Elektrodynamiikka, kevät 2004

Painovirheiden ja epätäsmällisyyksien korjauksia sekä pieniä lisäyksiä luentomonisteeseen

- Sivun 15 loppu: Vaikka esimerkissä tarkastellaan vain tasaisesti varattua palloa, niin minkä tahansa pallosymmetrisen jakauman *ulkopuolella* kenttä on muodoltaan sama kuin origossa olevan pistevarauksen kenttä.
- Sivu 20: Ei ole välttämätöntä puhua johdekappaleista. Riittää, että reunoilla potentiaali tai sen normaaliderivaatta ovat tunnettuja funktioita. Potentiaalin ei tarvitse olla vakio annetulla pinnalla.
- Sivu 23, luvun 2.8.2 ensimmäinen lause poistetaan tarpeettomana.
- Sivu 28, johdepallo vakiosähkökentässä. Jo potentiaalin lausekkeesta huomataan, että pallon aiheuttama häiriötermi on dipolipotentiaali. Dipolimomentin voi päätellä suoraan lausekkeesta (2.86). Samoin nähdään, että tämä on esimerkki kuvalähteestä: ulkoisessa vakiokentässä oleva pallo voidaan korvata keskipisteeseen sijoitetulla dipolilla (tarkasteltaessa aluetta $r > a$).
- Harjoitus 2, tehtävän 3 huomautus ”sivuseinä ei siis ole johde”: Täsmällisemmin ilmaistuna: ”sivuseinä ei siis ole sähköstaattinen johde”.
- Sivu 49, luvun 4.3 alku: Luvun 4.2 käsittelyn jatkoksi on johdonmukaisempaa käyttää ”tyhjömuotoa” $\rho = \epsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E}, \sigma = \epsilon_0 \mathbf{E} \cdot \mathbf{n}$ ja vasta sen jälkeen yleistää energiatiheyden lauseke yksinkertaiselle väliaineelle.
- Sivu 50: Lauseke (4.18) pätee yleisemminkin lineaariselle väliaineelle. Epäisotrooppisuuskin sallitaan, kunhan permittiivisyystensori on symmetrinen (ks. CL).
- Sivun 67 ensimmäinen virke täsmällisemässä muodossa: ”Koska tilavuusintegraalissa integrandi on nolla virtajakauman ulkopuolella, integroimisalue V voidaan ulottaa koko avaruuteen, jolloin kaikilla fysikaalisilla virtajärjestelmillä pintaintegraali häviää.”.
- Sivu 68, yhtälö 5.54: Suoraviivaisemmin voidaan todeta, että $\oint_C \mathbf{r} \cdot d\mathbf{l} = \oint_C d(r^2/2) = 0$.

- Sivu 68, yhtälössä 5.56 pitää lopuksi olla $I\mathbf{S} \times \mathbf{B}$.

- Sivu 70 (multipolikehitelmä): Yleissivistävä huomautus: dynamiikassa vektoripotentiaalillakin on $1/r$-termi (ks. esim. *Jackson*).

- Sivu 73: Magneettivuon tiheyden lauseke (5.89) pätee pienillä vakionopeuksilla (sama koskee staattista Coulombin sähkökenttää). Kiihtyvässä liikkeessä olevan hiukkasen kenttä ja relativistiset nopeudet käsitellään myöhemmin. Lorentzin voiman laki pätee aina.

Tähän asti päivitetty 19.2. 2004

- Sivun 52 esimerkki: Miksi $\nabla \cdot (\mathbf{D} - \mathbf{D}_0) = 0$? Tämä johtuu siitä, että alkuperäinen varausjakauma ρ_0 oletetaan muuttumattomaksi. Eristekappale ei tuo systeemiin uusia ulkoisia ("vapaita") varauksia, joten $\rho_0 = \nabla \cdot \mathbf{D}_0 = \nabla \cdot \mathbf{D}$. Tämä ei kuitenkaan merkitse, että sähkövuon tiheys pysyisi samana!

Tähän asti päivitetty 25.2. 2004

- Sivu 106, yhtälöt (8.40)-(8.41): viiva-alkioiden $d\mathbf{l}_1$ ja $d\mathbf{l}_2$ välillä pitää olla pistetulo $d\mathbf{l}_1 \cdot d\mathbf{l}_2$.

- Sivu 135, yhtälö (10.59): korvataan $N \to n$

- Sivu 141: Täsmennys: saapumistasolla tarkoitetaan rajapinnan normaalivektorin ja tulevan aallon aaltolukuvektorin määrittelemää tasoa.

- Sivu 143: Jos vektorilaskenta tuntuu hankalalta, niin jatkuvuusehdot saa helposti myös geometrisen tarkastelun avulla.

- Sivu 146 (lisäys loppuun): Jos saapumiskulma θ_1 on suurempi kuin θ_c, niin Snellin lain mukaan taittumiskulman θ_2 kosini on puhtaasti imaginaarinen:

$$\cos\theta_2 = i\sqrt{(\frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_c})^2 - 1}$$

  Tällöin

$$e^{i\mathbf{k}_2\cdot\mathbf{r}} = e^{ik_2x\sin\theta_2}e^{ik_2z\cos\theta_2}$$

  esittää aaltoa, joka etenee rajapinnan suuntaisesti (x), mutta vaimenee sitä vastaan kohtisuorassa suunnassa (z) eksponentiaalisesti. Vaikka kenttä aineessa 2 ei siis olekaan nolla, keskimääräinen energiavuo z-suunnassa on nolla. Koska $S_z = \mathbf{e}_z \cdot \mathbf{S} \sim \mathbf{e}_z \cdot \mathbf{E} \times (\mathbf{k}_2 \times \mathbf{E})$, niin energiavuon aikakeskiarvo on $< S_z > \sim Re(\mathbf{k}_2 {\cdot} \mathbf{e}_z |\mathbf{E}|^2) = Re(k_2 \cos\theta_2 |\mathbf{E}|^2) = 0$, koska $\cos\theta_2$ on puhtaasti imaginaarinen.

- Sivu 159: Yhtälön (13.27) vasemmalla puolella hakasulkulausekkeessa pitää olla vektori $\boldsymbol{\beta}$: $[R - \mathbf{R} \cdot \boldsymbol{\beta}]_{ret}$.

- Sivu 175: Keskimmäisen kappaleen lopussa pitää olla $\partial/\partial x'^{\alpha} = (\partial x^{\beta}/\partial x'^{\alpha})\partial/\partial x^{\beta}$.

- Sivu 184 (luku 15.3): Jotta epärelativistinen tarkastelu olisi kelvollinen, on oltava $E_0 << cB_0$. Yleisempi tarkastelu onnistuu kätevästi Lorentzin muunnoksen avulla. Oletetaan edelleen, että kentät ovat toisiaan vastaan kohtisuoria.

  Jos $|\mathbf{E}| < c|\mathbf{B}|$, niin siirrytään koordinaatistoon, joka liikkuu nopeudella

  $$\mathbf{u} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}$$

  jolloin $u = E/B < c$. Käyttämällä kenttien muunnoskaavoja nähdään, että tällaisen koordinaatiston mukana kulkeva inertiaalihavaitsija ei havaitse ollenkaan sähkökenttää, mutta havaitsee vakiomagneettikentän $\mathbf{B}/\gamma$. Ongelma palautuu siis luvun 15.2 tilanteeseen.

  Jos taas $|\mathbf{E}| > c|\mathbf{B}|$, niin siirrytään koordinaatistoon, joka liikkuu nopeudella

  $$\mathbf{u} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{E^2} c^2$$

  jolloin $u = Bc^2/E < c$. Tällaisen koordinaatiston mukana kulkeva inertiaalihavaitsija ei nyt havaitse ollenkaan magneettikenttää, mutta havaitsee vakiosähkökentän $\mathbf{E}/\gamma$. Myös tässä tilanteessa liikeyhtälö on ratkaistavissa suljetussa muodossa.

  Kun rata on ratkaistu liikkuvassa koordinaatistossa, päästään sivusta tilannetta seuraavan havaitsijan koordinaatistoon Lorentz-muuntamalla aika ja paikka.

Tähän asti päivitetty 3.5. 2004