2

BIOSÄHKÖMAGNETIIKAN FYSIKAALISIA PERUSTEITA

Kari Jokela

SISÄLLYSLUETTELO

Sähkö- ja magneettikenttien biologisten vaikutusten ymmärtämiseksi on tarpeellista olla perillä niistä fysiikan ilmiöistä, jotka keskeisimmin vaikuttavat elävän organismin kuten ihmisen, koe-eläimen tai soluviljelmän altistumiseen. Tässä luvussa johdatellaan lukija sähkömagneettisen teorian keskeisimpien ilmiöiden ja käsitteiden pariin sekä esitetään sen pohjalta altistumista kuvaavat suureet ja yksiköt. Yhteenvetotaulukko suureista on luvun lopussa (taulukko 2.2). Koko klassinen sähkömagneettinen teoria voidaan periaatteessa esittää Maxwellin jo sata vuotta sitten esittämän neljän kuuluisan yhtälön avulla. Tämän kirjan tavoitteena on kuitenkin esittää sähkömagneettisesta teoriasta vain ne osat, jotka ovat välttämättömiä ja nekin niin yksinkertaisessa muodossa kuin mahdollista. Näitä tietoja tarvitaan erityisesti luvussa 3, jossa käsitellään tarkemmin miten kentät kytkeytyvät ihmiseen, ja luvussa 10, jossa esitetään menetelmiä altistumisen määrittämiseksi monissa käytännön tilanteissa.

Altistumista sähkömagneettisille kentille voidaan kuvata epäsuorasti *ulkoisten* kenttien avulla tai suoraan kudoksissa vaikuttavien *sisäisten* kenttäsuureiden avulla. Ulkoisen kentän voimakkuutta kuvataan seuraavilla suureilla: sähkökentän voimakkuus E, magneettikentän voimakkuus H, magneettivuon tiheys B ja sähkömagneettisen aallon tehotiheys S. Kehon *sisäistä* altistumista mittaavia dosimetrisia altistumissuureita ovat kudoksessa vaikuttavan sähkökentän voimakkuus E_i, sähkökentän aiheuttama indusoitunut virrantiheys J sekä tehohäviöihin eli lämpenemiseen liittyvä ominaisabsorptionopeus SAR.

2.1 Staattiset ja kvasistaattiset kentät

Sähkökenttä

Sähkövaraus synnyttää ympäröivään avaruuteen tilan, jota kutsutaan sähkökentäksi. Coulombin lain mukaan sen vaikutus ilmenee toiseen varattuun kappaleeseen kohdistuvana voimana. Sähkökenttä voidaan määritellä tämän sähköisen voiman avulla. Varaukseen kohdistuva sähkökenttä saadaan jakamalla varaukseen kohdistuva sähköinen voima varauksen suuruudella. Sähkökentän suunta on sama kuin voiman suunta. Samanmerkkisiin varauksiin kohdistuu hylkivä ja erimerkkisiin varauksiin vetävä voima, kuva 2.1. Mitä suuremmat varaukset, sitä suurempi on voima. Mitä kauempana varaukset ovat toisistaan, sitä heikompi on voima.

Yksinkertaisessa mallissa kaksi ilmassa olevaa varausta, varaukset Q_1 ja Q_2, kohdistavat toisiinsa voiman F, joka riippuu varausten suuruudesta ja keskinäisestä etäisyydestä r. Yhtälömuodossa Coulombin laki on

$$F = Q_1E_2 = Q_2E_1 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{Q_1Q_2}{r^2} \tag{2.1}$$

jonka ensimmäinen termi $1/4\pi\varepsilon_0$ on Coulombin vakio ja siinä ε_o on tyhjiön permittiivisyys ($8{,}854 \cdot 10^{-12}$F/m). Jos varauksia on useampia, voidaan varaukseen Q_2 kohdistuvan voiman laskemisessa käyttää superposition periaatetta eli summata eri pistelähteistä peräisin olevat voimat yhteen.

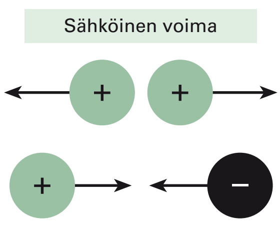
Faktalaatikko 2.1

Voiman F yksikkö on newton (N) ja vuorovaikutuksesta vastaavan sähkökentän E yksikkö on newtonia per coulombi (N/C).

Sähkökenttä $\boldsymbol{E}$ kuten myös voima $\boldsymbol{F}$ ovat vektorisuureita, eli niillä on suuruus ja suunta. Vektorisuureiden merkinnässä on tässä kirjassa käytetty lihavointia silloin, kun on haluttu korostaa vektoriluonnetta.

Sähkökenttä voidaan laskea kätevästi soveltamalla Gaussin lakia, joka on yksi Maxwellin neljästä yhtälöstä. Gaussin lain mukaan varausten synnyttämä sähkövuo Φ suljetun pinnan A läpi on suoraan verrannollinen pinnan sisälle suljetun varauksen Q suuruuteen:

$$\Phi = EA = \frac{Q}{\varepsilon_0} \tag{2.2}$$



Kuva 2.1 Sähköiset voimat

Erimerkkiset varaukset vetävät toisiaan puoleensa ja samanmerkkiset varaukset hylkivät toisiaan. Vuorovaikutus syntyy varausten synnyttämien sähkökenttien välityksellä. Samat voimat pätevät myös biologisessa materiaalissa.

Varaus Q tarkoittaa kokonaisvarausta ja suljettu pinta on esimerkiksi varauksen sisäänsä sulkeva pallo, taso, sylinteri tai muu pinta, jossa sähkökenttä on vakio ja kohtisuorassa pintaa vasten. Yleisessä tapauksessa kentän voimakkuus ja suunta vaihtelevat pinnalla. Tällöin on sovellettava Gaussin lakia yleisemmässä integraalimuodossa

$$\Phi = \oint_A E \cdot \mathrm{d}A = \frac{Q}{\varepsilon_0} \tag{2.3}$$

jossa pinta-alkion d$\boldsymbol{A}$ ja sähkökentän $\boldsymbol{E}$ pistetulo integroidaan koko suljetun pinnan yli, kuva 2.2a. Tietyissä tapauksissa kentän $\boldsymbol{E}$ suunta voidaan päätellä asetelman symmetriasyiden perusteella, jolloin pistetulo yksinkertaistuu. Tällaisia tilanteita on esitetty kuvassa 2.2b–2.2d. Kaikille niille on ominaista se, että sähkökenttä on vakio laskentapinnalla. Pallomaisen lähteen sähkökentän suunta on radiaalinen, tasomaisen varausjakauman synnyttämän sähkökentän suunta on kohtisuoraan tasoa vasten ja sylinterimäisen varausjakauman synnyttämä kenttä on säteen suuntainen.

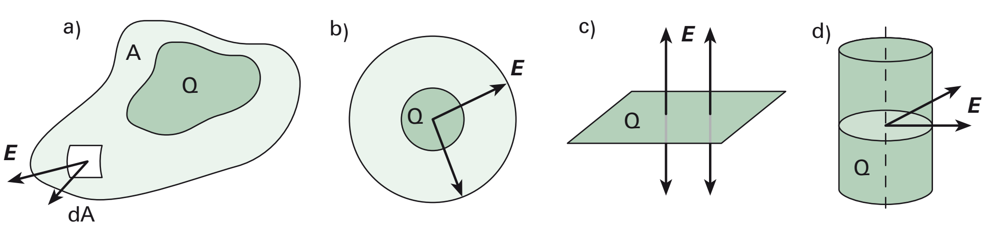
Esimerkiksi pallomaisen varauksen Q_1 tapauksessa lähtevä vuo on

$$\Phi = \frac{Q_1}{\varepsilon_0} = 4\pi r^2 E,$$

jossa E on sähkökenttä etäisyydellä r. Siitä saadaan

$$E = \frac{Q_1}{4\pi\varepsilon_0 r^2}. \tag{2.4}$$

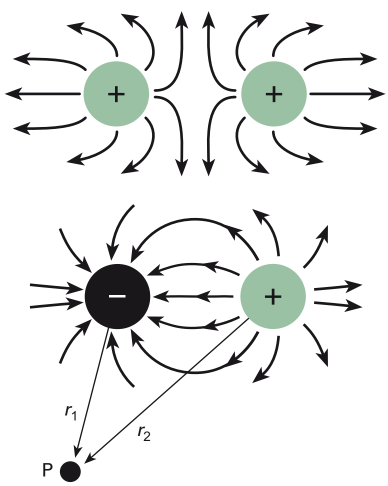
Huomataan, että vain varaus, ei pallon koko, vaikuttaa sähkökenttään. Gaussin laista nähdäänkin suoraan, että pallon ulkopuolella kenttä on aivan sama kuin, jos pallon sisältämä varaus olisi puristettu pistemäiseksi tai levitetty pallon kuorelle. Pistevarauksen tapauksessa myös Coulombin lain (kaava 2.1) perusteella päästään kaavaan 2.4.



Kuva 2.2 Gaussin lain soveltaminen erilaisiin varausjakaumiin

a) yleinen tapaus, b) pallomainen varaus, c) levymäinen varaus, d) pitkän sylinterin varaus

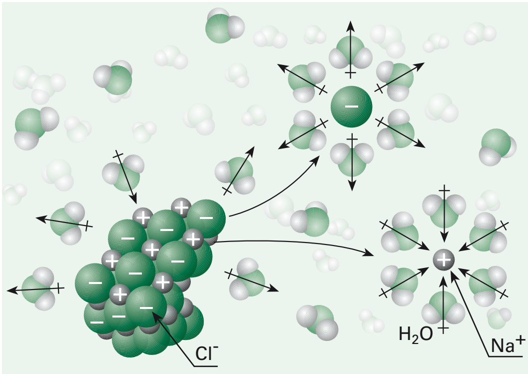
Kuvassa 2.3 on esitetty positiivisen ja negatiivisen pistevarauksen tuottamat sähkökentät. Viivat kuvaavat kenttäviivoja ja nuolet kentän suuntaa. Mitä tiheämmässä viivat ovat, sitä voimakkaampi kenttä on. Kun varaukset tuodaan riittävän lähelle toisiaan, alkaa niiden välinen vuorovaikutus näkyä. Sähkökenttä vääristyy, kun molempien pistevarausten tuottamat kentät alkavat summautua keskenään. Kun halutaan laskea useamman varauskeskittymän synnyttämä kenttä mielivaltaisessa pisteessä, täytyy käyttää superpositioperiaatetta ja summata kentät vektoreina yhteen.



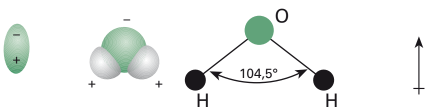
Kuva 2.3 Positiivisen ja negatiivisen pistevarauksen tuottama sähkökenttä *E*

Pistevarausten synnyttämät kentät ovat aina symmetrisiä, jos muut varaukset eivät pääse vaikuttamaan niihin. Kenttäviivojen suunta on joko varauksesta kohtisuoraan ulospäin (positiivinen varaus) tai sisäänpäin (negatiivinen varaus). Jos varauksen lähelle tuodaan toinen varaus, alkuperäinen sähkökenttä vääristyy. Useamman varauskeskittymän synnyttämä kenttä voidaan laskea superpositioperiaatteella, ja kenttävektorit $E_1(r_1)\ldots E_n(r_n)$ on laskettava vektoreina yhteen pisteessä P.

Myös biologisen materiaalin sisällä vaikuttava sähkökenttä aiheuttaa kaikkiin sähkövarauksia sisältäviin hiukkasiin kentän suuntaisen voiman. Tällaisia varattuja hiukkasia ovat esimerkiksi elektronit ja vapaat ionit sekä molekyyleihin sitoutuneet varaukset. Veteen liuenneet suolat (esimerkiksi NaCl) toimivat pistevarauksina ja niillä on vuorovaikutus vesimolekyylien kanssa sähkökentän kautta. Vesimolekyyli on luonteeltaan dipoli, jossa toinen pää on negatiivisesti ja toinen pää positiivisesti varautunut. Negatiivisesti varautunut ioni (Cl^-) vaikuttaa vesimolekyyleihin vetäen puoleensa niiden positiivisesti varautunutta päätä. Positiivisesti varautunut ioni (Na^+) taas vetää puoleensa vesimolekyylin negatiivista päätä, kuva 2.4. Kaiken kaikkiaan ionien, atomien ja molekyylien väliset sidokset (proteiinit, DNA) perustuvat Coulombin lain mukaiseen sähköiseen vuorovaikutukseen.



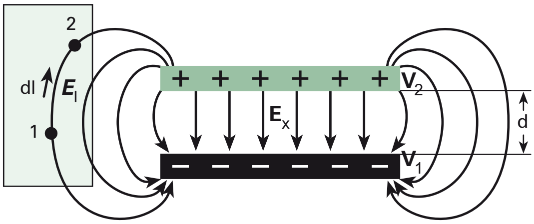
Kuva 2.4 a)



Kuva 2.4 b)

Kuva 2.4 Varaukset ja sähköiset sidosvoimat biologisessa materiaalissa

a) Veteen liuenneet suolat toimivat pistevarauksina ja polaariset vesimolekyylit dipoleina. Esimerkiksi ruokasuolaliuoksessa kloori-ionit (Cl^-) ovat negatiivisia ja natriumionit (Na^+) positiivisia. Negatiivisesti varautunut ioni (Cl^-) vaikuttaa vesimolekyyleihin vetäen puoleensa niiden positiivisesti varautunutta päätä. Positiivisesti varautunut ioni (Na^+) taas vetää puoleensa vesimolekyylin negatiivista päätä.
b) Kuvassa on esitetty erilaisia tapoja kuvata vesimolekyyliä. Vesimolekyylissä (H_2O) sidokset ovat sellaisia, että elektronit ovat lähempänä happiatomia kuin kahta vetyatomia, minkä seurauksena atomi on pysyvästi polarisoitunut.



Kuva 2.5 Levykondensaattorin väliin muodostuva sähkökenttä *E*

Tasomaisten varattujen levyjen välille syntyy tasainen kenttä, mutta levyjen reunoilla kenttä on hieman vääristynyt. Levykondensaattorin keskiosassa jännite $U = V_2 - V_1$ ja levyjen välinen etäisyys *d* määrittelevät sähkökentän voimakkuuden *E*. Kondensaattorin ulkopuolella *E* voidaan mitata potentiaalierojen avulla.

Potentiaaliero

Käytännössä sähkökenttä on kätevämpi määritellä potentiaalierojen eli jännitteiden avulla, koska jännitemittaukset ovat paljon helpompia kuin sähköisten voimien ja varausten mittaukset.

Potentiaaliero kahden pisteen välillä saadaan integroimalla sähkökenttä pisteitä yhdistävää tietä pitkin. Kuvassa 2.5. sijaitsevien pisteiden 1 ja 2 välinen jännite U voidaan lausua potentiaalien V avulla siten, että

$$U = V_2 - V_1 = -\int_1^2 E_l \cdot \mathrm{d}l \tag{2.5}$$

jossa $\boldsymbol{E}_1$ on integrointipolun suuntainen sähkökentän komponentti ja d$\boldsymbol{l}$ on polun suuntainen viiva-alkio. Yksinkertaisessa tilanteessa kuten kuvassa 2.5 levyjen keskivaiheilla, jossa kenttä on yhdensuuntainen, voidaan sähkökenttä lausua potentiaalierojen avulla siten, että

$$U = V_2 - V_1 = -E_x d \tag{2.6}$$

ja sähkökenttä voidaan ratkaista seuraavasti

$$E_x = \frac{U}{d} = \frac{V_1 - V_2}{d}\ . \tag{2.7}$$

Näin ollen sähkökentän E yksikkö voidaan lausua myös volttia per metri (V/m), tai kuten edellä newtonia per coulombi (N/C). Käytännössä sähkökentälle käytetty yksikkö on V/m. Ilmassa yksi N/C yksikkö vastaa yhtä V/m yksikköä.

Sähköstaattinen induktio

Sähköisesti johtavat kohteet lähellä lähdettä vääristävät kenttää voimakkaasti. Kun sähköä johtava kappale viedään sähkökenttään, siinä olevat varaukset järjestäytyvät uudelleen kappaleen pinnalle. Ilmiötä kutsutaan sähköstaattiseksi induktioksi, joka perustuu Coulombin lain mukaiseen vuorovaikutukseen. Nämä pintavaraukset aiheuttavat edelleen sekundaarisen sähkökentän, joka summautuu alkuperäiseen lähdekenttään sekä kappaleen sisällä että sen läheisyydessä.

Kuvassa 1.2a on kuvattu sähkökentän kytkeytyminen ihmiskehoon. Ihmisen keho on niin johtava, että alle 100 kHz taajuuksilla se käyttäytyy ulkoisen sähkökentän kannalta johtavana kappaleena. Kehoon tulevat ja siitä lähtevät kenttäviivat kaareutuvat aina kohtisuoraan johtavaa pintaa vasten. Tämä täytyy ottaa huomioon sähkökentän mittauksessa. Jos mittalaite tai mittaaja on liian lähellä lähdettä, tulos voi vääristyä huomattavasti.

Ulkoisen sähkökentän muuttuessa ajan funktiona myös sisäinen sähkökenttä muuttuu. Kentän muutos ilmenee kappaleen sisällä olevan varausjakauman muutoksena, jolloin kappaleen sisällä syntyy sähkövirtoja.

Sähkökentässä olevaan materiaaliin syntyvä virrantiheys J (A/m^2) riippuu paitsi sähkökentän E voimakkuudesta myös väliaineen johtavuudesta σ siten, että

$$J = \sigma E \tag{2.8}$$

Johtavuuden yksikkö on (S/m) eli siemensiä metriä kohden. Ilman sähkönjohtavuus ($\sigma \sim 10^{-14}$ S/m) on huomattavasti pienempi kuin kudosten sähkönjohtavuus ($\sigma \sim 1$ S/m), joten biologiset kudokset ovat ympäristössään hyvin sähköä johtavia kappaleita. Sisäinen sähkökenttä ja siitä johdettu virrantiheys ovat biologisesti tärkeitä dosimetrisia[1] suureita alle 100 kHz taajuuksilla. Hermosolujen sähköinen stimulaatio määräytyy sähkökentästä (kappale 4.4). Lisäksi altistumisen perusrajat on määritelty virrantiheyksinä (luku 8).

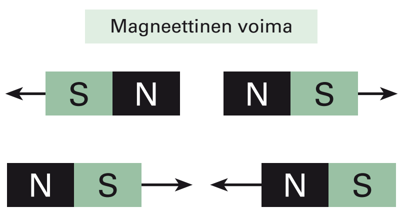
Silloin, kun sähkökentän synnyttävät jännitteet muuttuvat tarpeeksi hitaasti (sähkökentän aallonpituus on merkittävästi suurempi kuin tarkasteltavan kohteen koko), sähkökenttä seuraa jännitteen vaihtelua. Tällöin puhutaan kvasistaattisesta sähkökentästä. Kvasistaattisessa tapauksessa voidaan käyttää sähköstatiikan yhtälöitä ja tämä yksinkertaistaminen helpottaa usein hyvinkin hankalien laskujen suorittamista. Tietyn kynnystaajuuden jälkeen kentän aaltoluonne tulee esiin ja sähkökenttää on tarkasteltava aaltona. Tällöin ei kenttää voida enää käsitellä kvasistaattisena ilmiönä, ja kenttien laskenta vaikeutuu merkittävästi. Altistumisen kannalta kaikki alle 100 kHz sähkökentät ovat kvasistaattisia kenttiä, ja karkeissa altistumisarvioissa voidaan usein jopa 10 MHz kenttiä käsitellä kvasistaattisina kenttinä. Kvasistaattisten sähkökenttien laskennassa on kuitenkin mahdollisesti huomioitava magneettikenttä, joka voi aiheuttaa oman lisänsä indusoituneisiin virtoihin ja sähkökenttiin.

---

[1] Dosimetriassa pyritään määrittämään ulkoisen sähkö- tai magneettikentän vaikutuksesta kudosten tai soluviljelymaljan sisälle syntyvä sisäinen sähkökenttä tai virrantiheys.

Magneettikenttä

Liikkuvat varaukset esimerkiksi sähköjohdoissa luovat ympärilleen sähkökentän lisäksi magneettikentän. Magneettikentän vuoviivat ovat jatkuvia, ne kiertävät aina lähtöpisteeseensä takaisin. Magneettikenttiä esiintyy myös kestomagneettien ympärillä. Kestomagneeteilla on kaksi napaa, ja samanmerkkiset navat hylkivät toisiaan, erimerkkiset vetävät toisiaan puoleensa. Toisin kuin sähkövarausten kohdalla magneettisia napoja ei voi erottaa toisistaan, vaan navat esiintyvät aina pareittain, kuva 2.6. Erilaisia magneettikenttien lähteitä on esitetty kuvassa 2.7.



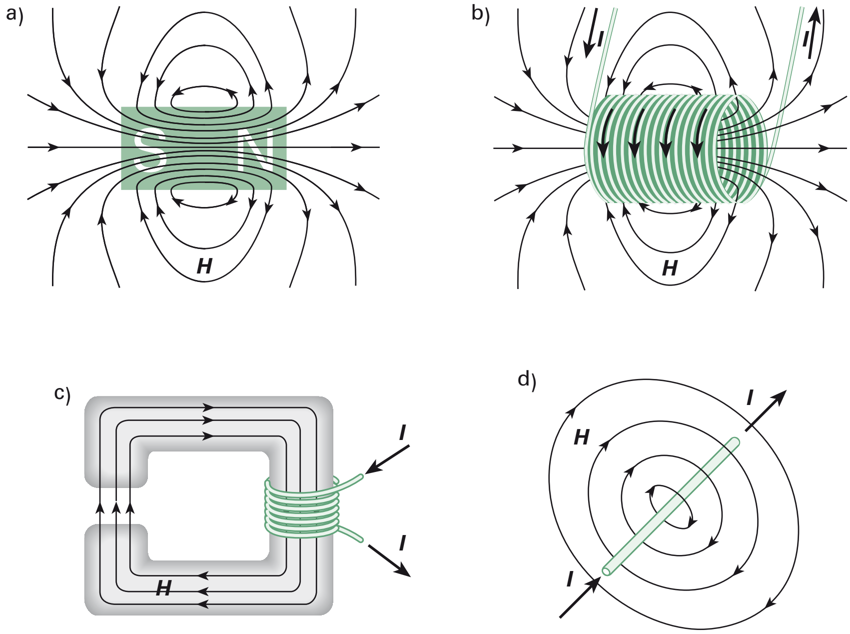
Kuva 2.6 Kestomagneettien väliset voimat

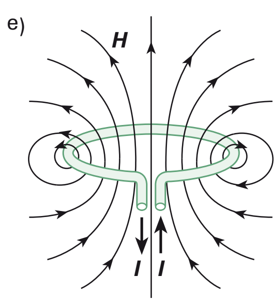
Magneettikenttää kuvaavia suureita ovat magneettikentän voimakkuus $\boldsymbol{H}$ ja magneettivuon tiheys $\boldsymbol{B}$. Magneettikentän voimakkuus määräytyy vain lähteenä toimivista virroista eikä siihen vaikuta väliaine. Mitä suurempi on virta, sitä voimakkaampi on kenttä. Tätä virran ja magneettikentän suoraa yhteyttä kutsutaan Ampèren laiksi ja sen avulla magneettikentän voimakkuus voidaan laskea, kun virta tunnetaan. Ampèren laki, joka on yksi Maxwellin neljästä yhtälöstä, esitetään usein integraalimuodossa.

$$I = \oint_c H \cdot \mathrm{d}l = \oint_s J \cdot \mathrm{d}s \quad , \tag{2.9}$$

missä $\boldsymbol{H}$ on magneettikentän voimakkuus reunakäyrällä c ja d$\boldsymbol{l}$ käyrän suuntainen pituusalkio, s on käyrän rajaamaa avoin pinta (m^2), $\boldsymbol{J}$ on kohtisuora virrantiheys pinnalla (A/m^2) ja I on pinnan läpäisevä kokonaisvirta (kuva 2.8). Toisin sanoen, magneettikentän viivaintegraali suljetun silmukan c yli on sama kuin kokonaisvirta, joka kentän synnytti.

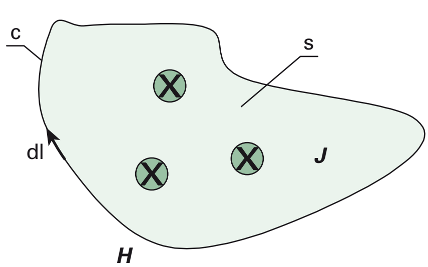
Ampèren lain avulla voidaan helposti laskea pitkässä suorassa johtimessa kulkevan virran aiheuttama magneettikentän voimakkuus eri etäisyyksillä. Tällaisessa johtimessa kulkeva sähkövirta I aiheuttaa vakiokentän H tarkasteluetäisyydellä r. Kentän H suunta yhtyy tangentiaalisesti johdinta ympäröivän integrointitien kiertosuuntaan, jolloin viivaintegraali





Kuva 2.7 Magneettikentän lähteitä

Sähkövirta muodostuu liikkuvista varauksista, jotka luovat ympärilleen magneettikentän. Myös kestomagneettien kenttä aiheutuu magneetin sisällä kiertävistä virroista.
a) kestomagneetti
b) sylinterin muotoinen solenoidikela
c) rautasydäminen sähkömagneetti
d) suora johdin
e) virtasilmukka
Vuoviivojen tiheys kuvaa magneettivuon tiheyttä.



Kuva 2.8 Liikkuvat varaukset synnyttävät magneettikentän *H*

Pinnan *s* rajaaman alan läpi kulkee kokonaisvirta *I*. Virran muodostaa kolme pintaa vasten kohtisuoraa kulkevaa johdinta (x), jolloin virrantiheys ***J*** vaihtelee pinnan *s* eri kohdissa. ***H*** on magneettikentän voimakkuus reunakäyrällä ja d***l*** käyrän suuntainen pituusalkio.

yksinkertaistuu muotoon $\oint H \cdot \mathrm{d}l = H2\pi r = I$ (kuva 2.7d), josta saadaan lauseke magneettikentän voimakkuudelle yhden suoran johtimen tapauksessa

$$H = \frac{I}{2\pi r} \, . \tag{2.10}$$

Magneettikentän voimakkuuden H yksikkö on siten ampeeria metriä kohden (A/m).

Ei-magneettisilla materiaaleilla kuten biologisilla materiaaleilla magneettikentän voimakkuuden H ja magneettivuon tiheyden B välillä vallitsee suora yhteys

$$B = \mu_0 H \, , \tag{2.11}$$

missä $\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m (henryä per metri) on vapaan tilan magneettinen permeabilisuus. Magneettivuon tiheys on mitattavissa ja sen yksikkö on tesla (T).

Magneettivuon tiheydellä ja voimalla, joka kohdistuu magneettikentässä nopeudella v liikkuvaan varaukseen q, on yhteys $\boldsymbol{F} = q\boldsymbol{v}\mathrm{x}\boldsymbol{B}$, jossa ristitulon seurauksena voiman $\boldsymbol{F}$ suunta on kohtisuoraan sekä varauksen kulkusuuntaa että magneettikenttää $\boldsymbol{B}$ vastaan. Jos liikkuvaan varaukseen kohdistuu vielä sähkökenttä, on laskettava kokonaisvoima eli Lorentzin voima

$$F = q(E + v \times B) \, . \tag{2.12}$$

Jos varauksen kulkusuunta on yhdensuuntainen magneettikentän kanssa, on magneettinen voima nolla. Magneettikentän tärkeä ominaisuus on se, että magneettikenttä ei tee työtä. Voima, joka syntyy vuorovaikutuksesta liikkuvan varauksen kanssa, on aina kohtisuoraan varauksen liikesuuntaa vasten. Siten magneettikenttä ei lisää varauksen kineettistä energiaa. Lorentzin voima selittää sen miksi magneettikentässä liikkuvaan johteeseen syntyy jännite-eroja (Hall-ilmiö, kappale 10). Magneettinen voima ajaa helposti liikkuvat negatiiviset elektronit toiseen laitaan, johon syntyy negatiivinen varaus ja vastakkaiseen laitaan jää positiivinen varaus. Magneettikentässä pyörivässä silmukassa syntyy jännitteen johdosta jatkuva vaihtovirta, kun taas staattisessa homogeenisessa magneettikentässä suoraviivaisesti etenevään kappaleeseen virta syntyy vain liikkeen alussa varausten eriytyessä.

Magneettivuon tiheys B on määritelty sähkövirran aiheuttaman voiman avulla ja siihen vaikuttaa myös väliaine. Magneettisissa materiaaleissa, kuten ferromagneettisessa raudassa tapahtuu väliaineen magnetisoitumista, joka lisää magneettivuon tiheyttä, kuva 2.7c. Ilma ja biologiset kudokset muodostuvat kuitenkin diamagneettisista ja paramagneettisista materiaaleista, ja näiden magneettivuon tiheyttä lisäävä vaikutus on mitätön.

Jos väliaine vaikuttaa magneettivuon tiheyteen, on vapaan tilan magneettinen permeabilisuus kerrottava suhteellisella permeabilisuudella $\mu_{r.}$ Magneettikentässä ihminen ei kuitenkaan muuta alkuperäistä kenttää, joten suhteelliselle permeabilisuudelle ei tässä tapauksessa ole käyttöä.

FAKTALAATIKKO 2.2

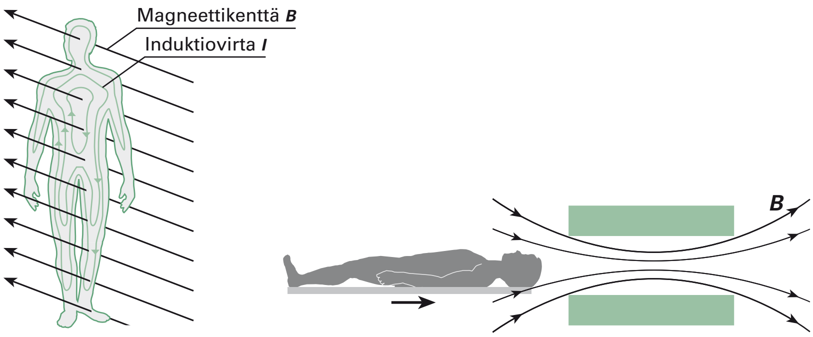
1 T = 10 000 Gauss
1 μT = 10 mG

Sähkömagneettinen induktio

Michael Faraday osoitti vuonna 1831, että magneettikentän muuttuminen indusoi sähkövirtoja metalliseen lankasilmukkaan. Tätä ilmiötä kutsutaan sähkömagneettiseksi induktioksi. Faradayn laki voidaan esittää muodossa

$$U = -\frac{d}{dt}\Phi , \qquad (2.13)$$

jossa silmukan lävistävä magneettivuo Φ indusoi sähkömotorisen voiman (jännitteen) silmukkaan, ja panee sähkövaraukset kiertämään silmukkaa. Homogeenisessa kentässä magneettivuo $\Phi = BA$, jossa A on silmukan pinta-ala ja B sitä vastaan kohtisuora magneettikenttä. Mitä nopeammin magneettikenttä vaihtelee, sitä suuremman jännitteen se synnyttää. Toisaalta jännitteeseen liittyy aina sähkökenttä, joka kaavan (2.8) mukaan aiheuttaa sähkövirran johtavaan kappaleeseen. Magneettikenttä indusoi ensin sähkökentän ja johtavuudesta riippuen se synnyttää sähkövirran. Johtavaa kehoa voidaan verrata virtasilmukkaan. Tässä tapauksessa muuttuva magneettikenttä tunkeutuu materiaaliin ja aiheuttaa sähkökentän ja kiertävän sähkövirran (pyörrevirta). Kenttä ja virta kasvavat



Kuva 2.9 Sähkömagneettinen induktio

a) Paikallaan olevaan kehoon kohdistuu ajan funktiona muuttuva magneettikenttä.
b) Kehon muodostama silmukka liikkuu staattisessa magneettikentässä (esimerkiksi magneettikuvauslaitteessa).

kehon pintaa kohden. Näitä ilmiöitä kutsutaan sähkömagneettiseksi induktioksi.

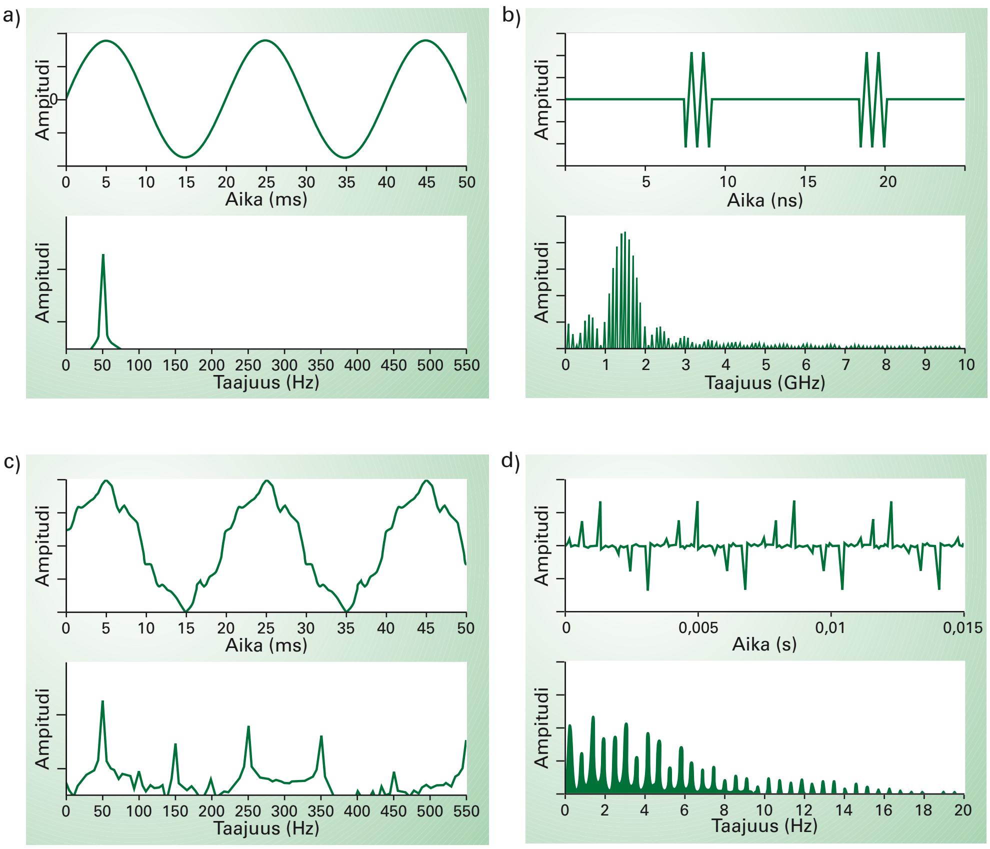
Kehoon indusoitunut sähkökenttä ja virrantiheys ovat Faradayn lain mukaan suoraan verrannollisia magneettivuontiheyden muutosnopeuteen ja taajuuteen. Induktiovirtaan vaikuttaa myös se, että kudosten johtavuus kasvaa hieman taajuuden kasvaessa. Sähkömagneettinen induktio syntyy myös, kun johdetta (ihmisen keho, kiertävä veri) liikutetaan magneettikentässä tai magneettikenttä muuttuu ja johde on paikallaan (kuva 2.9 ja 1.2a).

Kvasistaattinen magneettikenttä

Magneettikentän indusoimien virtojen ja sähkökenttien laskennassa voidaan käyttää vastaavanlaista kvasistaattista lähestymistapaa kuin sähkökentälle. Magnetokvasistaattisessa tapauksessa oletuksena on, että kudokseen indusoitunut sähkökenttä ja virta voidaan laskea Faradayn induktiolaista käyttäen häiriintymätöntä kenttää lähteenä. Tarkkaan ottaen myös induktiovirrat synnyttävät oman sekundaarisen magneettikenttänsä, joka summautuu lähdekenttään. Biologisilla kappaleilla tämä sekundaarinen magneettikenttä ei ole niin suuri, että se alle 10 MHz taajuuksilla olisi kovin merkittävä alkuperäiseen kenttään nähden. Kvasistaattisella alueella sähkö- ja magneettikenttien aiheuttamia indusoituneita virtoja voidaankin käsitellä erikseen aiheuttamatta suurempaa virhettä.

Kenttien aaltomuotoja ja amplitudispektrejä

Sähkö- ja magneettikentää voidaan kuvata joko ajan funktiona muuttuvana käyränä tai hajottaa se spektrikomponentteihinsa. Aikaharmoninen kenttä on jatkuva (CW) ja aaltomuodoltaan sinimuotoinen. Sellaisen spektri keskittyy hyvin kapealle taajuuskaistalle (kuva 2.10a). Katkotusta siniaallosta muodostuvan pulssikentän (PW) spektri levenee, mutta on edelleenkin useimmiten varsin kapeakaistainen (2.10b). Tällaista on esimerkiksi pulssitutkien lähettämä säteily. Yksittäisistä terävistä pulsseista muodostuva pulssikenttä on kaikkein laajakaistaisinta



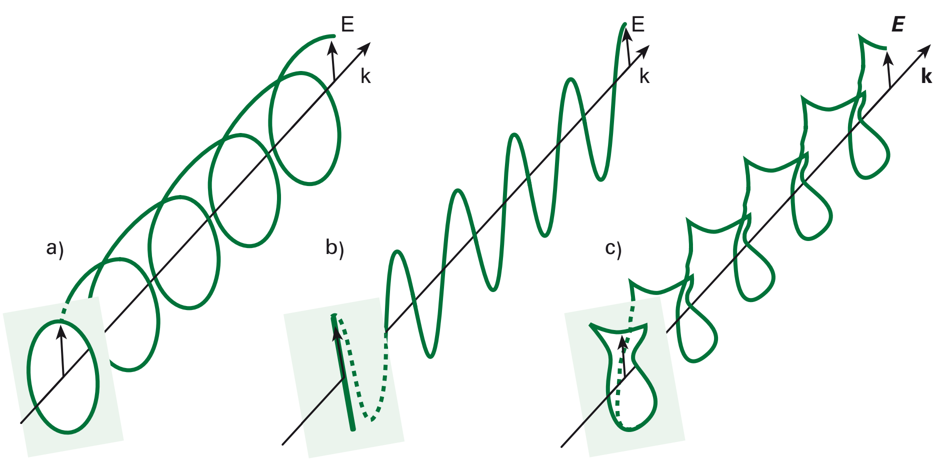
Kuva 2.10 Erilaisia sähkö tai magneettikentän aaltomuotoja ja amplitudispektrejä

a) Puhdas aikaharmoninen (sinimuotoinen) kenttä värähtelee vain yhdellä taajuudella *f*, joka määräytyy jaksonajasta *T* siten että $f = 1/T$ (tässä f = 50 Hz, T = 20 ms).
b) Katkotusta sinikentästä muodostuva pulssikenttä
c) Yliaaltojen vääristämä laajakaistainen 50 Hz kenttä
d) Terävistä pulsseista muodostuva laajakaistainen pulssikenttä

(2.10d). Monet lähes sinimuotoisilta näyttävät kentät sisältävät todellisuudessa altistumisen kannalta niin merkittäviä harmonisia yliaaltokomponentteja, että ne onkin luokiteltava laajakaistaisiksi kentiksi (2.10c). Laajakaistaisuus ja pulssimaisuus vaikuttavat merkittävästi siihen miten altistumista on mitattava ja arvioitava. Tähän palataan altistumisrajoja (luku 8) ja mittaustekniikkaa (luku 10) koskevissa kohdissa.

Aikaharmonista kenttää voidaan kuvata yksinkertaisella sinifunktiolla sin(ωt) tai kosinifunktiolla cos(ωt). Kulmataajuus $\omega = 2\pi f$ lasketaan taajuudesta f. Sähkökenttä $\boldsymbol{E}$(t) tai vastaavasti magneettikenttä $\boldsymbol{B}$(t) voidaan esittää vektorina

$$\boldsymbol{E}(t) = xE_{a,x}\cos(\omega t + \theta_x) +$$
$$yE_{a,y}\cos(\omega t + \theta_y) + zE_{a,z}\cos(\omega t + \theta_z) \qquad (2.14)$$



Kuva 2.11 Sähkökentän polarisaatio

a) Elliptisesti polarisoituneen tai ympyräpolarisoituneen sinimuotoisen kentän vektorin ura ajan funktiona
b) Lineaarinen polarisaatio
c) Laajakaistaisen kentän polarisaatio

missä **x, y, z** ovat yksikkövektoreita ja $E_{a,x}$ on amplitudi eli harmonisen kentän huippuarvo ja θ_x vaihe-ero x-suunnassa. Muiden suuntien amplitudit ja vaihekulmat on erotettu vastaavilla alaindekseillä. Harmonisen kentän kenttävektorin kärki piirtää tasossa ellipsinmuotoisen uran jakson aikana. Erikoistapauksissa ellipsi voi laajeta ympyräksi tai kutistua lineaariseksi viivaksi. Näitä kenttävektorin ominaisuuksia kutsutaan polarisaatioksi, kuvat 2.11a–c.

Alle 100 kHz taajuuksilla tärkeä altistumissuure on kudoksiin indusoituneen sähkökentän tai virrantiheyden hetkellinen maksimiarvo, joka on kenttävektorin maksimipituus jollain ajan hetkellä. Yli 100 kHz taajuuksilla kiinnostuksen kohteena on yleensä sähkökentän tehollisarvo, josta kentän aiheuttamaan kudosten lämpeneminen määräytyy.

Aikaharmonisen kentän tehollisarvo

Harmonisen ja lineaarisesti polarisoituneen sähkökentän tehollisarvo (root mean square, rms) määritellään seuraavasti:

$$E_x = \sqrt{\frac{\int_T \left[E_{a,x} \cos(\omega t + \theta_x) \right]^2 \mathrm{d}t}{T}} = \frac{E_{a,x}}{\sqrt{2}} \tag{2.15}$$

missä T on jakson aika ja $E_{a,x}$ on x-suuntaan polarisoituneen kentän amplitudi. Tehollinen sähkökentän voimakkuus $E_{rms,x}$ on siten huippuarvo $E_{a,x}$ jaettuna √2:lla. Mielivaltaisen polarisaation tapauksessa koko kentän tehollisarvo E_{rms} muodostuu kentän komponenttien neliösummasta laskettusta neliöjuuresta.

$$E_{rms} = \sqrt{E_{rms,x}^2 + E_{rms,y}^2 + E_{rms,z}^2}\ . \tag{2.16}$$

Voidaan osoittaa, että häviöllisessä väliaineessa kuten kudoksessa tehollinen sähkökentän voimakkuus määrää yksikäsitteisesti kyseisessä pisteessä tapahtuvan tehohäviön, joka ilmenee väliaineen lämpenemisenä. Radiotaajuisten kenttien vaikutuksia kuvaava tärkeä suure on ominaisabsorptionopeus ja se määräytyy tästä tehohäviöstä (kohta 2.3). Magneettikentän tehollinen kentänvoimakkuus määritellään vastaavasti

$$H_{rms} = \sqrt{H^2_{rms,x} + H^2_{rms,y} + H^2_{rms,z}}\ . \tag{2.17}$$

Magneettikenttä ei suoraan lämmitä kudoksia, joten tämän kaavan mukaisella määritelmällä ei ole selvää fysikaalis-biologista perustaa. Se on kuitenkin mittausten standardoinnin kannalta käyttökelpoinen.

Laajakaistaiset kentät

Monet altistuslähteet erityisesti alle 100 kHz taajuuksilla tuottavat voimakkaita laajakaistaisia kenttiä. Tällainen kenttä muodostuu useista laajalle taajuusalueelle jakautuneista komponenteista, joiden taajuudet ovat tietyn selvästi erottuvan perustaajuuden monikertoja eli yliaaltoja. Näitä nimitetään myös asiayhteydestä riippuen harmonisiksi taajuuskomponenteiksi (kuvat 2.10c ja d). Myös moduloidut kentät, joiden amplitudi, taajuus tai vaihe vaihtelee pientaajuisen modulaation tahdissa, sisältävät suuren joukon eritaajuisia komponentteja. Ne ovat pakkautuneet suhteellisen lähelle tiettyä keskitaajuutta ja tällainen kenttä onkin yleensä syytä luokitella kapeakaistaisiksi, kuva 2.10b.

Laajakaistainen jaksollinen kenttä voidaan esittää sini- tai kosinisarjoilla muodossa,

$$\begin{aligned} E(t) = {} & \sum_{k=0}^{\infty} xE_{a,x,k}\cos(k\omega_o t + \theta_{x,k}) + \\ & \sum_{k=0}^{\infty} yE_{a,y,k}\cos(k\omega_o t + \theta_{y,k}) + \sum_{k=0}^{\infty} zE_{a,z,k}\cos(k\omega_o t + \theta_{z,k}) \end{aligned} \tag{2.18}$$

jossa yliaaltojen kulmataajuus on peruskulmataajuuden ω_0 monikerta $k\omega_0$ (k on kokonaisluku). $E_{\mathrm{a,x,k}}$ on x-suuntaisen ja k:nnen komponentin amplitudi ja $\theta_{\mathrm{x,k}}$ vastaava vaihe. Tällaista sarjaa kutsutaan myös Fourier-sarjaksi. Tasakomponentti on jätetty pois, koska sillä on vain harvoin merkitystä.

Laajakaistaisia kenttiä käytetään esimerkiksi metallinpaljastimissa, joissa tuotetaan pulssimaisia magneettikenttiä. Monet sähkölaitteiden ja -johtojen aiheuttamat magneettikentät sisältävät altistumisen kannalta merkittävän määrän yliaaltoja verkkotaajuuden (50 Hz) kerrannaisina, kuva 2.10c.

2.2 Sähkömagneettinen aalto

Sähkömagneettisen aallon fysikaalinen luonne

Sähkömagneettisen induktion (kohta 2.1) yhteydessä selostettiin, että muuttuva magneettikenttä synnyttää muuttuvan sähkökentän. Maxwell huomasi, että tämä pätee myös päinvastoin: mitä nopeammin sähkökenttä muuttuu, sitä voimakkaamman magneettikentän se synnyttää. Muuttuva sähkökenttä toimiikin sähkövirranomaisena magneettikentän lähteenä. Itse asiassa tällöin puhutaankin siirrosvirrasta, jollainen kulkee esimerkiksi kondensaattorilevyjen (kuva 2.5) läpi, vaikka ne eivät ole galvaanisessa yhteydessä toisiinsa. Voidaan ajatella, että sähkö- ja magneettikentät generoivat toinen toisiaan, ja tämä ilmiö etenee aaltoliikkeenä valon nopeudella (kuva 2.12). Nopeasti muuttuvia sähkö- ja magneettikenttiä ei voida enää – toisin kuin kvasistaattisia kenttiä – tarkastella erillisinä ilmiöinä. Tämä on dynaamisen kenttäteorian lähtökohta.

Virtasilmukan lisäksi toinen yksinkertainen esimerkki radiotaajuisia sähkömagneettisia aaltoja säteilevästä antennista on aallonpituuteen nähden lyhyt dipoli. Se muodostuu kahdesta johtavasta sauvasta tai langasta, joiden väliin kytketään vaihtojännite (kuva 2.13). Lyhyt dipoli on tärkeä, koska sitä voidaan pitää alkeissäteilijänä (Hertzin dipoli), joita yhdistämällä saadaan monimutkaisempia antennirakenteita. Dipolin kentät voidaan laskea helposti, kun virta tunnetaan (luku 10). Dipolin sauvojen välillä ei ole suoraa kytkentää, mutta antennin haarojen välisen kapasitiivisen kytkennän kautta syntyy suljettu virtapiiri, jossa varaukset värähtelevät jännitteen tahdissa. Varausten ja niiden liikkeen tuottama sähkö- ja magneettikenttä värähtelevät vastaavasti.

Kun etäisyys dipolista on riittävän suuri, alkaa kentistä muotoutua säännöllinen sähkömagneettinen aalto. Sähkökentän suhde magneettikenttään on tällöin vakio, jota kutsutaan (vapaan tilan) aaltoimpedanssiksi

$$Z_0 = \frac{E}{H} \; . \tag{2.19}$$

Aaltoimpedanssilla on vastuksen yksikkö ohmi (Ω). Vapaassa tilassa se saa arvon 376,7 Ω. Sähkömagneettinen aalto etenee vapaassa tilassa taajuudesta riippumatta aina valon nopeudella, joka ilmassa on $2{,}998 \times 10^8$ m/s. Aallonpituuden λ (m) ja taajuuden f (Hz) sitoo toisiinsa yhtälö

$$c = \lambda f \tag{2.20}$$

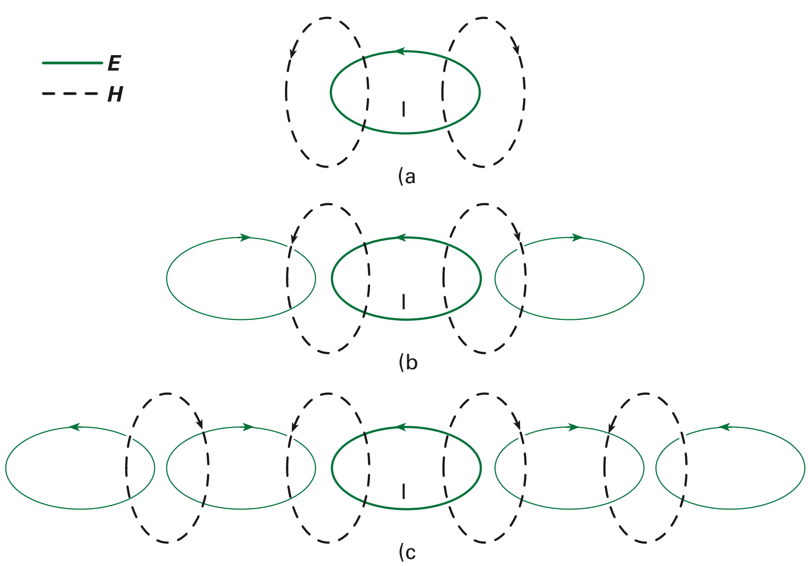
missä c on väliaineen taitekertoimesta riippuva valon nopeus. Esimerkiksi 300 MHz taajuudella aallonpituus on yksi metri.

Sähkömagneettisen aallon sijaan puhutaan usein sähkömagneettisesta tasoaallosta, koska kaukana säteilylähteestä aaltorintamat etenevät tasona, silloin kun tarkastelu rajoitetaan riittävän pieneen avaruuskulmaan.

Kaukokenttä ja lähikenttä

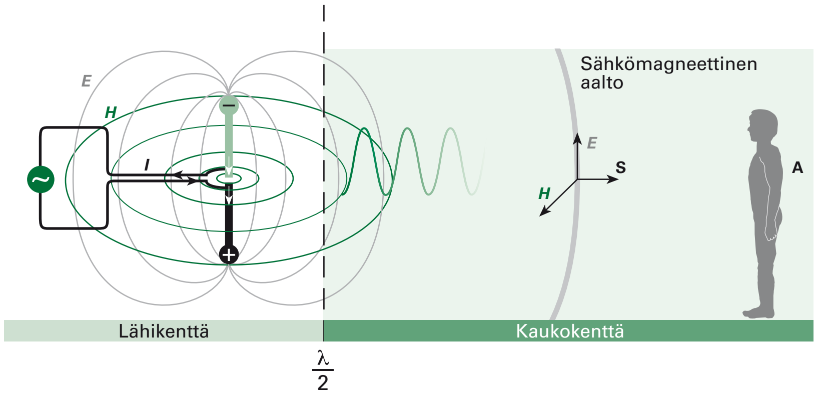
Hyvin lähellä antennia sähkö- ja magneettikentän välillä ei ole selkeää yhteyttä, vaan kentät määräytyvät varausten ja niiden liikkeen aiheuttamista staattisisista (kvasistaattisista) sähkö- ja magneettikentän komponenteista sekä niihin summautuvista induktiivisista kenttäkomponenteista. Kun etäisyys r aallonpituuteen λ nähden lyhyestä dipolista on vähemmän kuin

$$r \leq \frac{\lambda}{2} \tag{2.21}$$



Kuva 2.12 Sähkömagneettinen aalto

Virtasilmukalla synnytetään värähtelevä magneettikenttä, joka synnyttää värähtelevän sähkökentän, joka edelleen synnyttää uuden värähtelevän magneettikentän. Lopputuloksena on itseään toistava sähkömagneettinen ilmiö – sähkömagneettinen aaltoliike.



Kuva 2.13 Dipoli-säteilijän lähi- ja kaukokenttä

Reaktiivisessa lähikentässä (etäisyys < λ/2) sähkö- ja magneettikentät jakautuvat monimutkaisesti, eivätkä kenttävektorit E ja H ole yksinkertaisella tavalla johdettavissa toisistaan. Kaukokentässä (etäisyys > λ/2) on muodostunut selvästi erottuva sähkömagneettinen aalto, jossa sähkökenttä värähtelee kohtisuorassa magneettikenttää vastaan, kentänvoimakkuuksien suhde on vakio (*E/H* = 377 Ω) ja tehotiheys *S* = *EH* (*E* ja *H* tehollisarvoja).

puhutaan reaktiivisesta lähikentästä, jossa staattiset ja induktiiviset kenttäkomponentit vääristävät kenttiä. Esimerkiksi matkapuhelimen taajuudella 900 MHz reaktiiviset lähikentät ulottuvat noin 17 cm syvyyteen ja kyseessä onkin puhdas lähikenttäaltistustilanne.

Vasta yli puolen aallon etäisyydellä lyhyestä dipolista ollaan kaukokentässä, jossa voidaan puhua hyvin muodostuneesta sähkömagneettisesta aallosta, kuva 2.13. Kun säteilijä tai antenni muodostuu monista dipoleista tai on muuten aallonpituuteen nähden isokokoinen, kaukokenttä siirtyy kauemmaksi kuin puolen aallon etäisyys tai yksittäisen elementin kaukokenttä (liitteet 2 ja 3).

Tehotiheys

Sähkömagneettinen aalto kuljettaa mukanaan energiaa, jota kuvataan tehotiheydellä. Tehotiheys S riippuu sekä magneettikentän että sähkökentän voimakkuudesta ja se voidaan lausua Poyntingin vektorin avulla

$$S = E \times H \tag{2.22}$$

Poyntingin vektorin suunta ilmoittaa aallon kuljettaman energian etenemissuunnan, ja itseisarvo S sen kuljettaman tehon pinta-alayksikköä kohden eli tehotiheyden. Tehotiheyden S yksikkö on wattia per neliömetri (W/m^2). Yksinkertaisessa sinimuotoisen kentän tasoaaltotapauksessa (kaukokentässä) tehotiheys voidaan esittää skalaarimuodossa

$$S = EH , \qquad (2.23)$$

missä E ja H ovat sähkö- ja magneettikenttien voimakkuuksien tehollisarvoja. Jatkossa käytetään aina tehollisarvoja, jos ei erikseen muuta mainita.

Sijoittamalla $Z_o = E/H$ voidaan tehotiheys esittää joko sähkökentän tai magneettikentän avulla

$$S_E = \frac{E^2}{Z_o} \quad \text{ja} \qquad (2.24)$$

$$S_H = H^2 Z_o . \qquad (2.25)$$

Tehotiheys on varustettu alaindeksillä $_E$ tai $_H$ sen mukaan kumman kentän avulla se on määritetty. Kumpikin kaava antaa kaukokentässä saman tuloksen. Alle 300 MHz taajuuksilla kaukokenttäoletus ei kuitenkaan yleensä päde, vaan kaavoilla 2.24 ja 2.25 määritellyt tehotiheydet ovat ekvivalenttisia tehotiheyksiä, jotka ovat eri suuruisia lähikentässsä.

Yli 3 GHz mikroaaltotaajuuksilla, joilla aallonpituus on paljon pienempi kuin kehon mitat, tehotiheys antaa karkean arvion kehoon absorboituneesta kokonaistehosta P. Se on yksinkertaisesti

$$P = (1 - R^2)AS , \qquad (2.26)$$

jossa A on kehon poikkipinta-ala aallon kulkusuuntaa vasten ja tehoheijastuskerroin $(1 - R^2)$ ottaa huomioon, että noin 50 prosenttia aallon tehosta heijastuu takaisin. Absorboituneen tehon suhde ihmisen massaan (P/m) on koko kehon keskimääräinen ominaisabsorptionopeus SAR, jota käsitellään seuraavassa kohdassa 2.3.

Tehotiheys on yksi radiotaajuiselle säteilylle altistumista kuvaavista suureista, joiden voimakkuutta pyritään rajoittamaan erilaisin suosituksin ja määräyksin. Ekvivalenttinen tehotiheys 10 W/m^2 ja sitä vastaavat kentänvoimakkuudet ovat tärkeitä lukuarvoja, koska ne ovat tiukimpia radiotaajuisen säteilyn raja-arvoja, joita kansainvälinen ionisoimattoman säteilyn järjestö ICNIRP suosittelee sovellettavaksi ammatillisen altistumisen rajoittamiseen. Kaukokentässä ekvivalenttista tehotiheyttä $S = 10\ \mathrm{W/m^2}$ vastaava sähkökentän (tehollinen) voimakkuus on 61 V/m ja magneettikentän voimakkuus on 0,16 A/m. Lisää enimmäisarvoista voi lukea luvusta 8.

2.3 Ominaisabsorptionopeus

Keskeisin dosimetrinen altistumissuure yli 100 kHz taajuuksilla on ominaisabsorptionopeus SAR (Specific Absorption Rate), joka kuvaa radiotaajuisen tehon ohmista absorboitumista häviölliseen kudokseen siinä vaikuttavan sähkökentän ja -virtojen kautta. Tehohäviö johtuu siitä, että kudoksen dielektrinen polarisaatio ja vapaiden ionien liike kuluttavat energiaa. Paikallinen SAR määritellään äärettömän pieneen kudospalaan dm absorboituneen tehon dP ja sen kohdalla vaikuttavan sähkökentän E avulla seuraavasti:

$$SAR = \frac{dP}{dm} = \frac{\sigma E_i^2}{\rho}\ , \tag{2.27}$$

missä ρ tiheys ja σ johtavuus kyseisessä pisteessä. Ominaisabsorptionopeuden yksikkö on siten (W/kg). SAR on skalaarisuure päinvastoin kuin sähkökenttä. Kohdassa 3.2 ”Häviöllinen levy sähkökentässä” on esitetty miten SAR voidaan johtaa kondensaattorilevyjen välillä vallitsevasta sähkökentästä.

Sisäinen sähkökenttä voidaan mitata kehoa simuloivan fantomin[2] avulla käyttämällä pientä isotrooppista sähkökentän anturia, katso luku 10. Mittaustuloksesta voidaan laskea paikallinen SAR. Tähän menetelmään perustuu esimerkiksi matkapuhelimien SAR-testaus. Sähkökenttään perustuvia SAR-mittauksia on suoritettu jopa kuolleiden ihmisten ja koeeläinten avulla.

Käytännössä SAR määritetään pienen kudospalan keskiarvona, mikä tasoittaa absorptiohuippuja. ICNIRPin ohjearvoissa kudospalan paino on 10 grammaa, jota vastaavan kuution mitat ovat likimain 2,15 × 2,15 × 2,15 cm³, kun kudosten tiheydeksi oletetaan veden tiheys 1 000 kg/m³.

[2] Fantomi on mallinukke, jonka mitat ja sähköiset ominaisuudet ovat tutkittavien kudosten kaltaiset ja jota käytetään kehon sisäisen sähkökentän, virrantiheyden ja SAR:n arviointiin eri altistumistilanteissa.

Tehon absorboituminen kudokseen ilmenee kudoksessa lämpötilan nousuna dT. SAR voidaankin määrittää lämpötilan noususta siten, että,

$$SAR = c_p \frac{dT}{dt} \tag{2.28}$$

missä c_p on kudoksen ominaislämpökapasiteetti (J/(kgK)), dT lämpötilan muutos kelvineinä (K) tai asteina (°C) ja dt lyhyt lämmitysaika (s).

Alle 100 MHz taajuuksilla SAR kannattaa joskus esittää virrantiheyden J avulla. Paikallisen virrantiheyden ja sähkökentän välinen yhteys on $J = \sigma E_i$, joten

$$SAR = \frac{J_i^2}{\rho \quad \sigma} \tag{2.29}$$

Virrantiheys voidaan arvioida kehossa ja raajoissa kulkevista virroista, jos tunnetaan niiden poikkileikkauspinnan ala ja siinä olevien kudostyyppien osuudet (kohta 3.4 ”Leikemalli”).

SAR jakautuu hyvin epähomogeenisesti kudoksissa. Johtavaan tai häviölliseen kappaleeseen muodostuva sisäinen sähkökenttä on jo lähtökohtaisesti epähomogeeninen, vaikka kappale olisikin säännöllisen muotoinen ja muodostuisi homogeenisesta materiaalista. Todellisissa biologisissa kappaleissa kentän epähomogeenisuutta lisäävät oleellisesti monimutkainen muoto ja kudoksen epähomogeenisuus. Virta voi esimerkiksi ahtautua nilkkoihin, joissa paikallinen SAR voi olla moninkertainen kehon keskiarvoon verrattuna.

Altistumistilanteesta riippuen kiinnostuksen kohteena on joko paikallinen tehon absorptio, tai koko kehon absorboima säteily. Keskimääräinen koko kehon ominaisabsorptionopeus SAR_{wba} saadaan integroimalla paikallinen SAR koko kehon yli. Se on yksinkertaisesti kehoon absorboitunut kokonaisteho P jaettuna massalla m, eli

$$SAR_{wba} = \frac{P}{m} . \tag{2.30}$$

Kokokehon SAR voidaan määrittää periaatteessa kalorimetrisesti. Käytännössä kalorimetria on harvoin mahdollista ja silloinkin vain koko kehoa simuloivilla fantomeilla tai kuolleiden eläinten ruhoilla.

Hetkellinen ominaisabsorptionopeus saadaan vektoriyhtälöstä

$$SAR(t) = \frac{E(t) \cdot J(t)}{2\rho} \quad , \tag{2.31}$$

missä $\boldsymbol{E}$(t) on hetkellisen sähkökentän ja $\boldsymbol{J}$(t) virrantiheyden vektori. Varsinainen SAR on hetkellisen SAR:n keskiarvo pulssijakson yli. Tekijä ½ johtuu siitä, että sähkökentät ja virrantiheydet esitetään kaavassa poikkeuksellisesti amplitudiarvoina ja tehollisarvo saadaan jakamalla amplitudiarvo tekijällä √2.

ESIMERKKI 2.1

Oletetaan, että 100 kg painoiseen ihmiseen absorboituu 100 W teho. Tällöin koko kehon SAR on 1 W/kg, joka on samaa luokkaa kuin perusaineenvaihdunnan levossa tuottama minimilämpöteho ja ylittää ICNIRPin ohjearvon 0,4 W/kg. Tällainen tehohäviö lisää hitusen kehon lämpökuormaa ja voi olla juuri ja juuri aistittavissa.

Laajakaistaisen kentän SAR

Silloin kun johtavuus on taajuudesta riippumaton, voidaan pulssijakson yli lasketulle keskimääräiselle SAR:lle johtaa yksinkertainen lauseke sijoittamalla sähkökentän $\boldsymbol{E}$(t) ja virrantiheyden $\boldsymbol{J}$(t) (kaavat 2.8 ja 2.18) vektorit kaavaan (2.31), jolloin saadaan

$$SAR = \frac{\sigma(\sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{2} E_{a,x,k}^2 + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{2} E_{a,y,k}^2 + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{2} E_{a,z,k}^2)}{\rho} \quad . \tag{2.32}$$

Pistetulo yksinkertaistuu, koska vektorikomponenttien itseisarvojen keskiarvoihin vaikuttavat vain $\cos^2$ tyyppiset termit. Verrattaessa sinimuotoisen kentän yhtälöihin (2.27) huomataan, että sulkeissa oleva lauseke korvaa yksinkertaisemman tehollisen kentänvoimakkuuden neliölausekkeen. Erona on vain se, että summaus on ulotettu vektorikomponenttien lisäksi myös taajuuskomponenttien yli.

2.4 Maxwellin yhtälöt

Sähkömagneettiset kentät voidaan laskea Maxwellin yhtälöillä, joiden avulla saadaan tarkka ratkaisu kaikkiin klassisen sähkömagneettisen kenttäteorian ongelmiin. Esitettynä pareittain differentiaali- ja integraalimuodossa yhtälöt ovat (isotrooppinen väliaine):

Vektorimuoto	Integraalimuoto	Selite	Yhtälö
$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial(\mu \boldsymbol{H})}{\partial t}$	$\oint E \cdot \mathrm{d}l = -\frac{\partial}{\partial t}\oint \mu H \cdot \mathrm{d}s$	Faradayn laki	(2.33)
$\nabla \times H = \frac{\partial(\varepsilon E)}{\partial t} + J$	$\oint H \cdot \mathrm{d}l = \frac{\partial}{\partial t}\oint \varepsilon E \cdot \mathrm{d}s + \oint J \cdot \mathrm{d}s$	Ampèren laki ja Maxwellin lisäys	(2.34)
$\nabla \cdot \varepsilon E = \rho$	$\oint_S \varepsilon E \cdot ds = \int_V \rho dv$	Gaussin laki	(2.35)
$\nabla \cdot B = 0$	$\oint_S B \cdot ds = 0$	Gaussin laki	(2.36)

Taulukko 2.1 Maxwellin yhtälöt
E on sähkökentän voimakkuus, ***H*** magneettikentän voimakkuus, ***B*** magneettivuontiheys ja ***J*** virrantiheys vektorimuodossa ajan ja paikan funktiona. ρ on skalaarinen varaustiheys (C/m^3). d***l*** on reunakäyrän suuntainen vektorialkio viivaintegroinnissa, d***s*** on pintaa vastaan kohtisuora pinta-alkiovektori pintaintegroinnissa ja d*V* on tilavuusalkio. Operaattori nabla (∇) on differentiaalioperaattori.

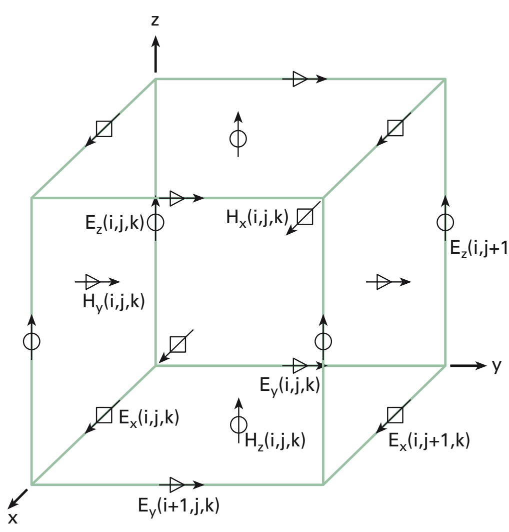
Yhtälöt (2.33) kuvaavat Faradayn lakia. Sen mukaan silmukkaan indusoitunut jännite on suoraan verrannollinen silmukan lävistävän magneettivuon muutosnopeuteen. Yhtälöiden (2.34) mukaan tietyn pinnan läpäisevä virta, siirrosvirtatermi mukaan lukien, on suoraan verrannollinen magneettikentän viivaintegraaliin pinnan reunaviivaa kiertävällä uralla. Staattisen kentän tapauksessa siirrosvirtatermi on nolla, jolloin kyseessä on Ampèren laki. Siitä saadaan suoraan aiemmin esitetty magneettikentän voimakkuus suoran pitkän johtimen ympärillä kohta 2.1 ”Magneettikenttä”. Yhtälöt (2.33) ja (2.34) ovat Maxwellin roottoriyhtälöitä, jotka esittävät ajan funktiona muuttuvia kenttiä. Yhtälöt (2.35) sitovat sähkökentän varauksiin. Ne kuvaavat sitä, että varaus tuottaa sähkökentän, jonka pintaintegraali varauksen sisältävän tilavuuden yli antaa varauksen suuruuden. Vastaavasti yhtälöstä (2.36) voidaan päätellä, että magneettisia varauksia ei ole.

Matemaattisesti Maxwellin yhtälöt ovat ensimmäisen kertaluokan osittaisdifferentiaaliyhtälöitä, joissa muuttujina ovat paikka ja aika. Niille löytyy aina ratkaisu, jos alkuarvot, reunaehdot ja kentän lähteet on määritelty. Analyyttinen ratkaisu löytyy kuitenkin vain hyvin yksinkertaisille kenttäprobleemoille, esimerkkinä homogeeninen pallo homogeenisessa sähkö tai magneettikentässä. Monimutkaisemmissa tapauksissa joudutaan turvautumaan numeerisiin menetelmiin. Niissä laskentatila jaetaan pieniin, useimmiten suorakulmaisista särmiöistä muodostuviin, alkioihin eli vokseleihin. Alkioiden kentät ratkaistaan Maxwellin yhtälöihin perustuvilla suorilla laskenta-algoritmeilla tai matriisin käännöllä.

FDTD-menetelmä

Radiotaajuusalueen biosähkömagneettisiin laskuihin käytetään nykyisin yleisimmin FDTD-menetelmää eli aika-alueen differenssimenetelmää (Finite-Difference Time Domain). Siinä kentät ratkaistaan suoralla laskulla muuntamalla Maxwellin yhtälöt differenssimuotoon sekä ajan että paikan suhteen. Menetelmä on matemaattisesti varsin suoraviivainen, mutta sen keskeisin idea on nerokas. Taflove huomasi vuonna 1966, että laskentatila on kätevä jakaa niin kutsuttuihin Yeen soluihin, joissa sähkö- ja magneettikentän komponentit on hajoitettu kuvan 2.14 osoittamalla tavalla. Jokaista magneettikentän komponenttia kiertää sähkökenttä ja päinvastoin. Näin saadaan suora yhteys Maxwellin roottoriyhtälöihin (2.33) ja (2.34).

Seuraavassa havainnollistetaan FDTD-menetelmän keskeisimpiä piirteitä soveltamalla sitä yhdessä dimensiossa. Oletetaan, että sähkömagneet-



Kuva 2.14 Yeen solu (Yee 1966)

tinen kenttä muodostuu z-suuntaisesta sähkökentästä ja x-suuntaisesta magneettikentästä (eivät muutu paikan funktiona xz-tasossa). Tällöin yhtälöt (2.33 ja 2.34) supistuvat muotoon

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = -\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} \ , \tag{2.37}$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = -\frac{\partial H_x}{\partial y} - \sigma E_z \ , \tag{2.38}$$

missä on huomioitu, että $J = \sigma E$.

Jaetaan y-akseli Δy suuruisiin pituusaskeleihin ja aika (t)-akseli Δt suuruisiin aika-askeleihin, jolloin

$$y = j\Delta y \tag{2.39}$$

$$t = n\Delta t \ , \tag{2.40}$$

missä j ja n ovat kokonaislukuja 1, 2, 3....

Ratkaistaan $\partial H_x/\partial t$ yhtälöstä (2.37) differenssimuodossa muodostamalla magneettikentän erotusosamäärä pisteessä y= (j+1/2)Dy ja sähkökentän erotusosamäärä ajanhetkellä t = nDt, jolloin saadaan

$$\frac{\partial H_x}{\partial t}(j+\frac{1}{2},n) \ = \ \frac{\left[H_x\left(\left(j+½\right)\Delta y,\left(n+½\right)\Delta t\right) - \right.}{\Delta t}$$

$$\frac{\left. H_x\left(\left(j+½\right)\Delta y,\left(n-½\right)\Delta t\right)\right]}{\Delta t}$$

$$= -\frac{1}{\mu_o}\frac{\left[E_z\left(\left(j+1\right)\Delta y, n\Delta t\right) - E_z\left(j\Delta y, n\Delta t\right)\right]}{\Delta y} \ , \tag{2.41}$$

mistä voidaan ratkaista magneettikenttä uusimmalla ajanhetkellä (n + 1/2)Δt

$$H_x\left(\left(j+\tfrac{1}{2}\right)\Delta y,\left(n+\tfrac{1}{2}\right)\Delta t\right)=H_x\left(\left(j+\tfrac{1}{2}\right)\Delta y,\left(n-\tfrac{1}{2}\right)\Delta t\right)+$$

$$\cdot\frac{\Delta t}{\mu_0\Delta y}\left[E_z\left(j\Delta y,n\Delta t\right)-E_z\left(\left(j+1\right)\Delta y,n\Delta t\right)\right] \qquad (2.42)$$

Samoin johdetaan sähkökentälle lähtemällä yhtälöstä

$$\varepsilon\frac{\partial E_z}{\partial t}=\frac{\left[\varepsilon E_z\left(j\Delta y,\left(n+1\right)\Delta t\right)-\varepsilon E_z\left(j\Delta y,n\Delta t\right)\right]}{\Delta t}=$$

$$-\frac{\left[H_x\left(\left(j+1/2\right)\Delta y,(n+1/2)\Delta t\right)-H_x\left((j-1/2)\Delta y,(n+1/2)\Delta t\right)\right.}{\Delta y}$$

$$-\sigma\left[\frac{E_z(j\Delta y,(n+1)\Delta t)+E_z(j\Delta y,n\Delta t))}{2}\right], \qquad (2.43)$$

josta ratkaistaan E_z ajanhetkellä $(n+1)\Delta$t pisteessä $j\Delta$y

$$E_z(j\Delta y,(n+1)\Delta t)=\frac{2\Delta t}{2\varepsilon+\Delta t\sigma}$$

$$\cdot\left[\frac{H_x\left(\left(j-1/2\right)\Delta y,(n+1/2)\Delta t\right)-H_x\left((j+1/2)\Delta y,n\Delta t\right)}{\Delta y}\right]$$

$$+\frac{2\varepsilon-\Delta t\sigma}{2\varepsilon+\Delta t\sigma}E_z\left(j\Delta y,n\Delta t\right) \qquad (2.44)$$

Sähkö- ja magneetikentän yhtälöistä huomataan, että oikealla puolella on vain sellaisia muuttujia, jotka on laskettu aiemmilla ajanhetkillä. Siitä selviää FDTD-menetelmän perusidea: Sähkö- ja magneettikenttä lasketaan jokaisessa hilapisteessä yksinkertaisista aritmeettisista yhtälöistä, joissa muuttujina ovat ainoastaan aiemmat lasketut kentät. Vaadittavien aritmeettisten operaatioiden määrä on kuitenkin hyvin suuri, minkä johdosta menetelmä tuli käytännölliseksi vasta 1970-luvulla, jolloin käytössä alkoi olla riittävästi laskentatehoa kenttäongelmien ratkaisuun. Tavanomaisella suorituskykyisellä PC-laitteistolla voidaan nykyisin helposti suorittaa FDTD-simulointeja, joissa on 10 miljoonaa vokselia. FDTD-menetelmä sopii parhaiten taajuusalueen 1 MHz – 10 GHz laskentaan.

2.5 Yhteenveto altistumista kuvaavista suureista

Sähkömagneettisille kentille altistumista kuvaamaan käytetään yleisimmin seuraavia kahdeksaa fysikaalista suuretta:

Virrantiheys (***J***)	Virrantiheys (***J***) on ihmiskehon tai sen osan kaltaisessa tilavuusjohtimessa kulkeva virta kulkusuuntaan nähden kohtisuoran tason pinta-alayksikköä kohti. Virrantiheys, joka on vektorisuure, ilmaistaan ampeereina neliömetriä kohti (A/m^2).
Sähkökentän voimakkuus (***E***)	Sähkökentän voimakkuus (***E***) on vektorisuure, joka ilmenee varautuneeseen hiukkaseen kohdistuvana voimana. Se ilmaistaan voltteina metriä kohti (V/m).
Magneettivuon tiheys (***B***)	Magneettivuon tiheys on vektorisuure (***B***), jonka vaikutuksesta syntyy liikkuviin varauksiin kohdistuva voima. Suureen arvo ilmaistaan tesloina (T). Vapaassa tilassa ja eloperäisessä väliaineessa magneettivuon tiheyden ja magneettikentän voimakkuuden vastaavuus voidaan määrittää käyttämällä kaavaa $1\ A/m = 4\pi \cdot 10^{-7}$ T.
Magneettikentän voimakkuus (***H***)	Magneettikentän voimakkuus on vektorisuure (***H***), joka yhdessä magneettivuon tiheyden kanssa määrittää magneettikentän annetussa pisteessä. Sen yksikkö on (A/m).
Kosketusvirta (I_c)	Sähkökentässä sijaitseva sähköä johtava kohde voi varautua kentän vaikutuksesta. Kosketettaessa kappaletta varaus purkautuu kosketusvirtana (I_c), joka ilmaistaan ampeereina (A).
Tehotiheys *(S)*	Tehotiheys *(S)* on suure, jota käytetään suurilla taajuuksilla, jolloin säteily ei tunkeudu kovin syvälle. Suure määritellään kohteen pintaan nähden kohtisuoran säteilyn tehona kohteen pinta-alayksikköä kohti ja ilmaistaan watteina neliömetriä kohti (W/m^2). Tehotiheys on Poyntingin vektorin itseisarvo.
Ominaisabsorptio (SA)	Ominaisabsorptio (SA) määritellään biologisen kudoksen absorboimana energiana massayksikköä kohti (J/kg). Suuretta käytetään asetettaessa rajoituksia pulssimuotoiselle mikroaaltosäteilylle.
Ominaisabsorptionopeus (SAR)	Ominaisabsorptionopeus (SAR) määritellään energian absorboitumisnopeutena kudoksen massayksikköä kohti. Se ilmaistaan watteina kilogrammaa kohti (W/kg). Kehon tai sen osan lämpeneminen määräytyy ominaisabsorptionopeudesta.

Taulukko 2.2 Yhteenveto altistumissuureista

Periaatteellinen ero sähkömagneettisten kenttien ja ionisoivan säteilyn välillä on altistumissuureiden määrittelyssä. Ionisoivan säteilyn biologinen vaikutus määräytyy karkeasti annosnopeuden ja -ajan tulosta eli säteilyannoksesta. Sähkömagneettisten kenttien kohdalla taas biologisten vaikutusten riippuvuus ajasta on huomattavasti monimutkaisempi. Tunnetut vaikutukset, kuten kudosten lämpeneminen tai hermojen stimuloituminen, alkavat esiintyä vasta kun kentän voimakkuus ylittää tietyn kynnystason. Sähkömagneettisten kenttien osalta säteilyannoksella ei ole yhtä suurta merkitystä kuin annosnopeutta eli säteilyn voimakkuutta mittaavilla altistumissuureilla.

KIRJALLISUUTTA

Voipio E. Kenttäteoria 446. Otakustantamo, Espoo, 1979.

Voipio E. Sähkö- ja magneettikentät. Otakustantamo, Espoo, 1983.

Sihvola A, Lindell I. Sähkömagneettinen kenttäteoria, osa 1: Staattiset kentät, osa 2: Dynaamiset kentät. Yliopistokustannus/Otakustantamo, Helsinki, 1995.

Ramo S, Whinnery JR, van Duzer T. Fields and Waves in Communication Electronics. John Wiley and Sons Inc., New York, 1965.

Stratton JA. Electromagnetic theory. McGraw-Hill, New York, 1941.

Jackson JD. Classical Electrodynamics, Wiley, New York.

ICNIRP International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection. Guidelines for limiting exposure to time- varying electric, magnetic, and electromagnetic fields (up to 300 GHz). Health Phys. 1998; **74**: 494–522.

WHO. Electromagnetic Fields. Environmental Health Criteria Series, vol. no. 137. Geneva, 1993.

Suomen Standardoimisliitto SFS. Säteilysuojelusanasto – ionisoimaton säteily, Helsinki, 1989.

SFS-IEC 60050-121 +A1. Sähkötekniikan sanasto. Osa 121: Sähkömagnetismi, Helsinki, 2002.

Taflove A. Computational electrodynamics, The Finite Difference Time Domain Method. Artech House, inc., Norwood, 1995.

Yee KS. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell'sequations in isotropic media. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 14: 302–307, 1966.

Eloranta E. Geofysiikan kenttäteoria. STUK-A199, Säteilyturvakeskus, 2003.