Elektrodynamiikka, kevät 2003

Painovirheiden ja epätäsmällisyyksien korjauksia sekä pieniä lisäyksiä luentomonisteeseen

- Sivu 20: Yksikäsitteisyyslause pätee tietysti myös Poissonin yhtälön ratkaisulle (kahden eri ratkaisun erotus toteuttaa Laplacen yhtälön).
- Sivu 23: Laplacen operaattorin radiaaliosa voidaan pallokoordinaatistossa kirjoittaa myös muodossa

$$\frac{1}{r}\frac{\partial^2}{\partial r^2}(r\varphi)$$

- Sivu 27: Yhtälössä (2.88) pitää olla vakio A_0, ei C.
- Sivu 29: Selvennetään kuvalähteen merkitystä esimerkissä. Pisteessä $(d, 0, 0)$ olevan pistevarauksen potentiaali toteuttaa Poissonin yhtälön alueessa $x > 0$. Tämä ei kuitenkaan riitä ratkaisuksi, koska reunaehto johdetasolla ei toteudu. Pisteessä $(-d, 0, 0)$ olevan kuvalähteen potentiaali puolestaan toteuttaa Laplacen yhtälön alueessa $x > 0$ ja sen lisäksi varmistaa reunaehdon toteutumisen. Yhteenlaskettu potentiaali on siis haettu ratkaisu alueessa $x > 0$.
- Sivu 31: Yhtälössä (2.112) huomataan, että Laplacen operaattori voidaan kohdistaa yhtä hyvin muuttujaan $\mathbf{r}'$ kuin muuttujaan $\mathbf{r}$. Vastaava pätee sivulla 32 yhtälössä (2.117).
- Sivu 31: kirjoitetaan selvyyden vuoksi Green III:ssa $\partial/\partial n'$:

$$\begin{aligned}\varphi(\mathbf{r}) &= -\frac{1}{4\pi}\int_V dV' \frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\nabla^2\varphi(\mathbf{r}') \\ &\quad + \frac{1}{4\pi}\oint_S dS' \left[\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\frac{\partial\varphi(\mathbf{r}')}{\partial n'} - \varphi(\mathbf{r}')\frac{\partial}{\partial n'}\left(\frac{1}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}\right)\right]\end{aligned}$$

  ja vastaavasti korvataan $\partial/\partial n$ $\partial/\partial n'$:llä yhtälöissä (2.114) ja (2.116).
- Sivu 32: Palloesimerkissä nähdään, että Greenin funktio on symmetrinen muuttujien $\mathbf{r}'$ ja $\mathbf{r}$ suhteen. Tämä ominaisuus pätee yleisemminkin (ks. esim. Cronström & Lipas).

- Sivu 37: Polarisoituman aiheuttaman potentiaalin integraaliesityksessä kirjoitetaan selvyyden vuoksi näkyviin muuttujat ja merkitään normaalivektoria $\mathbf{n}'$:lla:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \oint_{S_0} \frac{\mathbf{P}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{n}' \, dS'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{V_0} \frac{(-\nabla' \cdot \mathbf{P}(\mathbf{r}')) \, dV'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}$$

- Sivu 43: Korjataan merkit yhtälössä (3.40):

$$\begin{aligned} & -E_0 \cos\theta - \frac{B_{10}}{a^2} - \frac{2\,B_{11}}{a^3} \cos\theta - \frac{3\,B_{12}}{a^4} P_2(\cos\theta) - \ldots \\ = \; & \epsilon_r A_{21} \cos\theta + 2\epsilon_r A_{22} a P_2(\cos\theta) + \ldots \end{aligned}$$

- Sivu 52: Korostetaan vielä, että tässä käsiteltiin nimenomaan staattisia kenttiä. Dynamiikassa tilanne on monimutkaisempi, koska säteilykentät heikkenevät hitaammin etäisyyden funktiona.

- Sivu 53-54 (eristekappaleen energia): Käytetään sähköstaattisen energian symbolina mieluummin kirjainta U kuin W.

- Luku 5.3.1: Ohmin lain klassinen selitys ei selitä kvantitatiivisesti metallien sähkönjohtavuutta, vaan siihen tarvitaan kvanttimekaniikkaa. Klassinen malli on kohtuullisen hyvä elektrolyyttiselle sähkönjohtavuudelle.

- Sivu 67: Virtasilmukoiden välisen voiman lausekkeesta ei välittömästi nähdä, että voiman ja vastavoiman laki on voimassa. Näin kuitenkin on, minkä voi osoittaa pienellä vektorilaskennalla. Se osoitetaan myös energiatarkastelun kautta luvussa 8.

- Sivu 73: Yhtälössä (5.68) pitää olla dV' eikä dV_1.

- Sivu 76: Täsmennys: virran kiertosuunta määrittelee oikeakätisesti silmukan normaalivektorin suunnan.

- Sivu 86-87: Tasaisesti magnetoituneen pallon tapauksessa voidaan suoraan päätellä, että pallon sisällä kaikki kentät ovat vakioita ja z-akselin suuntaisia. Tällöin potentiaalin sarjakehitelmästä tarvitaan vain ne $\cos\theta$-termit pallon sisällä (ja ulkopuolella), joissa r-riippuvuus on kelvollinen. Lopputuloksenhan voi aina tarkastaa: Maxwellin yhtälöt **ja** reunaehdot toteutuvat.

Päivitys: 28.2. 2003

- Sivu 102, viimeinen kappale: lisätään induktansseihin alaindeksit kohdalleen eli energia on $\frac{1}{2}L_1I_1^2 + \frac{1}{2}L_2I_2^2 + MI_1I_2$.

- Sivu 105, poistetaan yhtälön (8.22) jälkeinen lause "ja kokonaisenergia on jälleen kyseisen välin yli integroitu energiatiheys"

- Sivu 105, yhtälö (8.23): pitää olla

$$V - L\frac{dI}{dt} = RI + q/C$$

  eli piirin smv on yhtäsuuri kuin jännitehäviöt (käämin smv voidaan myös tulkita jännitehäviöksi). Ajan suhteen derivoimalla saadaan oikeaksi yhtälöksi (8.24)

$$\frac{d^2I}{dt^2} + \frac{R}{L}\frac{dI}{dt} + \frac{1}{LC}I = \frac{1}{L}\frac{dV}{dt}$$

- Sivu 110: Täsmennys esimerkkiin: kahden silmukan systeemin magneettinen energia on $\frac{1}{2}L_1I_1^2 + \frac{1}{2}L_2I_2^2 + MI_1I_2$, missä ainoastaan keskinäisinduktanssi riippuu silmukoiden keskinäisestä etäisyydestä.

- Sivu 125: Tarkka lukija huomaa, että ajasta riippuva pistevaraus vaikuttaa epäfysikaaliselta, koska varauksenhan pitäisi säilyä. Ristiriitaa ei kuitenkaan ole, kun ajatellaan pistevaraus osaksi varaus- ja virtajakaumaa, jossa virrantiheyden jatkuvuusyhtälö pätee.

- Sivu 136, viimeinen lause: poistetaan sanat "pinta-alayksikköä kohti".

- Sivu 139: kompleksinen dielektrisyysvakio, p.o. kompleksinen suhteellinen dielektrisyysvakio.

- Sivu 142, yhtälöt 10.62 ja 10.63: lausekkeen $\mathbf{J} \cdot \mathbf{E}$ laatu on tehotiheys (J/(m^{3}s)) eikä työ.

- Sivu 148, toiseksi viimeinen lause: poistetaan sanat "pinta-alayksikköä kohti" (siis energiavuo = intensiteetti).

- Sivu 182, Ehto 1: avaruus oletetaan homogenisuuden lisäksi myös isotroopiseksi.

- Sivu 184, 2. kertaluvun tensori: Ominaisuutta (15.10) voidaan käyttää määritelmänä. Siis jokaista suuretta $T^{\alpha\beta}$, joka muuntuu näin Lorentz-muunnoksessa, sanotaan 2. kertaluvun (kontravariantiksi) tensoriksi.

- Sivu 185, yhtälön (15.21) pitää olla

$$x'' = \frac{1}{\sqrt{1 - v'^2/c^2}}(x' - v't')$$

- Sivu 187, yhtälö (15.28): Korostetaan sitä, että tässä nopeus $\mathbf{v}$ on siis hiukkasen nopeus koordinaatistossa K.

- Sivu 187, nelinopeuden määritelmä (15.30): Nelinopeus on nelivektori, koska x^μ on nelivektori ja $d/d\tau$ on invariantti. Vastaavasti myös nelikiihtyvyys on nelivektori.

- Sivu 191, merkintä ∂_α tarkoittaa operaattoria $\partial/\partial x^\alpha = (\partial/\partial x^0, \nabla)$. Vastaavasti $\partial^\alpha = \partial/\partial x_\alpha = (\partial/\partial x_0, -\nabla)$. ∂_α muuntuu kuten kovariantti vektori, koska $\partial/\partial x'^\alpha = (\partial x^\beta/\partial x'^\alpha)\partial x^\beta$.

- Sivu 190, selvennys todistukseen (15.58): kovariantin vektorin muunnos on $u'_\beta = \Lambda_\beta{}^\alpha u_\alpha = (\Lambda^{-1})^\alpha{}_\beta u_\alpha$, minkä voi päätellä suoraan muunnoskaavojen avulla. Sen näkee teknisemminkin nostamalla ja laskemalla indeksejä perustensorin avulla: $u'_\beta = g_{\mu\beta}u'^\mu = g_{\mu\beta}\Lambda^\mu{}_\nu u^\nu = g_{\mu\beta}\Lambda^\mu{}_\nu g^{\nu\alpha}u_\alpha = (\Lambda^{-1})^\alpha{}_\beta u_\alpha$, missä käytettiin lopuksi tulosta (15.20).

- Sivu 191, lisäys: nelivirta on nelivektori, joten varaustiheys ja virrantiheys muuntuvat samalla tavalla kuin aika t ja paikka $\mathbf{r}$.

- Sivu 201, yhtälön (16.21) jälkeisen lauseen pitää alkaa: Koska φ ja $\mathbf{A}$ eivät riipu nopeudesta, ...

- Sivu 201, korjataan yhtälön (16.21) merkkivirhe:

$$\mathbf{F} = q\left[-\nabla\varphi + \nabla(\dot{\mathbf{r}}\cdot\mathbf{A}) - \frac{d}{dt}\mathbf{A}\right]$$

- Sivu 201, korjataan yhtälön (16.22) merkkivirheet:

$$F_i = -\frac{\partial}{\partial r_i}(q\varphi - q\,\dot{\mathbf{r}}\cdot\mathbf{A}) + \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial}{\partial \dot{r}_i}(q\varphi - q\,\dot{\mathbf{r}}\cdot\mathbf{A})\right)$$

Päivitys: 2.5. 2003