundamentele grootheid aanzien wordt. Het is bv. de grootheid die in de vectorpotentiaal voorkomt. Fundamenteel gesproken kan de materie aanzien worden als vrije ruimte met daarin bewegende ladingen. Via de vectorpotentiaal en de scalaire potentiaal kunnen dan **e** en **b** berekend worden. Dat **e** en **b** essentieel zijn blijkt ook uit de uitdrukking (4.4) voor de Lorentzkracht. De grootheden **d** en **h** hangen dan met **e** en **b** samen via de constitutieve wetten die in de cursus, waar we op macroscopische schaal werken, de uitgemiddelde eigenschappen van de materie op atomaire (moleculaire) schaal weergeven.

- Vraag:
  Onderaan blz. 15 staat er dat (2.24) impliceert dat $\mathbf{d}(\mathbf{r})$ onafhankelijk is van de richting en polarisatie van $\mathbf{e}(\mathbf{r})$. Wat betekent die zin precies?
  Antwoord:
  Hiermee wordt het volgende bedoeld. Stel bv. dat **e** volgens de y-as gericht is, dan is **d** ook volgens de y-as gericht. Als **e** volgens de x-as gericht is, dan is **d** ook volgens de x-as gericht. Dit geeft aan dat de eigenschappen van het materiaal niet van de richting afhangen. Het is bijvoorbeeld niet zo (om maar eens een vreemd voorbeeld te geven) dat **e** volgens de y-as tot gevolg heeft dat **d** volgens de z-as gericht is en dat **e** volgens de x-as tot gevolg heeft dat **d** volgens een bissectrice van het (y,z)-vlak gericht is. Dit zou wel kunnen bij een (weliswaar zeer vreemd) anisotroop medium. Hetzelfde kan ook nog anders uitgedrukt worden: isotropie betekent dat het materiaal geen voorkeursrichting heeft.

- Vraag:
  Kunt u meer verduidelijking geven bij de op blz. 16 ingevoerde complexe diëlektrische permittiviteit. Onderaan blz. 19 staat er dat in een goede geleider $\epsilon_I = -\sigma/\omega$ geldt. Beschouw nu een extreem geval zoals een PEC. Daarvoor is σ oneindig groot. Maar dit zou dan impliceren dat ook ϵ_I een oneindig grote waarde zou aannemen, zij het dan negatief. Wegens het feit dat de permittiviteit dan complex is met een groot negatief imaginair deel, zou men vermoeden dat er grote verliezen optreden in deze geleider. Maar dit kan toch niet het geval zijn aangezien bij een PEC toch juist geen verliezen optreden?
  Antwoord:
  Toch is bovenstaande redenering correct: een PEC is een limietgeval voor $\sigma \to \infty$ of een limietgeval voor de veralgemeende epsilon (dus die van onderaan bladzijde 19) gaande naar $-j\infty$. Misschien is het ook nog zo te begrijpen. Naarmate de geleidbaarheid toeneemt wordt de stroom naar een steeds dunnere laag aan het oppervlak van de geleider verdrongen (zie daarover meer in Hoofdstuk 5). In de limiet gaat het over een oneindig dunne schil (oppervlaktestroom), zonder dat er nog verliezen zijn.

- Vraag:
  Op blz. 22 worden de rotor en de divergentie als een som van een regulier en een singulier deel geschreven. Iets verderop worden deze uitdrukking veralgemeend naar een willekeurig scheidingsvlak. Daarbij wordt $\delta(z)$ door $\delta(n)$ vervangen. Wat is de juiste betekenis van die $\delta(n)$?
  Antwoord:

Die $\delta(n)$ is een scalair (want in een formule zoals (2.62) wordt het vectoriële karakter al door de velden zelf en door de eenheidsvector $\mathbf{u}_n$ bepaald). In ieder punt van het scheidingsoppervlak kan een normaal gedefinieerd worden (behalve in hoeken). Langs die normaal kan een coördinaat-as opgericht worden: de n-as, die in ieder punt van het oppervlak een andere richting kan hebben. De oorsprong van de n-as ligt op het oppervlak. $\delta(n)$ is dan een delta-functie in de oorsprong van die n-as.

- Vraag:
  Waarom zijn (2.92) en (2.93) correct en hoe kan dit geverifieerd worden?
  Antwoord: Om de juistheid van (2.92) en (2.93) te verifiëren moet nagegaan worden of de velden die van de nieuwe potentialen afgeleid worden identiek zijn aan de velden afgeleid van de oude potentialen. Uit (2.92) en (2.93) volgt

$$\nabla \times \hat{\mathbf{a}} = \nabla \times \mathbf{a}, \tag{15}$$

$$\nabla \hat{\phi} = \nabla \phi + j\omega\theta. \tag{16}$$

  Voor de velden vinden we dan

$$\mathbf{b} = \nabla \times \hat{\mathbf{a}} = \nabla \times \mathbf{a}, \tag{17}$$

$$\mathbf{e} = -j\omega\hat{\mathbf{a}} - \nabla\hat{\phi} = -j\omega\mathbf{a} + j\omega\nabla\theta - \nabla\phi - j\omega\nabla\theta., \tag{18}$$

  zodat de velden onveranderd blijven. Er zijn dus meerdere potentialen mogelijk die dezelfde velden opleveren. Die vrijheidsgraad wordt dan vastgelegd door bijvoorbeeld de Lorenzijkvoorwaarde (2.94) op te leggen.

- Vraag:
  p. 28 (2.104): Hoe maakt men de overgang van formule (2.103) naar (2.104)?
  Antwoord:
  De eerste term uit (2.103) is:

$$\int_0^{\pi} \int_o^{2\pi} [\nabla G(r)]_{r=\alpha} \cdot \mathbf{u}_r(\alpha)^2 \sin\theta d\theta d\phi, \tag{19}$$

  met $\nabla G = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}r} G$ en levert na integratie de eerste term uit (2.104) op. De tweede term uit (2.103) is

$$k^2 \int_0^{\pi} \int_o^{2\pi} \int_0^{\alpha} G(r) r^2 \sin\theta d\theta d\phi dr. \tag{20}$$

  Die levert na integratie dan de tweede term uit (2.104) op mits gebruik te maken van

$$\int r \frac{e^{-jkr}}{r} dr = -\frac{e^{-jkr}}{r}\left(\frac{-1}{k^2} + \frac{r}{jk}\right). \tag{21}$$

Vragen bij Hoofdstuk 3

- Vraag:
  Hoe bekomt men de oplossing (3.23) voor de Poisson vergelijking?
  Antwoord:

De redenering is vrij analoog aan de redenering gevolgd bij de oplossing van (2.98). Veronderstel voor de eenvoud eerst dat de lijnlading in de oorsprong $\rho = 0$ geplaatst is. Het resultaat is dan wegens de symmetrie opnieuw enkel afhankelijk van de afstand ρ tot de oorsprong. In feite moeten we de vergelijking

$$\nabla^2 G(\rho) = -\delta(\rho) \tag{22}$$

oplossen, waarbij de Laplaciaan de tweedimensionale Laplaciaan is. In cylindercoördinaten wordt dat

$$\frac{1}{\rho}\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\rho}(\rho\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\rho}G) = -\delta(\rho). \tag{23}$$

Als we de oorsprong eerst buiten beschouwing laten dan is de oplossing hiervan

$$G(\rho) = A\ln\rho + B, \tag{24}$$

met A en B nog te bepalen constanten. Eerst leggen we dan de nulpotentiaal vast door te stellen dat in $\rho = \rho_{ref}$ de potententiaal nul wordt en dit geeft dan

$$G(\rho) = A\ln\frac{\rho}{\rho_{ref}}. \tag{25}$$

De constante A wordt vastgelegd door integratie van (22) over een kleine cirkel S_α in de oorsprong met straal α:

$$\int_{S_\alpha} \nabla^2 G dS = \int_0^{2\pi} \nabla G \cdot \mathbf{u}_\rho \alpha d\phi \int_0^{2\pi} [\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\rho}G]_{\rho=\alpha}\alpha d\phi = -1, \tag{26}$$

waarbij de oppervlakte-integraal omgezet werd naar de corresponderende integraal over de omtrek van de cirkel via het divergentietheorema. Dit levert onmiddellijk op dat $A = \frac{-1}{2\pi}$. Om uiteindelijk (3.23) te bekomen met de delta-functie van hierboven nog met een factor ρ_l/ϵ vermenigvuldigd worden en moet de oorsprong naar $\rho = \rho'$ verschoven worden.

- Vraag:
  De paragraaf op blz. 44 over randvoorwaarden is niet helemaal duidelijk, meer bepaald het stukje waarin gesteld wordt dat de normale component van de elektrische inductie continu dient te zijn op de grens tussen twee niet-geleidende diëlectrica (is een diëlectricum trouwens niet altijd niet-geleidend?). Volgens (2.68) zou men hier immers een discontinuïteit kunnen verwachten van de grootte van de oppervlaktelading. Is het zo dat deze oppervlaktelading niet kan optreden op de grenslaag van twee diëlektrica, maar waarom is dit zo? Is dit omdat de diëlektrica elektrisch neutraal dienen te blijven?
  Anwoord:
  Als er geen geleidbaarheid is (dus non-conducting) en als er niet opzettelijk van buitenaf lading aangebracht is tussen die twee diëlektrica, dan zal er ook geen oppervlaktelading ontstaan (want die zou daar naartoe moeten gevoerd worden door een stroom). Dit betekent dat (3.34) enkel geldig is voor **niet-geleidende** diëlektrica en dit zowel elektrostatisch als in het algemeen. Van zodra er geleidbaarheid is en er stromen zijn kan een

normaal gerichte stroom lading aanvoeren of wegvoeren van het scheidingsoppervlak en kan er dus wel een oppervlakteladingsdichtheid zijn (zie (2.68)). Het kan natuurlijk zijn dat de stroom bijvoorbeeld volledig parallel loopt met het scheidingsoppervlak en er dan ook geen oppervlakteladingsdichtheid is. In het **elektrostatisch** geval zou een normaal gerichte stroom gedurende een oneindige lange tijd lading aanvoeren (of afvoeren). Dit zou een ontoelaatbare ladingsopstapeling tot gevolg hebben, vandaar dat de normale afgeleide van de potentiaal en dus de normale stroom nul moet zijn aan het geleideroppervlak.

- Vraag: Is (3.36) geen strengere voorwaarde dan (3.35)?
  Antwoord:
  Het tangentieel elektrisch veld dat in (3.35) optreed is de tangentiële afgeleide van de potentiaal ϕ. Als ϕ continu is, is zijn tangentiële afgeleide ook continue en als de tangentiële afgeleide overal continu is dan moet ϕ dat ook zijn. Als je er verder op in gaat zou je inderdaad kunnen stellen dat de continuïteit van de tangentiële afgeleide van de potentiaal in feite impliceert dat $\phi_1 - \phi_2$ constant is. Dit betekent dan wel dat het normaal elektrisch veld daar een delta-functie zou zijn. Dit is fysisch onmogelijk.

- Vraag: Hoe volgt uit formule (3.44) dat elke vrije lading van een geleider aan de grenslaag van de geleider komt te zitten? Wat betekent het feit dat de vrije lading snel gaat diffunderen? Moet de ladingsdichtheid op het oppervlak ook niet weg diffunderen?
  Antwoord:
  Stel je schakelt een gelijkspanningsbron aan aan een geleider met eindige weerstand. Op dat ogenblik treedt een overgangsverschijnsel op waarbij de door de stroom aangevoerde ladingen snel wegdiffunderen uit de bulk van de geleider en op het oppervlak van de geleider terechtkomen. Als het overgangsverschijnsel uitgestorven is, loopt in DC doorheen de geleider een stroom die rakend is aan het oppervlak (geen normale component). Het is die stroom die in de formule $V = RI$ staat. Die stroom kan de ladingen op het oppervlak niet meer dan veranderen want hij is parallel aan het oppervlak. Het oppervlak van de geleider blijft opgeladen. Als we aan de buitenkant van de geleider kijken dan is daar ook nog altijd een elektrisch veld. De bron van dit veld is juist die oppervlaktelading. Die ladingsverdeling is zodanig dat de lijnintegraal van het statisch elektrisch veld nog altijd onafhankelijk van het pad blijft, of we nu dit pad binnenin de geleider leggen of **buiten** de geleider. Het is dus goed om hier de aandacht te vestigen op het overgangsverschijnsel omdat het statisch eindresultaat uiteindelijk enkel volledig kan begrepen worden als we dat overgangsverschijnsel in rekening brengen.

- Vraag:
  Waarom staat de stroomdichtheid loodrecht op de equipotentiaalvlakken?
  Antwoord:
  We vertrekken van $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{e}$ en van $\mathbf{e} = -\nabla\phi$. Op een equipotentiaaloppervlak zijn de tangentiële afgeleiden van ϕ nul want die tangentiële afgeleiden ontstaan door het verschil van twee naburige waarden te nemen en die zijn identiek. Dus er blijft alleen een van nul verschillende normale

afgeleide over. Bijgevolg staat de stroom loodrecht op de equipotentiaaloppervlakken.

- Vraag:
  Op blz. 48-49 wordt (3.61) gebruikt om tot een uitdrukking te komen voor P_{dis}. Hoe zit dit precies in mekaar?
  Antwoord:
  De integralen in de laatste lijn van (3.61) zijn identiek op een teken na. De integraal over S_B is minus de flux van normale component van het elektrisch veld en door vermenigvuldiging met de σ die er voor staat wordt dat minus de flux van de stroomdichtheid of die integraal is dus $-I$. De integraal over S_A is dan de stroom I. Dus het geheel is dan $I(\phi_A - \phi_B)$ of VI en geeft dus met $V = RI$ het uiteindelijke gezochte resultaat.

- Vraag:
  Zoals de Joule verliezen op blz. 48, formule (3.59) gedefinieerd worden, verschillen die met een factor 1/2 zoals ze gedefinieerd worden op blz. 20 formule (2.55). Hoe komt dat? Is dat niet op n of andere manier door het verschil tussen het dynamische en het statische?
  Antwoord:
  Dat is inderdaad het geval. In het dynamisch geval neemt men het gemiddelde over een periode. Als we daarvan de limiet nemen voor DC dan is die periode oneindig en kunnen we dus die definitie niet blijven hanteren.

Vragen bij Hoofdstuk 4

- Vraag:
  Hoe bekomt men de zelfinductie van het dradenpaar, formule (4.52).
  Antwoord:
  De berekening verloopt het makkelijkst als volgt. Stel de x-as is de verbindingslijn tussen de twee middelpunten en plaats de oorsprong in het middelpunt van de linkse draad (draad 1). De oorsprong van de rechtse draad (draad 2) ligt dan op $x = d$. Het magneetveld van draad 1 op het lijnstuk $[x = a, x = d - a]$ is dan $I/(2\pi x)$, met I de stroom door draad 1. Dit veld staat loodrecht op de x-as en is bijvoorbeeld verticaal naar beneden gericht. Het magneetveld van draad 2 op het lijnstuk $[x = a, x = d-a]$ is dan $I/(2\pi(d-x))$, met $-I$ de stroom door draad 2. Dit veld staat loodrecht op de x-as en is ook verticaal naar beneden gericht. De totale flux van deze magneetvelden door het lijnstuk $[x = a, x = d - a]$ is dan

  $$\int_{x=a}^{x=d-a} \left(\frac{I}{2\pi x} + \frac{I}{2\pi(d-x)}\right)dx = \frac{I}{2\pi}[\ln x - \ln(d-x)]_{x=a}^{x=d-a} = \frac{I}{\pi}\ln\frac{d-a}{a}. \tag{27}$$

  Dit resultaat moet nu nog met μ vermenigvuldigd worden omdat we in feite de flux van de magnetische inductie nodig hebben en levert, na de deling door I, het gezochte resultaat op.

Vragen bij Hoofdstuk 5

- Vraag:
  Op Fig. 5.4 blz. 95 staan er telkens vectorpijlen langs de z-as. Wat is de betekenis van die pijlen en heeft hun lengte betekenis?

Antwoord:
Die pijlen geven enkel de richting en zin aan van de golfpropagatie aan. De grootte heeft geen enkele betekenis. De pijl met de twee evenwijdige streepjes er op is een klassieke manier om een propagerende golf aan te duiden.

- Vraag:
  Hoe moet de onderste alinea van p 106 (vanaf Note that ...) worden begrepen?
  Antwoord:
  Die zin zou nog het best weggelaten worden. Voor een beter begrip zou het best zijn een ander voorbeeld te beschouwen dat in dat hoofdstuk niet op zijn plaats is maar wel zou kunnen passen in Hoofdstuk 7. Neem een circulaire geleider met straal a . De DC weerstand daarvan per lengte-eenheid is $\frac{1}{\sigma\pi a^2}$. Bij hoge frequenties zal de stroom verdrongen worden in een dunne schil aan het oppervlak. Dit fenomeen kan eveneens via het skin-effect beschreven worden. De equivalente weerstand is dan ongeveer $\frac{1}{\sigma\delta 2\pi a}$, t.t.z. een schil met dikte δ en met lengte de omtrek.

Vragen bij Hoofdstuk 6

- Vraag:
  Hoe kan men op blz. 124 de waarde van de modulus van de vector OA aflezen op de Smith kaart? Staat er daarvoor een schaal op de Smith kaart?
  Antwoord:
  Op de kaart die bij blz. 135 hoort staat helemaal onderaan een lineaire schaal waarop die modulus kan afgelezen worden.

Vragen bij Hoofdstuk 7

- Vraag:
  Hoe kan men op blz. 146 de modale velddistributies voor **E** en **H** berekenen?
  Bij het bepalen van de capaciteitsmatrix (waarbij één geleider op 1 volt staat en de andere geleiders samen met de referentiegeleider op nul volt staan) kan men telkens de bijhorende veldverdeling bijhouden. Als men de eigenvectoren en eigenwaarden bepaald heeft, dan kent men voor een welbepaalde mode ook de eigenpotentiaal van elke geleider. Men moet de bijgehouden velden dan maar elk met de gepaste gewichtsfactor vermenigvuldigen (namelijk de juiste spanning op de geleider) en de resultaten optellen. Voor de magneetvelden gaat men analoog te werk.

- Vraag:
  Hoe bewijs je op blz. 151 dat $\mathbf{u}_n \times \mathbf{E}_t = 0$?
  Antwoord:
  Als $\mathbf{u}_n \times \mathbf{E}_t = 0$ moet zijn dan volgt uit (7.78) dat
  $$\mathbf{u}_n \times (\mathbf{u}_z \times \mathbf{H}_t) = \mathbf{u}_z(\mathbf{u}_n \cdot \mathbf{H}_t) - \mathbf{H}_t(\mathbf{u}_n \cdot \mathbf{u}_z) \qquad (28)$$
  moet nul zijn. De tweede term is uiteraard nul. De normale component van $\mathbf{H}_t$ halen we dan weer uit (7.79). Die normale component is evenredig met
  $$\mathbf{u}_n \cdot (\mathbf{u}_z \times \nabla_t E_z) = \nabla_t E_z \cdot (\mathbf{u}_n \times \mathbf{u}_z) = -\nabla_t E_z \cdot \mathbf{u}_c, \qquad (29)$$

waarbij $\mathbf{u}_c$ de eenheidsvector rakend aan de randkromme is. Het bekomen resultaat is dus niets anders dan de tangentiële afgeleide van E_z. Op een PEC is E_z en dus ook zijn tangentiële afgeleide nul.

- Vraag:
  Hoe kan men de coëfficiënten A_n en B_n berekenen die nog voorkomen in de velddistributies voor de TE- en TM-eigenmodes op blz. 157?
  Antwoord:
  Omdat we in de cursus enkel de eigenvelden berekenen liggen die coëfficiënten niet vast. Het is net als bij eigenvectoren in de algebra. We zouden de eigenvelden wel kunnen"normaliseren" door bv. te eisen dat een integraal zoals (7.84), maar dan voor het elektrisch en het magnetisch veld van dezelfde mode, een waarde 1 geeft. Als er bronnen in het probleem zijn (maar die problematiek hebben wij niet behandeld), kan het veld van die bronnen ook geschreven worden als een som van de eigenmodi (opnieuw net zoals in de algebra een willekeurige vector kan ontbonden worden als een som van eigenvectoren). In dat geval worden de coëfficiënten door de bron bepaald.

Vragen bij Hoofdstuk 8

- Vraag:
  Waar komt de term in $\sin^2\alpha$ in (8.9) vandaan?
  Antwoord:
  Om (8.9) te bekomen vertrekken we van (8.2) die we als volgt benaderen

$$\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr'\cos\alpha} \approx r\sqrt{1 + (r'/r)^2 - 2(r'/r)\cos\alpha}, \qquad (30)$$

  waarbij we nu de vierkantswortel via een Taylorreeks benaderen maar waarbij we voldoende termen moeten meenemen. We weten dat

$$\sqrt{1-x} \approx 1 - x/2 - x^2/8 \qquad (31)$$

  voor kleine waarden van x. In ons geval is $x = -(r'/r)^2 + 2(r'/r)\cos\alpha$. Uitwerking en behoud van termen in r'/r en $(r'/r')^2$ geeft dan het gezochte resultaat.