# LIITTEET

Leena Korpinen, Jarmo Elovaara,
Lauri Puranen

SISÄLLYSLUETTELO

# 1 Liite

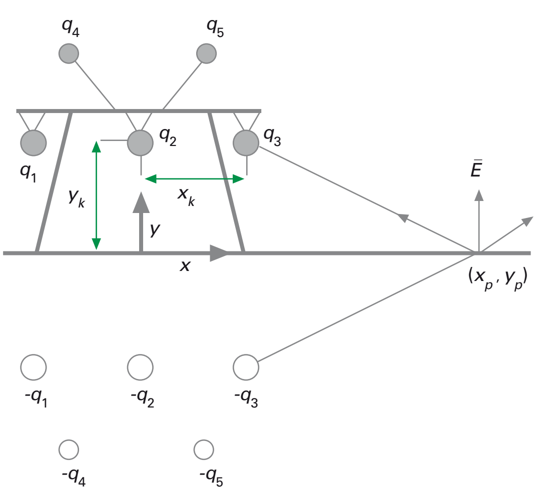
## Voimalinjojen sähkö- ja magneettikentän laskenta
(Leena Korpinen, Jarmo Elovaara)

Sähkön siirto- ja jakelujohtojen aiheuttamien sähkö- ja magneettikenttien suuruuksia voidaan määrittää sekä mittauksin että laskelmin. Seuraavassa esitetään kenttien laskenta ja mittaaminen sekä esimerkkituloksia.

### Sähkökentän laskeminen

Voimajohdon sähkökenttä syntyy kaikkien jännitteellisten johtimien yhteisvaikutuksesta. Kun ukkosköysiä ei oteta huomioon, symmetrisen kolmivaiheisen jännitejärjestelmän luoma sähkökenttävektori kiertää jakson aikana missä tahansa tarkastelupisteessä ellipsin muotoista uraa. Ellipsin koko kertoo sähkökentän voimakkuuden sekä asento ja muoto vaiheen. Kuvassa L.1 on esitetty kolmivaiheisen siirtojohdon aiheuttaman sähkökentän voimakkuuden määrittelyssä käytettävät parametrit.

Sähkökentän laskennassa lähdetään liikkeelle johtimien varauksista $q$, jotka on ratkaistava Maxwellin potentiaalikertoimien $P$ avulla. Matriisimuodossa pätee hetkellisen jännitteen $u$ ja viivavarauksen väliselle yhteydelle, $[u]=[P][q]$ josta $[q]=[P]^{-1}[u]$ . Potentiaalikerroinmatriisin $[P]$ elementit saadaan yhtälöistä




**Kuva L.1 Siirtojohtojen aiheuttaman sähkökentän voimakkuus pisteessä P**

Kuvassa on esitetty kolmivaiheisen siirtojohdon aiheuttaman sähkökentän voimakkuuden määrittämisessä käytettävät parametrit. Kuvassa $q_{1\text{-}5}$ ovat eri johtimien varaukset ja $-q_{1\text{-}5}$ vastaavien peilikuvajohtimien varaukset. $x_k$ ja $y_k$ ovat johtimien koordinaatit. Origo on keskimmäisen johtimen alla maan pinnalla.

$$p_{m,m} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0} \ln \frac{2y_m}{r_m} \quad , \tag{L.1}$$

jossa indeksi $m$ saa arvot 1–3 johtimen mukaan. Kaavassa $y_m$ on johtimen koordinatti, $r_m$ on johtimen säde ja $\varepsilon_0 = 8{,}854 \cdot 10^{-12}$ F/m. Matriisin muut alkiot $P_{m,n}$ lasketaan seuraavalla kaavalla:

$$p_{m,n} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0} \ln \frac{\sqrt{(x_m - x_n)^2 + (y_m + y_n)^2}}{\sqrt{(x_m - x_n)^2 + (y_m - y_n)^2}} = \frac{1}{2\pi\varepsilon_0} \ln \frac{A_{m,n}}{a_{m,n}} \quad . \tag{L.2}$$

Edellä käytetyt parametrit $x_m$, $x_n$, $y_m$, $y_n$ ovat tarkasteltavien johtimien koordinaatteja. Yksittäisen johtimen varauksen aiheuttama vaikutus sähkökentänvoimakkuuteen pisteessä P = $(x_P;y_P)$ saadaan seuraavasta vektoriyhtälöstä, jossa $u_x$ ja $u_y$ ovat x- ja y-akselien suuntaiset yksikkövektorit

$$\vec{e}_{Pm}(t) = \frac{q_m(t)}{2\pi\varepsilon_0} \left\{ \begin{array}{l} \underline{u}_x \left[ \dfrac{x_P - x_m}{(x_P - x_m)^2 + (y_P - y_n)^2} - \dfrac{x_P - x_m}{(x_P - x_m)^2 + (y_P + y_n)^2} \right] + \\ \underline{u}_y \left[ \dfrac{y_P - y_m}{(x_P - x_m)^2 + (y_P - y_n)^2} - \dfrac{y_P + y_m}{(x_P - x_m)^2 + (y_P + y_n)^2} \right] \end{array} \right\} \quad . \tag{L.3}$$

Sähkökentänvoimakkuus mielivaltaisessa pisteessä P saadaan nyt kaikkien johtimien varausten vaikutuksen vektorisummana. Periaatteessa on mukaan otettava myös ukkosjohtimien vaikutus, mutta niiden vaikutus kentänvoimakkuuteen on melko vähäinen maan pinnan läheisyydessä. Kun ukkosjohtimien vaikutus jätetään huomiotta, lopputulos on muotoa

$$\begin{aligned} &\underline{e}_{P,res} = \underline{u}_x \cdot (e_{\mathrm{Pres,Sx}} \cdot \sin\omega t + e_{\mathrm{Pres,Cx}} \cdot \cos\omega t) + \\ &\underline{u}_y \cdot (e_{\mathrm{Pres,Sy}} \cdot \sin\omega t + e_{\mathrm{Pres,Cy}} \cdot \cos\omega t) = \\ &\underline{u}_x \cdot \sqrt{e^2_{\mathrm{Pres,Sx}} + e^2_{\mathrm{Pres,Cx}}} \cdot \sin(\omega t + \varphi_x) + \\ &\underline{u}_y \cdot \sqrt{e^2_{\mathrm{Pres,Sy}} + e^2_{\mathrm{Pres,Cy}}} \cdot \sin(\omega t + \varphi_y) \end{aligned} \tag{L.4}$$

Vektorin itseisarvolle $e_P$ ja sen kulmalle $\gamma_P$ pätee

$$e_{P,res}(t) = \left|\underline{e}_{P,res}\right| =$$

$$\sqrt{(e^2_{\mathrm{Pres,Sx}} + e^2_{\mathrm{Pres,Cx}}) \cdot \sin^2(\omega t + \varphi_x) + (e^2_{\mathrm{Pres,Sy}} + e^2_{\mathrm{Pres,Cy,}}) \cdot \sin^2(\omega t + \varphi_y)}$$

$$\gamma_{P,res}(t) = \arctan\left[\sqrt{\frac{e^2_{\mathrm{Pres,Sy}} + e^2_{\mathrm{Pres,Cy}}}{e^2_{\mathrm{Pres,Sx}} + e^2_{\mathrm{Pres,Cx}}}} \cdot \frac{\sin(\omega t + \varphi_y)}{\sin(\omega t + \varphi_x)}\right] \tag{L.5}$$

Kysymyksessä on ellipsin muotoista uraa kiertävän vektorin itseisarvon ja kulman yhtälö. Tietyillä ehdoilla yhtälö yksinkertaistuu ympyrän yhtälöksi. Ellipsin isoakselin pituus antaa sähkökentän suurimman arvon pisteessä P. Se saadaan ratkaisemalla yhtälöstä

$\dfrac{\mathrm{d}e^2_{P,res}}{\mathrm{d}t^2} = 0$ ajankohta, jolloin maksimi esiintyy ja sijoittamalla ajankohta suureen $e_{\mathrm{P,res}}(t)$ yhtälöön. Näppärämmin isoakselin pituuden saa kiertämällä tarkastelukoordinaatistoa siten, että ellipsin yhtälö saa standardimuotonsa. Isoakselin yhtälöä ei esitetä tässä sen pituuden takia.

Suoraan tehollisarvon määritelmän pohjalta on helposti osoitettavissa myös, että sähkökentänvoimakkuuden tehollisarvon suuruus saadaan tavanomaisella tavalla eli

$$E_{P,res} = \sqrt{\frac{e^2_{\mathrm{Pres,Sx}} + e^2_{\mathrm{Pres,Cx}} + e^2_{\mathrm{Pres,Sy}} + e^2_{\mathrm{Pres,Cy}}}{2}} \tag{L.6}$$

Esimerkki L.1

Lasketaan 400 kV nippujohdon (3 x Finch) aiheuttama sähkökentän voimakkuuden tehollisarvo pisteessä (5 m, 2 m), kun johtimien korkeus $h$ on 10 m ja vierekkäisten vaihejohtimien välinen etäisyys $s$ on 8,5 m. Origo on keskivaiheen alla maan pinnan tasossa. Johtimen halkaisijana käytetään arvoa 0,033 m, nippujohtimen osajohtimien välinä arvoa 0,45 m ja $\varepsilon_0 = 8{,}85 \times 10^{-12}$ F/m. Nippujohdon osajohtimet sijaitsevat tasasivuisen kolmion kärjissä. Kolmivaihejohdon pääjännite on 420 kV ja jännitteiden vaihekulmina käytetään arvoja 0°, 120° ja 240° (symmetriset jännitteet).

Laskettaessa nippujohtimien varausta joudutaan laskemaan vaihejohtimen ekvivalenttinen halkaisija $d_{\mathrm{eq}}$. Kun nippujohtimen halkaisija $D$, yksittäisen johtimen halkaisija $d$ ja johtimien lukumäärä $n$ tunnetaan, saadaan tulokseksi

$$d_{\mathrm{eq}} = D \cdot \sqrt[n]{\frac{nd}{D}} = 0{,}1374 \ \ \mathrm{m} \quad . \tag{L.7}$$

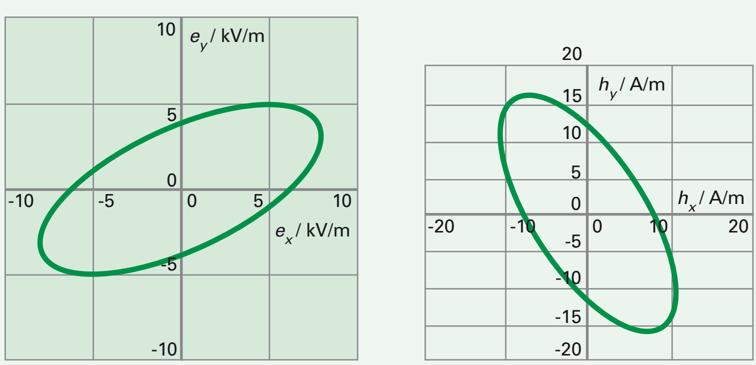
Koska kaikki vaiheet eivät sijaitse samanarvoisesti toistensa suhteen, varaukset eivät ole symmetriset. Niiden hetkellisarvoiksi (µC/km) saadaan $q_{\mathrm{R}} = 13{,}0\sin(\omega t + 5{,}5^{\circ})$, $q_{\mathrm{S}} = 14{,}0\sin(\omega t + 240^{\circ})$ ja $q_{\mathrm{T}} = 13{,}0\sin(\omega t - 114{,}5^{\circ})$.

Resultoivan kentänvoimakkuuden (kV/m) yhtälöksi tarkastelupisteessä tulee

$$\underline{e}_{P,res}(t) = \underline{u}_x \cdot (3{,}478 \cdot \sin \omega t - 7{,}135 \cdot \cos \omega t) \ +$$
$$\underline{u}_y \cdot (4{,}778 \cdot \sin \omega t \ - \ 1{,}188 \cdot \cos \omega t) \ =$$
$$\underline{u}_x \cdot 7{,}938 \cdot \sin(\omega t - 64{,}0^{\circ}) + \underline{u}_y \cdot 4{,}923 \cdot \sin(\omega t - 14{,}0^{\circ}). \tag{L.8}$$

Hetkellisarvoa kuvaavan sähkökenttäellipsin isoakselin suuruus on 8,68 kV/m ja se on kallistuneena kulman 26,2° verran positiiviseen kiertosuuntaan. Vaikka kentänvoimakkuuden vaaka- ja pystysuuntaiset komponentit saavuttavat hetkellisarvon 0 tietyillä spesifisillä ajankohdilla, resultoiva kenttävektori vaihtelee arvojen 3,45 kV/m ja 8,68 kV/m välillä. Oheinen kuva L.2 havainnollistaa kenttävektorin kulkua jakson aikana (pyörimissuunta myötäpäivään). Sähkökentänvoimakkuuden tehollisarvoksi saadaan 6,6 kV/m.

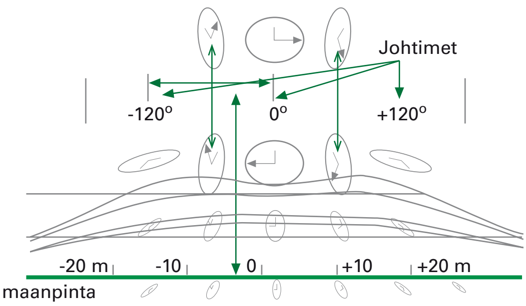
Kentänvoimakkuuden hetkellisarvon suurin arvo maan pinnalla keskimmäisen johtimen alla on 6,45 kV/m ja vastaava tehollisarvo on 4,56 kV/m.




**Kuva L.2 Kenttävektorin kulku jakson aikana**

## Magneettikentän laskeminen

Kuten sähkökentänkin kohdalla, myös voimajohdon aiheuttama magneettikenttä riippuu ajasta ja johtimien aiheuttama kentän vektori piirtää ellipsin, kun ukkosköysiin ja maahan indusoituneen virran vaikutusta ei oteta huomioon. Kuvassa L.3 on esitetty esimerkki voimajohdon magneettikenttäellipseistä.




**Kuva L.3 Magneettikenttäellipsit voimajohdon lähiympäristössä**

Kuva on poikkileikkaustasossa johdon pituussuuntaan nähden. (Deno 1976)

Sähköjohdon aiheuttama magneettikenttä aiheutuu sen virrasta ja magneettikentän voimakkuus $H$ voidaan laskea yleisesti kaavalla L.9, kun johtimen virta $I$ ja johtimen sekä tarkastelupisteen etäisyys $r$ tunnetaan sekä oletetaan johtimen olevan hyvin pitkä.

$$H = \frac{I \times \hat{r}}{2\pi r}, \tag{L.9}$$

missä $\hat{r}$ on r:n suuntainen yksikkövektori.

Kun lasketaan kolmivaiheisen siirtojohdon aiheuttama magneettikentän voimakkuus tietyssä pisteessä P, lasketaan kunkin vaihejohtimen aiheuttama kentänvoimakkuuden summa. Kuvassa L.4 on esitetty kolmivaiheisen siirtojohdon aiheuttaman magneettikentän voimakkuuden määrittelyssä käytettävät parametrit.

Käyttämällä kaavaa L.9 ja summaamalla kaikkien johtimien kentät voidaan resultanttikenttä ilmoittaa

$$H_{a,n} = \frac{I_a \times \hat{r}_{n,a}}{2\pi r_{n,a}} \tag{L.10}$$

Magneettivuon tiheys lasketaan magneettikentän voimakkuudesta kertomalla se permeabiliteetilla $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m.

Esimerkki L.2

Lasketaan 3-vaihejohdon aiheuttama magneettikentän voimakkuus, kun johtimien korkeus on 10 m ja vierekkäisten johtimien välinen etäisyys on 8,5 m. Eri vaiheiden virrat ovat 1 000 A (huippuarvo) ja ne ovat 120 asteen vaihesiirrossa toisiinsa nähden (vaiheensiirtokulmat $0^o$, $-120^o$ ja $120^o$).

$$\underline{h}_{\mathrm{R}}(t) = \frac{i_{\mathrm{R}}(t)}{2\pi}\left(\frac{y_{\mathrm{P}}-y_{\mathrm{R}}}{r_{\mathrm{PR}}^2}\underline{u}_x - \frac{x_{\mathrm{P}}-x_{\mathrm{R}}}{r_{\mathrm{PR}}^2}\underline{u}_y\right)$$

$$= \frac{1000\sin(\omega t)}{2\pi}\left(\frac{(2-10)}{(5+8,5)^2+(2-10)^2}\underline{u}_x - \frac{(5+8,5)}{(5+8,5)^2+(2-10)^2}\underline{u}_y\right)$$

$$= 159,15\sin(\omega t)\left(-0,0325\underline{u}_x - 0,0548\underline{u}_y\right)$$

$$= -5,171\sin(\omega t)\underline{u}_x - 8,725\sin(\omega t)\underline{u}_y \; \underline{h}_{\mathrm{S}}(t)$$

$$= \frac{i_{\mathrm{S}}(t)}{2\pi}\left(\frac{y_{\mathrm{P}}-y_{\mathrm{S}}}{r_{\mathrm{PS}}^2}\underline{u}_x - \frac{x_{\mathrm{P}}-x_{\mathrm{S}}}{r_{\mathrm{PS}}^2}\underline{u}_y\right)$$

$$= \frac{1000\sin(\omega t-120)}{2\pi}\left(\frac{(2-10)}{(5-0)^2+(2-10)^2}\underline{u}_x - \frac{(5-0)}{(5-0)^2+(2-10)^2}\underline{u}_y\right)$$

$$= 159,15\sin(\omega t-120)(-0,090\underline{u}_x - 0,0562\underline{u}_y)$$

$$= \left(7,153\sin(\omega t)+12,389\cos(\omega t)\right)\underline{u}_x + \left(4,471\sin(\omega t)+7,743\cos(\omega t)\right)\underline{u}_y \; \underline{h}_{\mathrm{T}}(t)$$

$$= \frac{i_{\mathrm{T}}(t)}{2\pi}\left(\frac{y_{\mathrm{P}}-y_{\mathrm{T}}}{r_{\mathrm{PT}}^2}\underline{u}_x - \frac{x_{\mathrm{P}}-x_{\mathrm{T}}}{r_{\mathrm{PT}}^2}\underline{u}_y\right)$$

$$= \frac{1000\sin(\omega t+120)}{2\pi}\left(\frac{(2-10)}{(5-8,5)^2+(2-10)^2}\underline{u}_x - \frac{(5-8,5)}{(5-8,5)^2+(2-10)^2}\underline{u}_y\right)$$

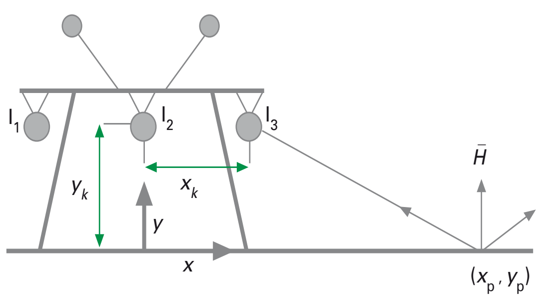
$$= \left(8,349\sin(\omega t)-14,461\cos(\omega t)\right)\underline{u}_x + \left(-3,653\sin(\omega t)+6,327\cos(\omega t)\right)\underline{u}_y$$

$$h_{\mathrm{res}}(t) = \left(10,332\sin(\omega t)-2,072\cos(\omega t)\right)\underline{u}_x - \left(7,907\sin(\omega t)-14,070\cos(\omega t)\right)\underline{u}_y$$

$$= 10,537\sin(\omega t-11,3^{\circ})\underline{u}_x - 16,140\sin(\omega t+119,3^{\circ})\underline{u}_y$$

Sijoitetaan koordinaatiston origo maan pinnalle keskimmäisen johtimen alle pisteeseen, jossa x = 0 ja y = 0. Valitaan tarkastelupisteeksi sama kuin sähkökenttälaskuissa eli P = (5 m; 2 m). Virran positiiviseksi suunnaksi otetaan paperin tasoa vastaan kohtisuora suunta. Lasketaan kaavan L.10 avulla eri vaiheiden aiheuttamat magneettikentän voimakkuudet (A/m).

Magneettikentän voimakkuuden vaihtelua kuvaava ellipsi on nyt kallistunut vaakatasoon nähden 118 astetta. Resultoivan kentänvoimakkuuden hetkellisarvo vaihtelee jakson aikana arvojen 17,9 A/m ja 7,2 A/m välillä vastaten vuontiheysarvoja 22,5 µT ja 9,0 µT. Nämä arvot saavutetaan hetkillä $t \approx 7{,}75$ ms + k · 5 ms (k = 0, 1, 2...). Kentänvoimakkuuden tehollisarvon suurimmaksi arvoksi saadaan $H$ = 13,6 A/m eli 17,1 µT. Edellä esitetty kuva, L2 havainnollistaa magneettikentän voimakkuuden hetkellisarvon kulkua jakson aikana.




**Kuva L.4 Siirtojohtojen aiheuttaman magneettikentän voimakkuus pisteessä P**

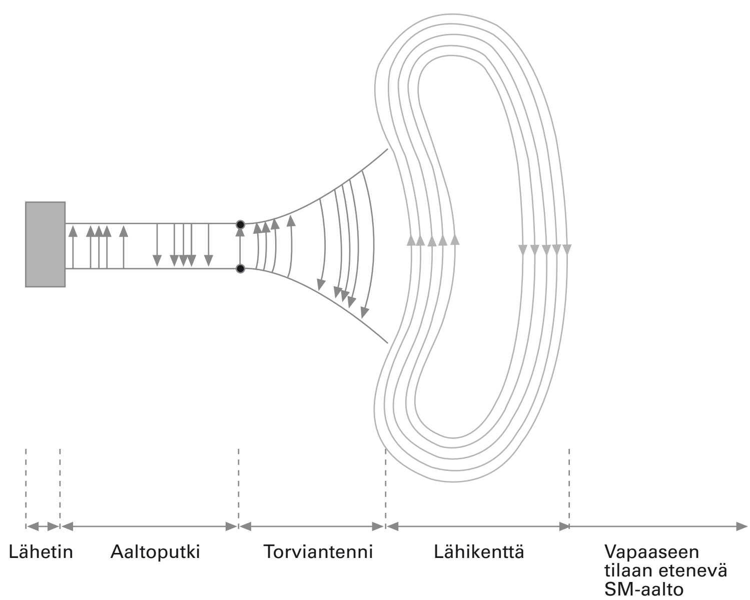
Vaihejohtimien aiheuttama magneettikenttä lasketaan ratkaisemalla kunkin vaihejohtimen aiheuttama kentän voimakkuus erikseen.

# 2 Liite

## Radiotaajuisen kentän laskentamalleja (Lauri Puranen)

### Antennien ominaisuuksia

Lähetysantenni on laite, joka on suunniteltu säteilemään tarkoituksellisesti sähkömagneettisia aaltoja. Antennisuunnittelun keskeisenä tavoitteena on, että antennin säteilyominaisuudet hallitaan mahdollisimman hyvin. Tästä syystä antennin tuottama säteilykenttä on usein arvioitavissa laskennallisesti, kun tietyt antennin tekniset ominaisuudet kuten rakenne, säteilykuvio ja sisään syötetty teho tai virta tunnetaan, kuva L.5. Seuraavassa esitetään säteilysuojelun tarpeita ajatellen käytännössä toimiviksi havaittuja laskentamalleja lähetysantenneille.

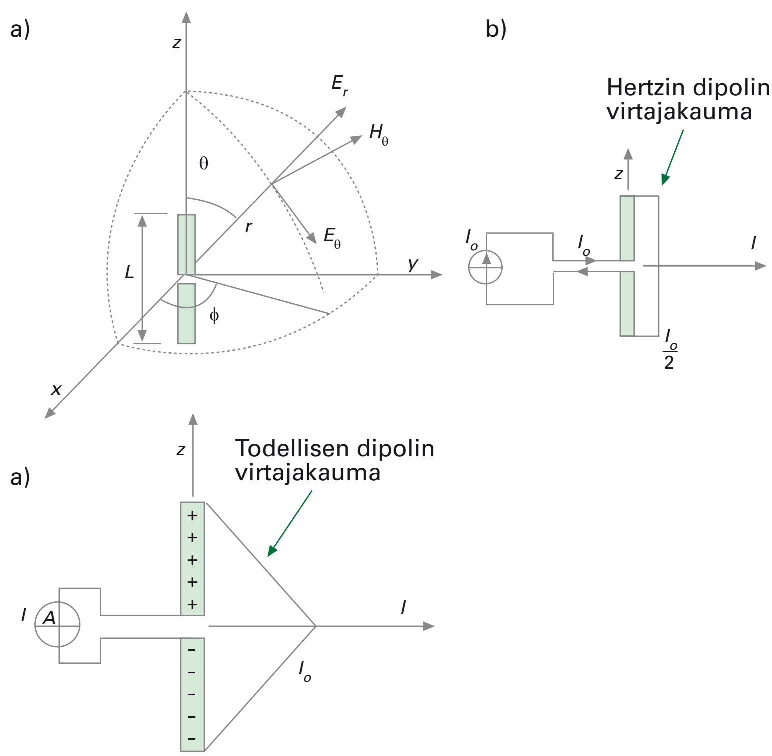



**Kuva L.5 Siirtojohdossa etenevän tehon muuttuminen vapaassa tilassa eteneväksi aalloksi**

Kuvan esimerkissä siirtojohtona toimii aaltoputki ja teho muutetaan vapaassa tilassa eteneväksi aalloksi putken päässä olevassa torviantennissa. Antennin säteily voidaan usein arvioida suhteellisen tarkasti, kun tietyt antennin tekniset ominaisuudet kuten rakenne, säteilykuvio, sisään syötetty teho tai virta tunnetaan.

## Dipoliantennit

Aallonpituuteen nähden lyhyt dipoli on tärkeä alkeissäteilijä, kuva L.6. Sen avulla voidaan hahmottaa eräitä sähkömagneettisten kenttien keskeisimpiä fysikaalisia ominaisuuksia. Häviävän lyhyttä dipolia nimitetään Hertzin dipoliksi tai ideaalidipoliksi. Sen virtajakauma oletetaan koko dipolin pituudelta tasaiseksi, kun taas käytännön dipolin haarojen päissä virta on nolla. Monien käytännön antennien voidaan ajatella muodostuvan erillisistä Hertzin dipoleista, joiden aiheuttamat kentät tarkastelupisteessä voidaan laskea yhteen.




**Kuva L.6 Aallonpituuteen nähden lyhyt dipoli**

a) Hertzin dipolin synnyttämät sähkö- ja magneettikentän komponentit
b) Hertzin dipolin virtajakauma. Hertzin dipoli on osa isompaa antennia, jossa virta jatkaa aina seuraavaan elementtiin eikä antennin päihin kerry varausta; virtajakauma on tasainen.
c) Todellisen lyhyen dipolin virtajakauma. Todellisessa dipolissa virta jatkaa antennin päihin syntyviin varauksiin liittyvänä siirrosvirtana ja varaukset tihentyvät antennin päihin mentäessä. Antennin haarojen välinen kapasitanssi sulkee virtapiirin.

Hertzin dipolin kenttäkomponentit, jotka määritellään seuraavassa tehollisarvoina, ovat pallokoordinaatistoa käyttäen

$$E_\theta = \frac{IL\beta^3}{4\pi\omega\varepsilon_0}\left(-\frac{1}{j(\beta r)} + \frac{1}{(\beta r)^2} + \frac{1}{j(\beta r)^3}\right)\sin\theta e^{-j\beta r} \qquad \text{(L.11)}$$

$$E_r = \frac{IL\beta^3}{2\pi\omega\varepsilon_0}\left(\frac{1}{(\beta r)} + \frac{1}{j(\beta r)^3}\right)\cos\theta e^{-j\beta r} \qquad \text{(L.12)}$$

$$H_\Phi = \frac{IL\beta^2}{4\pi}\left(-\frac{1}{j(\beta r)} + \frac{1}{(\beta r)^2}\right)\sin\theta e^{-j\beta r} \qquad \text{(L.13)}$$

missä

$\omega$ = kulmataajuus $2\pi f$
$\beta$ = vaihekerroin (aaltoluku = $2\pi/\lambda$)
$\varepsilon_o$ = vapaan tilan dielektrisyysvakio
$I$ = dipolin virran tehollisarvo
$L$ = dipolin pituus ($L << \lambda$)
$e^{-j\beta r}$ = $\cos(\beta r)-j\sin(\beta r)$.

Hertzin dipolin tapauksessa muut komponentit ovat nollia. Kenttäkomponentit on esitetty kompleksimuodossa, mikä ottaa huomioon niiden välillä vallitsevan vaihe-eron. Hyvin lähellä dipolia sähkökentän komponentit $E_r$ ja $E_\theta$ ovat eri vaiheessa, minkä johdosta sähkökenttä on elliptisesti polarisoitunut.

Kenttäkomponenteista saadaan tehollinen kentänvoimakkuus

$$E = \sqrt{E_\theta^2 + E_r^2} \qquad \text{(L.14)}$$

$$H = H_\Phi \qquad \text{(L.15)}$$

ja ekvivalenttiset tehotiheydet

$$S_E = \frac{E^2}{Z_0} \qquad \text{(L.16)}$$

$$S_H = H^2 Z_0 \qquad \text{(L.17)}$$

Yleisesti ottaen antennin säteilykentän lausekkeet yksinkertaistuvat, kun tarkastellaan kenttiä joko hyvin lähellä tai hyvin kaukana. Dipolin kenttäyhtälöistä huomataan, että lähellä dipolia sähkö- ja magneettikentän itseisarvojen suhde $Z_0 = E/H$ vaihtelee paikan funktiona ja kentät määräytyvät yhtälöiden niistä osista, joissa esiintyy korkeamman asteen termejä. Muotoa $1/r^3$ olevat termit kuvaavat säteilijän jännitteisiin ja virtoihin kiinteästi liittyviä staattisia lähikenttiä. Nämä puolestaan synnyttävät sähkömagneettisen induktion kautta induktiivisia lähikenttiä, joita kuvaavat muotoa $1/r^2$ olevat termit. Induktiiviset ja staattiset kentät ovat reaktiivisia lähikenttiä, jotka eivät kuljeta tehoa tyhjiössä. Kaukokentässä ($r >> \lambda/2\pi$) vaikuttavat ainoastaan $1/r$ termit, jolloin kyseessä on tasoaaltona etenevä tehoa siirtävä sähkömagneettinen aalto. Lähikentän ja kaukokentän rajana on usein hyvä käyttää etäisyyttä $\lambda/2$, jolloin $1/r$ termit alkavat olla vallitsevia.

Kaukokentässä yhtälöt L.11 ja L.13 sievenevät muotoon

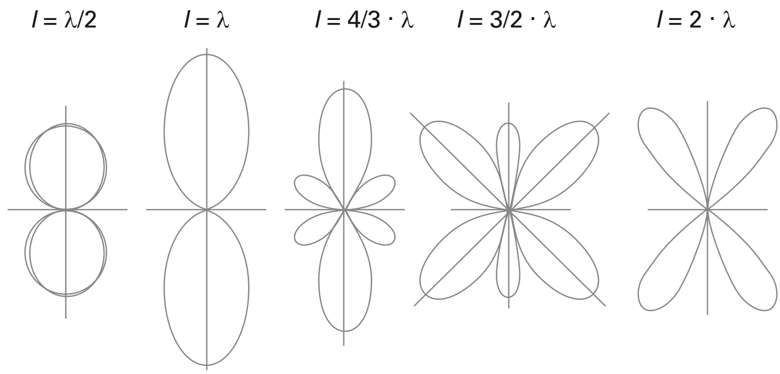
$$E_\theta = -\frac{IL\beta^2}{j4\pi\omega\varepsilon_0}\frac{1}{r}\sin\theta e^{-j\beta r} \tag{L.18}$$

$$H_\Phi = -\frac{IL\beta}{j4\pi}\frac{1}{r}\sin\theta e^{-j\beta r} \tag{L.19}$$

ja tehotiheyden $S = EH$ itseisarvoksi saadaan

$$S = \frac{I^2L^2\beta^3}{16\pi^2\omega\varepsilon_o}\frac{1}{r^2}\sin^2\theta e^{-j\beta r} \tag{L.20}$$

Kaukokentässä etenevässä sähkömagneettisessa tasoaallossa $E$-kenttä värähtelee kohtisuoraan $H$-kenttään nähden, ja molempien suunta on etenemissuuntaan nähden kohtisuorassa. Kentänvoimakkuudet muuttuvat kääntäen verrannollisesti etäisyyteen nähden ja tehotiheys vastaavasti etäisyyden neliöön nähden. Kaukokentässä aaltoimpedanssi on vakio $Z_0 = 377\ \Omega$. Kenttäkomponenteissa esiintyvä $\sin\theta$ -termi kertoo sen, että Hertzin dipoli ei ole isotrooppinen säteilijä, vaan sen säteily suuntautuu enimmäkseen sivuille päin. Akselinsa suuntaan dipoli ei säteile lainkaan.



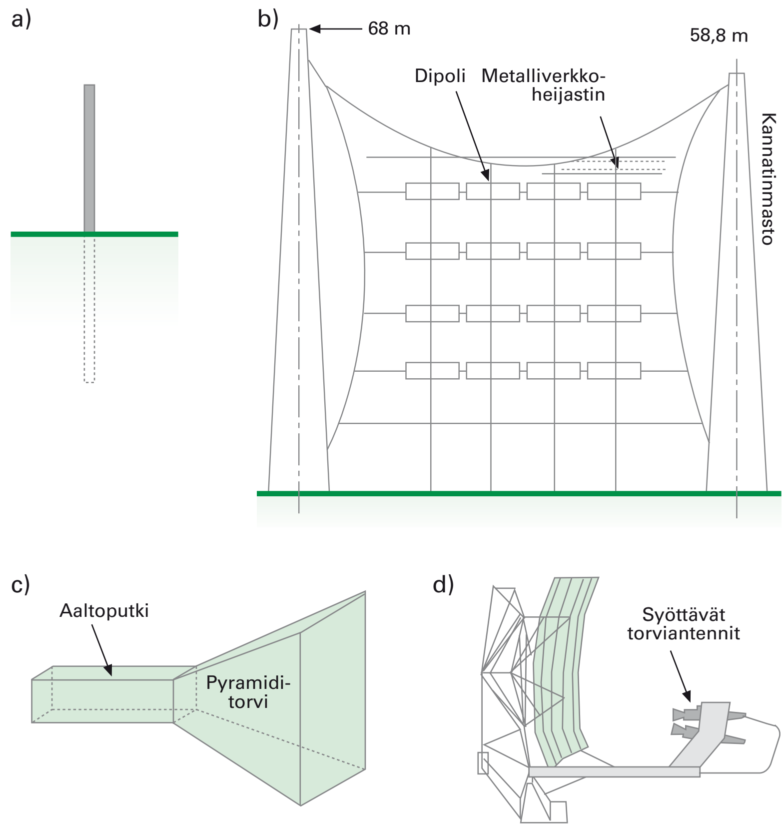

**Kuva L.7 Dipolin säteilykuvio dipolin pituuden *l* funktiona**

Yksinkertaisimmillaan dipoliantenni muodostuu kahdesta johtavasta sauvasta tai langasta, joiden väliin kytketään lähettimestä peräisin oleva signaali. Yleisimmin käytetään puolen aallon pituista puoliaaltodipolia, jonka vahvistus on 1,64 (2,15 dB). Dipoliantennin säteilykuvio esitetään kuvassa L.7 antennin pituuden funktiona. Säteilykuvio on lähes muuttumaton (3-ulotteinen kuvio on donitsin muotoinen) aina puolen aallon pituuteen asti. Pidemmillä dipoleilla kuvion muoto litistyy dipolin kasvaessa aallonpituuden mittaiseksi. Pidempien dipolien säteilykuviossa on sivukeiloja.

Dipolista saadaan monopoliantenni eli sauva-antenni, kun toinen haara korvataan maatasolla. Maatason alle muodostuu monopolin peilikuva, joten monopoli vastaa pituudeltaan kaksinkertaista dipoliantennia. Erona on vain se, että monopoli säteilee vain puoliavaruuteen ja vahvistus (4,3 dB) on likimain kaksinkertainen dipoliantennin vahvistukseen nähden. Keskipitkäaaltoantenni on hyvä esimerkki monopoliantennista, kohta 9.11, kuva 9.23. Maston harusten täytyy olla eristettyjä, jotta ne eivät säteile.

Dipoliantenneista voidaan koota monimutkaisempia antenniryhmiä, joiden dipolit säteilevät samassa vaiheessa suhteellisen kapeaan säteilykeilaan vahvistaen säteilyä. Muissa suunnissa vaihe-erot vaimentavat säteilyä. Monielementtinen antenniryhmä muodostaa suurikokoisen säteilevän pinnan. Dipolin tai dipoliryhmän taakse asennetulla metallilevyllä tai -verkolla antennin säteilyä voidaan keskittää puoliavaruuteen, katso kuva 9.24. Maanpintaa voidaan edelleen käyttää hyväksi keskittämällä säteily yläviistoon, kuten tehdään verhoantennityyppisessä lyhytaaltoantennissa.

Dipoliantennin lisäksi muita perusantenneja erityisesti mikroaaltoalueella ovat aukkosäteilijät eli aaltoputken pää, aaltoputken rako ja torvi. Torvella parannetaan aaltoputken sovitusta vapaaseen tilaan. Näistäkin voidaan tehdä antenniryhmiä. Lisäksi voidaan käyttää aallonpituuteen nähden kookasta muotoiltua metallista heijastinpintaa, jota säteilytetään edellä esitetyillä aukkosäteilijöillä. Tällaisilla heijastinantenneilla saadaan aikaan hyvin suuntaavia antenneja. Tyypillisin heijastimen muoto on paraboloidi, jolla pistemäisestä lähteestä, kuten pienestä torviantennista tulevat säteet saadaan heijastumaan yhdensuuntaisina säteinä. Kuvassa L.8 on esitelty erilaisia käytännön lähetysantenneja.




**Kuva L.8 Erityyppisiä antenneja**

a) monopoliantenni
b) verhoantenni
c) torviantenni
d) parabolinen keilaava antenni

## Antennin vahvistus

Antennien ominaisuuksien tarkastelussa voidaan lähteä kuvitteellisesta pistemäisestä säteilylähteestä, joka lähettää radioaaltoja joka suuntaan yhtä suurella teholla. Säteilyn tehotiheys saadaan tällöin yksinkertaisesta kaavasta

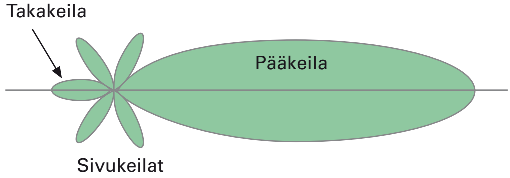
$$S = \frac{P}{4\pi r^2} \qquad \text{(L.21)}$$

missä $P$ on säteilylähteen syöttöteho ja $r$ etäisyys. Nimittäjä on yksinkertaisesti etäisyydellä $r$ olevan pallopinnan ala, jolle säteilyteho jakautuu tasaisesti. Koska pallopinnan ala suurenee etäisyyden neliöön verrannollisesti, tehotiheys pienenee verrannollisesti etäisyyden neliöön.

Käytännössä antenni säteilee aina voimakkaimmin tiettyyn suuntaan eli pääkeilaan, mihin suuntaan antennin tärkein suure eli vahvistus $G$ on määritelty. Vahvistus on yksinkertaisesti tehotiheys maksimisäteilyn suuntaan jaettuna sellaisella tehotiheydellä, jonka vastaavalla teholla syötetty isotrooppinen säteilijä antaisi samalla etäisyydellä. Antenni oletetaan häviöttömäksi. Pääkeilan lisäksi antennin säteilykuviossa voi olla sivu- ja takakeiloja kuvan L.9 mukaisesti. Kaukana antennista pääkeilan säteilyn tehotiheys lasketaan kaavasta

$$S = \frac{PG}{4\pi r^2} \qquad \text{(L.22)}$$

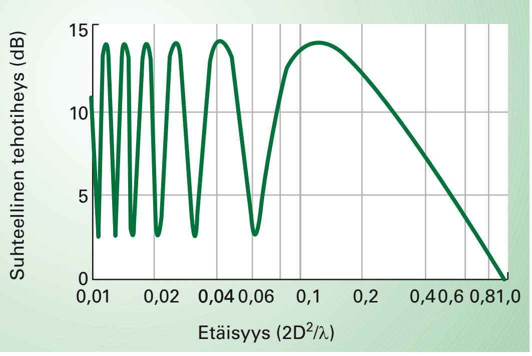
missä $P$ on antennin syöttöteho, $G$ on antennin vahvistus ja $r$ on etäisyys antennista. Esimerkiksi dipoliantennin vahvistus on vain 1,64 mutta suurikokoisen heijastintyyppisen mikroaaltoantennin vahvistus voi olla yli 10 000.




**Kuva L.9 Antennin pää-, sivu- ja takakeilat**

## Säteilylähikenttä

Kaukana antennista kaavassa L.22 käytettävä antennin vahvistus $G$ ei riipu etäisyydestä. Kun tullaan tarpeeksi lähelle alkaa antennin eri pisteistä tulevien aaltojen välillä esiintyä vaihe-eroja, jotka vaimentavat säteilyä ja pienentävät vahvistusta. Tällöin puhutaan säteilylähikentästä. Vaihe-erojen vaikutus alkaa olla huomattava etäisyydellä $D^2/2\lambda$, missä $D$ on likimain antennin säteilevän osan suurin läpimitta ja $\lambda$ on säteilyn aallonpituus. Kyseisellä säteilylähikentän rajaetäisyydellä antennin eri osista tulevien aaltojen suurin vaihe-ero on 90°. Hyvin lähellä antennia kenttä vaihtelee voimakkaasti etäisyyden funktiona eivätkä huipputehotiheydet välttämättä juurikaan kasva lähestyttäessä antennia, katso kuva L.10. Aallonpituuteen nähden suurikokoisten antennien tapauksessa säteilylähikenttä ulottuu paljon kauemmaksi kuin yksittäisten antennielementtien reaktiivinen lähikenttä. Vasta kun antennin koko on aallonpituuden luokkaa, säteily- ja reaktiivisen lähikentän rajat ovat lähellä toisiaan.




**Kuva L.10 Tehotiheyden vaihtelu antennin etupuolella**

# 3 Liite

## Mikroaaltoantennin säteilymalli (Lauri Puranen)

Tässä luvussa esitetään laskentamalli, jonka avulla voidaan arvioida lähettävän mikroaaltoantennin ympäristössä esiintyviä tehotiheyksiä. Antennin säteilykeila voi olla joko paikallaan tai keilata säännöllisesti tiettyä vaaka- tai pystysektoria. Mallia voidaan käyttää tietyin rajoituksin lähikentässä ja kaukokentässä tehtyihin laskuihin, mutta ei reaktiivisessa lähikentässä tehtyihin laskuihin. Oletuksena on, että antenni on suurikokoinen lähetysaallonpituuteensa nähden. Laskuissa käytetään lähtötietoina antennin vahvistusta, keilakuviota, lähettimen tehoa, taajuutta ja muita teknisiä tietoja.

Vaikka todellinen tehotiheys useimmiten on arvioitua pienempi, voi se olla suurempikin johtuen mallin sisältämistä yksinkertaistuksista, teknisten tietojen epätarkkuuksista, ympäristöstä tulevista heijastuksista ja säteilytehon epätasaisesta jakautumisesta antennin lähikentässä. Näistä seikoista johtuen laskelmat on aina varmistettava säteilymittauksin.

Tyypillisen antennin säteilykentän vaikutusalue voidaan jakaa lähi- ja kaukokenttään sekä pitkulaisilla antenneilla näiden väliin jäävään välialueeseen, kuva L.11.

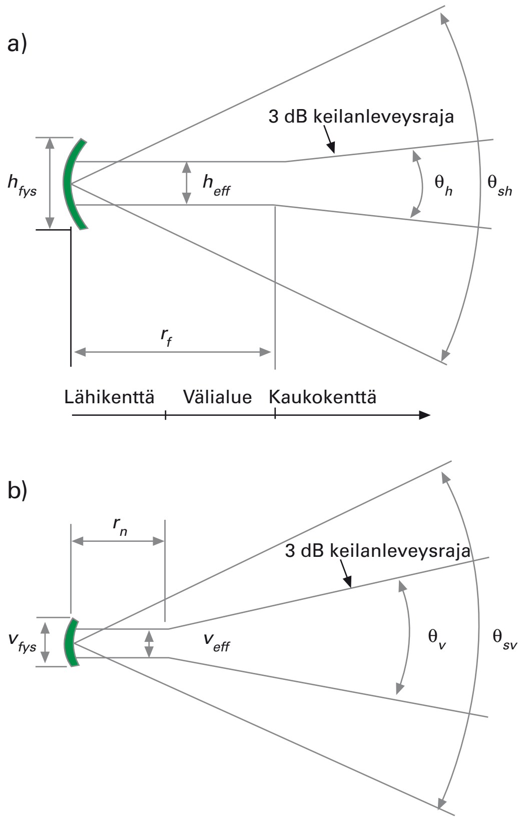
Antennista lähtevän säteilytehon voidaan ajatella karkeasti etenevän hajaantumatta lähikentän rajalle $r_n$ tilassa, jonka kannan pinta-ala on antennin tehollinen säteilypinta $A_{eff}$, joka saadaan kaavasta

$$A_{eff} = \frac{G\lambda^2}{4\pi} , \qquad \text{(L.23)}$$

missä $G$ on antennin vahvistus kaukokentässä isotrooppisen säteilijän suhteen, ja $\lambda$ on säteilyn aallonpituus. Jos vahvistusta ei ole ilmoitettu antennin teknisissä tiedoissa, se voidaan arvioida yhtälöstä

$$G = \frac{27000}{\theta_v \theta_h} , \qquad \text{(L.24)}$$

missä $\theta_v$ on pääkeilan 3 dB keilanleveys pystytasossa ja $\theta_h$ on vastaava vaakatasossa. Tässä kaavassa keilanleveyden yksikkönä käytetään astetta.




**Kuva L.11 Tyypillisen mikroaaltoantennin pääkeila**

Kuvassa on esitetty tyypillisen antennin pääkeila a) vaakatasossa b) pystytasossa. Antennin fysikaalinen leveys on $v_{fys}$. Antennin fysikaalinen korkeus on $h_{fys}$. $h_{eff}$ ja $v_{eff}$ ovat säteilykeilan läpimitat vaaka- ja pystytasossa, $r_n$ ja $r_f$ ovat lähi- ja kaukokentän rajoja, $\theta_h$ ja $\theta_v$ ovat pääkeilan 3 dB keilanleveyksiä vaaka- ja pystytasossa, $\theta_{sh}$ ja $\theta_{sv}$ ovat antennin keilaussektoreita vaaka- ja pystytasossa.

Säteilypinta voidaan olettaa ellipsin muotoiseksi, jonka läpimitta vaakatasossa on $h_{eff}$ ja pystytasossa $v_{eff}$. Nämä voidaan laskea yhtälöistä:

$$h_{eff} = \sqrt{\frac{4}{\pi k_a} A_{eff}} \qquad \text{(L.25)}$$

$$k_a = \frac{v_{fys}}{h_{fys}} \qquad \text{(L.26)}$$

missä kerroin $k_a$ on antennin fysikaalisen korkeuden $v_{fys}$ ja leveyden $h_{fys}$ suhde

$$k_a = \frac{v_{fys}}{h_{fys}} \tag{L.27}$$

tai vaaka- ja pystysuuntaisen keilanleveyden suhteena

$$k_a = \frac{\theta_h}{\theta_v} \tag{L.28}$$

Keilassa voi esiintyä voimakkaita aaltoilevia vaihteluita etäisyyden funktiona, mutta huiput asettuvat likimain samalle tasolle, kuva L.10.

Välialueella ($r_n < r < r_f$) säteilyteho etenee keilassa, jonka poikkipinta-ala pienemmän dimension suuntaan kasvaa lineaarisesti etäisyyden funktiona ja suuremman dimension suuntaan pysyy vakiona. Keilassa esiintyy edelleen voimakasta aaltoilua etäisyyden funktiona (kuva L.10).

Kaukokenttäalueella ($r > r_f$) tehotiheys etenee keilassa, jonka poikkipinta-ala kasvaa suoraan verrannollisesti etäisyyden neliöön. Mikäli heijastuksia ei ole, tehotiheys laskee tasaisesti etäisyyden funktiona.

Lähikentän raja $r_n$ saadaan yhtälöstä

$$r_n = \frac{\pi}{4}\frac{v_{eff}^2}{\lambda} \tag{L.29}$$

ja kaukokentän raja $r_f$ saadaan vastaavasti yhtälöstä

$$r_f = \frac{\pi}{4}\frac{h_{eff}^2}{\lambda} \quad , \tag{L.30}$$

missä $\lambda$ on aallonpituus. Lisäksi oletetaan, että $v_{eff} < h_{eff}$.

Lähikentässä ($r < r_n$) tehotiheyshuippujen verhokäyrä on vakio

$$S = \frac{P}{A_{eff}} \quad , \tag{L.31}$$

missä $P$ on antenniin syötetty teho ja $A_{eff}$ on antennin säteilypinta. $P$ on joko pulssinaikainen ($P_{\mathrm{p}}$) tai keskimääräinen ($P_{\mathrm{ave}}$) lähetinteho. Niiden välillä vallitsee suhde

$$P_{ave} = P_p f_p \, t_{pw} \qquad \text{(L.32)}$$

missä $f_p$ on pulssitaajuus ja $t_{pw}$ pulssin kestoaika. Niiden tulo $DF = f_p t_{pw}$ on toimintasuhde (Duty Factor).

Välialueella ($r_n < r < r_f$) tehotiheys pienenee verrannollisena etäisyyteen siten, että

$$S = \frac{P}{A_{eff}} \frac{r_n}{r} \quad , \qquad \text{(L.33)}$$

missä etäisyys $r$ on suurempi kuin lähikentän raja $r_n$, mutta pienempi kuin kaukokentän raja $r_f$.

Kaukokentässä ($r > r_f$) tehotiheys pienenee verrannollisena etäisyyden neliöön siten, että

$$S = \frac{PG}{4\pi r^2} \quad . \qquad \text{(L.34)}$$

Pysäytetyn antennin tapauksessa keskimääräisen ja pulssitehotiheyden välillä vallitsee samanlainen yhteys kuin vastaavien tehojen välillä.

Keilaavan antennin tapauksessa tehotiheys on vielä kerrottava keilausliikkeen huomioivalla vähennyskertoimella $k_{sf}$, jotta saadaan lopullinen keskimääräinen tehotiheys.

Kaukokentässä ja välialueella keilaustekijä on

$$k_{sf} = \frac{\theta_{3dB}}{\theta_s} \quad , \qquad \text{(L.35)}$$

missä $\theta_{3dB}$ on 3 dB keilanleveys keilaustasossa ja $\theta_s$ on keilaussektori. $\theta_{3dB} = \theta_h$ ja $\theta_s = \theta_{sh}$ vaakatasossa ja $\theta_{3dB} = \theta_v$ ja $\theta_s = \theta_{sv}$ pystytasossa. Tämä kaava on voimassa vaakatasossa etäisyyksillä $r > r_f$ ja pystytasossa etäisyyksillä $r > r_n$, kun antennin leveys on suurempi kuin korkeus kuten kuvan L.11 tapauksessa.

Lähikentässä ja välialueella keilaustekijän karkea likiarvo on

$$k_{sf} = \frac{d_{fys}}{r\theta_s} \quad , \tag{L.36}$$

missä $d_{fys}$ on antennin fysikaalinen läpimitta keilaustasossa ja $\theta_s$ on keilaussektori radiaaneina. Vaakatason keilauksessa $d_{fys} = h_{fys}$ ja $\theta_s = \theta_{sh}$ ja kaavaa sovelletaan etäisyyksillä $r < r_f$. Pystytason keilauksessa $d_{fys} = v_{fys}$ ja $\theta_s = \theta_{sv}$ ja kaavaa sovelletaan etäisyyksillä $r < r_n$.

Edellä esitetyllä tavalla saatiin arvioitua mikroaaltoantennin maksimi tehotiheys silloin kun pääkeila pyyhkäisee tarkastelupisteen yli. Antenni säteilee kuitenkin heikosti myös muihin kuin pääkeilan suuntaan. Jos antennin säteilykuvio on tiedossa, voidaan kaukokentän ($r > r_f$) tehotiheys laskea kertomalla kaavasta L.34 laskettu tehotiheys antennin normalisoidusta säteilykuviosta saadulla vähennyskertoimella (< 1). Esimerkiksi tyypillisellä tutka-antennilla suurimmat sivukeilatasot ovat usein suuruusluokkaa -30 dB pääkeilan tasosta. Lähikentässä sivukeilatasot nousevat huomattavasti.