

4 Teknisk överföring av EM-energi i rummet

Inledning

Att överföra EM-energi mellan olika punkter i rummet är egentligen aktuellt vid alla typer av elektroteknik. Eftersom överföring av EM-energi mellan olika enheter dessutom har den allra största betydelse inom EMC-tekniken går vi igenom grunderna för detta.

Skälen till att man vill överföra energi är två:

1. Att flytta energi från ett produktionsställe till ett eller flera förbrukningsställen. I fortsättningen kallat för "ren energiöverföring".
2. Kommunikation.

Ordet kommunikation måste i det här sammanhanget ges vidast möjliga "cybernistiska" tolkning. Betraktad på det sättet är manövreringen av en kontaktor till en belysningsanläggning placerad 10 m bort ett exempel på kommunikation. Även begreppet "ren energiöverföring" bör ges en mycket vid tolkning. Ledningen mellan batteriet i en ficklampa och själva glödlampan kan då bli ett exempel på en anordning för energiöverföring.

Överföring av EM-energi kan ske med:

- Ledningsström
- Elektriskt fält/förskjutningsström
- Magnetiskt fält/flöde
- EM-våg

Energiöverföring

När det gäller ren energiöverföring kan man visa att en verkningsgrad på t.ex. 99 % lätt uppnås vid överföring av måttliga effekter över en sträcka på någon km med ledningsström. Vid korta eller måttliga sträckor (maximalt

någon km) använder man därvid gärna likspänningskällor. Vid lite längre avstånd börjar emellertid ledningens spänningsfall att bli besvärande. Spänningsfallet på en ledning är

$$U_{förl} = R_{förl} \cdot I$$

samt effektförlusten

$$P_{förl} = U_{förl} \cdot I$$

Genom att nedbringa strömmen till minsta möjliga värde minskar man alltså förlusten. För nyttoeffekten liksom för förlusteffekten har man ju

$$P = U \cdot I$$

Effekten överförs i stället genom att man höjer U . Detta kan relativt bekvämt ske med *transformatorer* med vars hjälp man kan höja (eller sänka) spänningen. Transformatorer kan givetvis inte fungera vid frekvensen 0 Hz, men deras överföringsförmåga blir bättre ju högre frekvensen är. Högre frekvens innebär emellertid högre resistans hos ledarna. Dessutom ger induktans hos ledarna spänningsfall vilket gör att man måste höja spänningen vid generatorn mer än vad man annars skulle behöva. Vidare gör "läckkapacitanser" (mellan ledarna) att reaktiva onyttiga strömmar bildas vid förhöjd frekvens med ökade förluster som följd. För att kompensera för detta måste man i sådana fall öka ledarnas area. För ren energiöverföring har man kompromissat och valt att arbeta med frekvenserna 50 eller 60 Hz. Även dessa låga frekvenser ger vid mycket långa överföringssträckor betydande förluster. Man har därvid funnit att *högspänd likström* är ett bättre alternativ, trots förluster i och kostnad för likriktarstationerna.

Kommunikation

Även för kommunikation använder man ofta ledningar. Också över långa sträckor. De frekvenser man har att arbeta med ligger inom tonfrekvensområdet (ca 50–20 000 Hz) vid ljudkommunikation. Vid dessa frekvenser kommer ledningarnas nackdelar tydligt fram. Dessa yttrar sig som spänningsreduktion eller dämpning/sträcka samt olinjaritet vilket innebär att dämpningen är frekvensberoende. Trots detta överför man ibland energi för kommunikation över avsevärda sträckor med specialledningar och vid höga frekvenser (gamla tiders bärfrekvenstelefoner och andra HF-applikationer). Se vidare om ledningar i fortsättningen.

Att överföra energi med E-fält/förskjutningsström är inte gynnsamt eftersom verkningsgraden blir låg och frekvensberoende. (Vid likspänning är

den $j_u = 0$). Det sagda gäller även H-fält/magnetflöden. Flödets energi överförs genom induktion. (Denna induktion blir givetvis = 0 vid likström).

Trots ovannämnda nackdelar använder man ändå E-fält, H-fält och EM-våg för kommunikation. En stor poäng med denna teknik är att mottagaren inte behöver vara knuten till en viss plats i rummet eller vara beroende av installationer.

Intensiteten hos såväl E- som H-fält avtar med ökat avstånd till fältgivaren, men "stabiliseras" teoretiskt efter en viss sträcka, nämligen där fälten övergår i en EM-våg. Verkningsgraden vid överföring över någon km torde maximalt kunna uppgå till någon % vid användande av vanliga tekniska överföringsmetoder.

För att inte få alltför låg verkningsgrad vid överföringen (= behöva använda alltför stor sändareffekt) väljer man att gå upp i frekvens. Hygglig verkningsgrad når man vid 0.1–10 MHz. Vid överföring med EM-våg uppstår emellertid ett tekniskt problem som man inte har vid (vanlig enkel) ledningsöverföring. Man måste nämligen på lämpligt sätt blanda denna EM-energi, *bärvågen*, med den informationsbärande *signalen* i en *modulator*. På mottagarsidan måste sedan motsvarande process men i omvänd ordning äga rum.

Det enklaste modulerings sättet är amplitudmodulering (AM) vilket innebär att man låter bärvågens intensitet förändras i takt med signalen. Denna överföringsteknik är känslig för störningar i amplitudled. Eftersom många störningar just innebär amplitudförändringar, så är AM-modulerad överföring känslig för en stor mängd störningar. Bland annat på grund av detta uppfann man ett bättre modulationssätt i mitten av 50-talet. Nackdelen med detta nya system (frekvensmodulering, FM) var att det krävde mycket större frekvensutrymme per överförd *kanal* än vad det gamla systemet krävde (150 kHz i stället för 7 kHz). Det sagda gäller framför allt överföring av ljud. Vid bildöverföring (som normalt sker med en slags AM-modulering) skärptes kravet ytterligare på utrymmet per kanal till ca 5.5 MHz. Allt detta har gjort att bärvågsfrekvenserna för merparten av ljud- och bildöverföring undan för undan har höjts så att de idag ligger i området 30–700 MHz. Mobiltelefonin har ökat kraven på hög bärvågsfrekvens ytterligare. Man har därvid tagit i anspråk området 900–2000 MHz. Här är det inte återgivningskvaliteten som är ledstjärnan utan möjligheten att pressa in så många kanaler som möjligt hos en och samma sändare (se vidare om mobiltelefoner).

Att överföra information i *digitalt format* är ytterligare en lösning i ekonomisk riktning. Här kan man konstatera att tekniken med ledningar har fått en renässans. Nu handlar det emellertid om *fiberoptik*, dvs. man överför sig-

nalen digitalt med ljuspulser. Vidare kan man kombinera den vanliga rundradion eller TV:ns envägs kommunikation med den vanliga telefontrafikens tvåvägs kommunikation till en allmän *mångvägs kommunikation* med datorernas hjälp och Internet (och liknande nät, t.ex. Intranet). Man överför därmed givetvis inte bara ljud utan även text och bilder vilka kan vara rörliga. Här spelar överföringskapaciteten en mycket stor roll. (För information om störningar vid användande av optoteknik hänvisas till speciallitteratur).

Ledningsström

Ledare

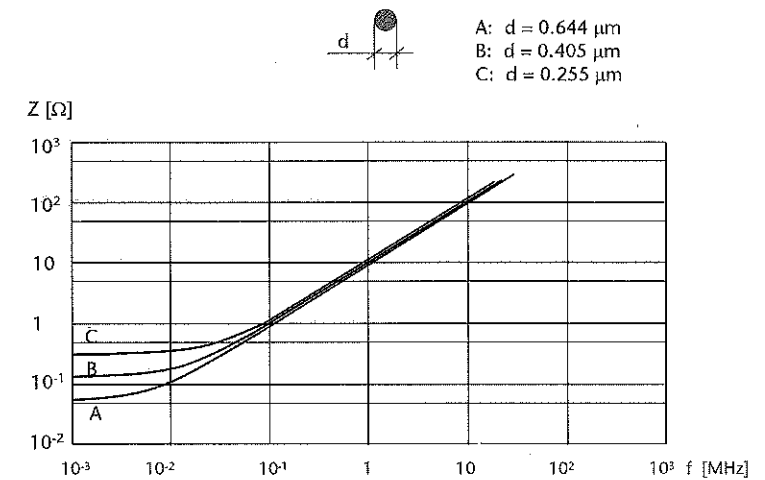
Vanliga ledare är användbara för energiöverföring vid måttliga krav på verkningsgrad (=kommunikation) upp till c:a 100 kHz över relativt långa sträckor utan några speciella åtgärder. Vanligen försöker man hålla resistansen hos ledningsbanorna låg. För en ledare kan resistansen beräknas med nedanstående uttryck

$$R = \frac{r \cdot l}{A} [\Omega]$$

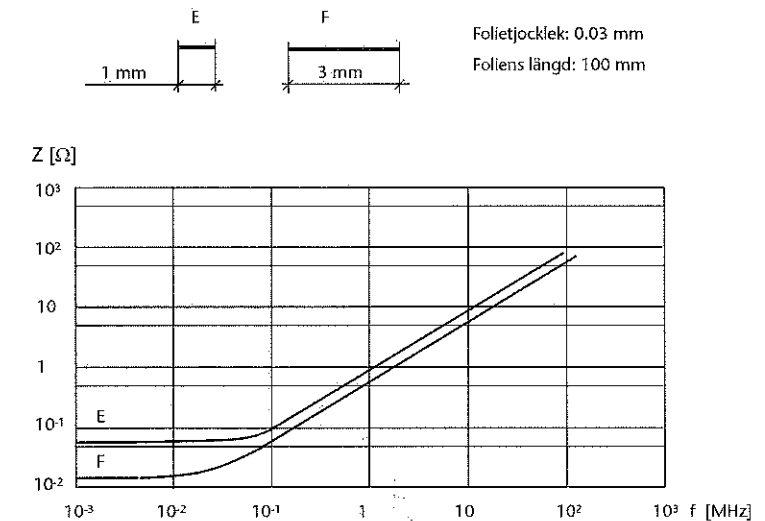
I uttrycket är R = ledarens resistans $[\Omega]$, r = resistivitet (ofta) $[\Omega \text{ mm}^2/\text{m}]$, l = ledarens längd $[\text{m}]$ samt A = ledarens area (ofta) $[\text{mm}^2]$.

Vid ökande frekvens gör sig ledarens induktans påmind. Värdet för denna brukar för fri ledare sättas till 1 [nH/mm] ledarlängd. Vid högre frekvenser uppträder också de tidigare omnämnda strömförträngningsfenomenen. I fig. 4.1 visas impedansen hos tre kopparledare som funktion av frekvensen. Som synes vinner man knappast något alls i lägre impedans vid högre frekvenser när man går upp i area. Den ökande arean kompenserar bara nått och jämnt för den impedansökning som den ökade diametern ger. Figur 4.2 visar på samma sätt impedansen hos kretskortsfolier. Här når man en viss impedanssänkning genom att göra folierna bredare.

Det finns alltså utomordentligt stor anledning att hålla nere ledningslängderna vid HF. I dag arbetar ofta logikkretsar med frekvenser på 1 GHz eller mera. Även i dessa konstruktioner är man vanligen hänvisad till att använda ledare mellan komponenterna. Man bör då observera att vid 1 GHz har en tråd med diametern 0.26 mm och en längd på 1 cm en impedans på 54Ω !



Figur 4.1 Impedansen som funktion av frekvensen hos en 1 m lång cirkulär kopparledare.



Figur 4.2 Impedansen som funktion av frekvensen hos kretskortsfolier av koppar.

Ledningar: definition, reflexioner, karakteristisk impedans samt generella reflexionslagar

En förklaring av begreppet *ledning* kan te sig överflödig i en bok av det här slaget, men för fullständighetens skull följer en kort beskrivning.

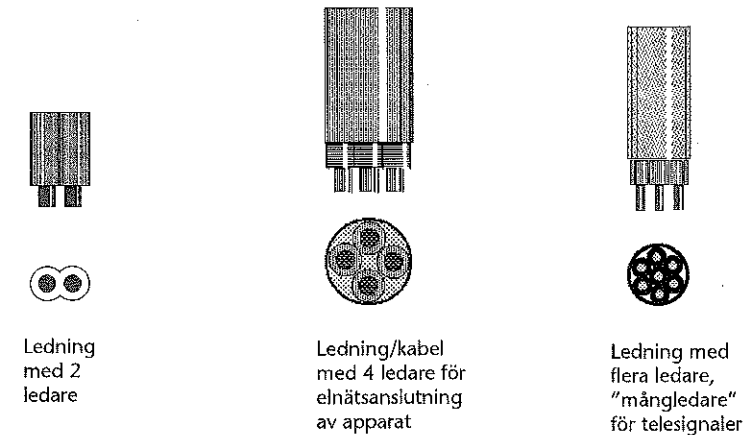
En ledning är en anordning för överföring av signaler (kommunikation) eller för "ren energiöverföring" med hjälp av *ledningsström* över en viss sträcka. Ledningar kan gå mellan apparatdelar eller mellan apparater, installationer eller anläggningar. En lednings längd kan variera från mindre än 1 dm till många km. Ofta innehåller ledningen flera ledare, fig. 4.3. Om den fysiska storleken, dvs. diametern överstiger någon cm talar man hellre om en *kabel*. I vissa sammanhang där man måste hålla avståndet mellan ledarna stort (oftast vid högspänd kraftöverföring) brukar varje ledare kallas *lina*.

I elektriska kretsar uppkommer en del fenomen och råder en del förhållanden vilka blir särskilt tydliga hos (par)ledningar. I fortsättningen följer en redogörelse för dessa fenomen och förhållanden. Först är det dock lämpligt att redogöra för begreppet *effektivvärde*. Effektivvärdet är det spänningsvärde och strömvärde som en likspänning och -ström skulle ha om spänningen eller strömmen i stället vore sinusformig, fig. 4.4, överst. Väsentligt för fortsättningen är också konstaterandet att signaler ofta innehåller flera sinusfunktioner. Nedan följer en förklaring av begreppet *reflexion*.

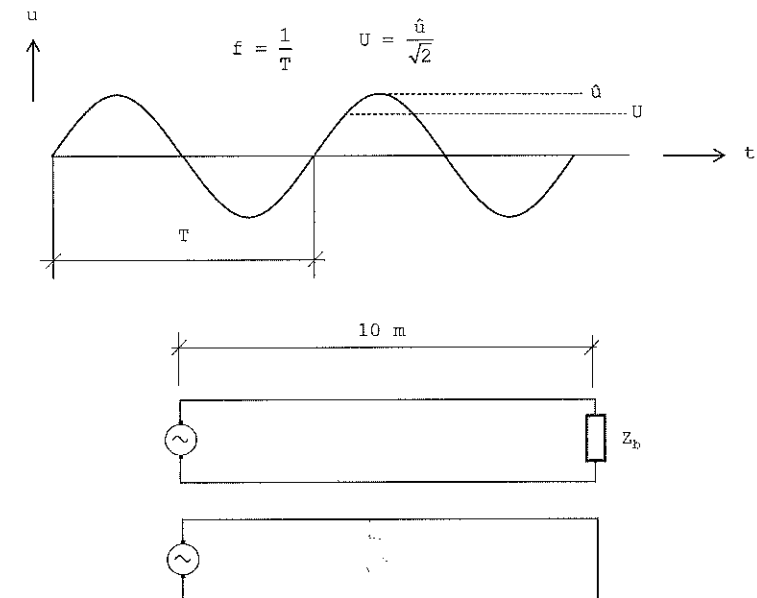
Vi tänker oss att vi har en ledning som går fram till en belastning av något slag. Generatorns frekvens är variabel. Vi förutsätter att ledningens impedans är försumbar och att lasten är lågohmig. Ledningens längd är 10 m, fig. 4.4, nederst. Vid frekvenser lägre än 1 MHz stämmer sambandet mellan inmatad spänning, belastningens impedans och strömmens storlek väl. När man kommer upp i närheten av 5 MHz börjar strömmen sjunka oproportionerligt mycket och vid frekvensen 7.5 MHz antar den ett lågt värde för att vid högre frekvenser återigen stiga. Uppenbarligen händer det något som har med frekvensen att göra. Vad?

Till att börja med kan man konstatera att λ vid 7.5 MHz är 40 m. 10 m utgör alltså 1/4-dels våglängd. Vi renodlar kretsen genom att kortsluta ledningen (vi kan tänka oss att en strömbegränsning finns hos generatoren). Vi finner i ett visst ögonblick följande ström utefter ledarna: Vid generatoren är strömmen = 0, vid kortslutningen är den maximal och vid generatoren återigen = 0.

Låt oss välja ett annat ögonblick. Vi väljer detta så att strömmen vid generatoren blir maximal. Strömmen minskar utefter ledaren ju längre bort man kommer från generatoren och blir = 0 vid kortslutningen. När man fortsätter



Figur 4.3 Exempel på fysisk utformning av ledningar. Ungefär naturlig storlek.



Figur 4.4 Överst: Grafisk representation av sinusfunktion. Underst: Ledningskretsar i vilka reflexion sker: Se vidare texten.

från kortslutningen tillbaka till generatoren ökar strömmens storlek ånyo, *men har nu ändrat riktning*. Framme vid generatoren är den åter maximal men alltså riktad åt "fel" håll. De ut- och ingående strömmarna tar s.a.s. ut varandra och resulterande ström vid generatoren blir även i detta fall = 0. Generatoren känner detta som att impedansen i kretsen är ∞ . Det ovan sagda kan sammanfattas på följande sätt:

Impedansen hos en kortsluten ledning med försumbara förluster $\rightarrow \infty$ när ledningens längd är ett udda antal kvartsvåglängder.

Man kan se detta som att en utgående ström möter en lika stor ingående ström. En total reflexion har skett vid ledningens kortslutna ände.

Man kan på samma sätt som ovan visa att reflexion även sker när ledningen är *öppen* i sin fjärrände. Detta reflexionsfall kan sammanfattas som följer.

Impedansen hos en öppen ledning med försumbara förluster $\rightarrow \infty$ när våglängden är ett jämnt antal kvartsvåglängder.

Det beskrivna fenomenet får *inte* förväxlas med den (energi)resonans som ibland inträffar i elektriska kretsar. I det fallet föreligger ett tidsmässigt matchat utbyte mellan energi bunden till en induktans och energi bunden till en kapacitans. Detta fenomen är *inte* rumsberoende. Det inträffar teoretiskt när $\omega L = \frac{1}{\omega C}$. Resonansfrekvensen blir

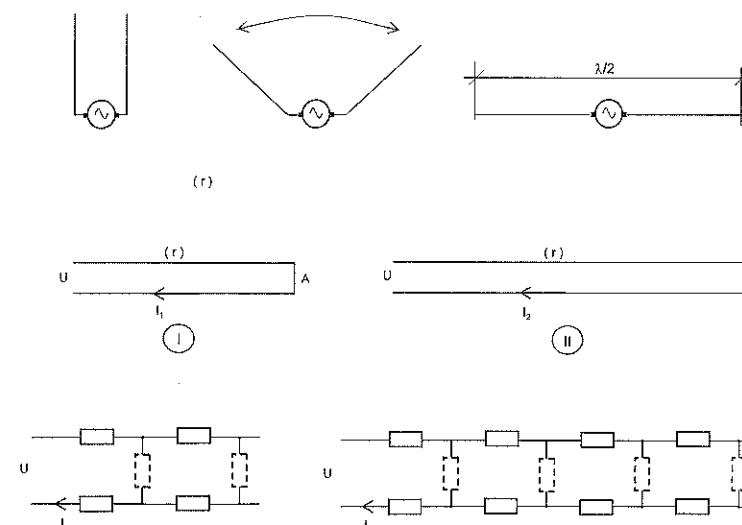
$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} [\text{Hz}] \quad (4.1)$$

Reflexioner skapar normalt inga problem för konstruktörerna förrän ledningslängden blir mycket stor eller frekvensen blir mycket hög.

Det första fallet inträffar emellertid vid tonfrekvens och vid ex.-vis (gamaldags) telefontrafik. Här blir ledningslängden oftast åtskilliga km. Inom audiotekniken eller långsamma digitaltillämpningar uppstår däremot vanligen inga problem. Här är ledningslängden oftast högst ett par 10-tal m.

Vid riktigt höga frekvenser, > 50 MHz, inträffar dock reflexionsproblem även på apparatnivå. Vid 1 GHz är en kvartsvåglängd 7.5 cm. Om emellertid avståndet mellan två anslutningspunkter är litet, säg 2 mm, eller 2.7 % av kvartsvåglängden, bör inga reflexionsproblem alls uppstå (lika lite som när avståndet mellan två anslutningspunkter är 200 m och frekvensen är 10 kHz. 200 m motsvarar i detta fall ≈ 2.7 % av kvartsvåglängden).

På grund av hittills anförda fakta finns det alltså utomordentligt goda skäl att hålla nere de fysiska dimensionerna hos konstruktioner som arbetar



Figur 4.5 Överst: hur man från en stående våg på en öppen kvartsvågsledning kan skapa ett fält som breder ut sig, dvs. man får en anordning som fungerar som halvvågsantenn. Mitten: Hur strömmen I_1 teoretiskt är $>$ strömmen I_2 . Underst: Hur strömmarna i praktiken ändå kan bli ungefär lika stora.

med höga frekvenser, dels pga. impedansen hos ledarna, dels pga. risken för reflexioner. Om det inte är möjligt att hålla ledningarna mellan generering och belastning korta i förhållande till våglängden, måste generator, ledning och belastning vara *anpassade* (se forts.).

Ovanstående renodlade reflexionsvariant där all energi reflekteras kallas för *totalreflexion*. Totalreflexion utnyttjas tekniskt i bl.a. antennkonstruktioner (se forts.). Till antenner matar man ofta en i stort sett ren sinusspänning (bärvåg). Om en öppen ledning "breds ut" enligt fig. 4.5, överst, och generators inre impedans är försumbar, kan upprepad totalreflexion ske vid ledningens/antennens ändar. Man får en *stående våg*. Den utbredda formen använder man i antennfallet för att en procentuellt stor del av fältet skall kunna bilda en EM-våg (se forts.). Grundvillkoret för att en stående våg skall bildas i detta fall är alltså att ledningen/antennen har längden $\lambda/2$. Dessa antenner kallas därför för *halvvågsantenner*. En algebraisk och generell beskrivning av reflexion hos ledningar följer längre fram.

Dessförinnan skall vi studera ledningars impedans. Låt oss betrakta fig. 4.5, mitten. Man inser direkt att strömmen $I_1 > I_2$ på grund av den större led-

ningslängden i fall II. I ett praktiskt fall minskar dock inte strömmen i proportion till ökningen av ledningens längd, därför att det finns en obetydlig men dock läckning av ledningsström mellan ledarna. Denna läckning ökar med ledningens längd.

Om ledarna saknar förbindelse vid A och B i figuren men i övrigt är fysiskt lika, inser man att strömmarna i ledningarna kan bli ganska lika. Impedansen kan alltså i båda fallen bli

$$Z_{\text{ledn}} = \frac{u}{i_1} \approx \frac{u}{i_2}$$

Detta är illustrerat av fig. 4.5, underst.

En ledning innehåller emellertid inte bara resistans och läckning utan också induktans och kapacitans. En modell för en vanlig (par)ledning brukar ritas som i fig. 4.6. För en godtycklig sådan ledning är

$$\sum r_1 \dots + r_n = r \quad \sum c_1 \dots + c_n = c$$

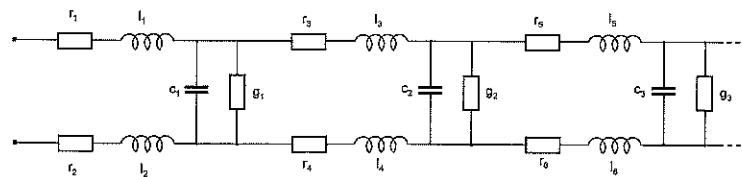
$$\sum l_1 \dots + l_n = l \quad \sum g_1 \dots + g_n = g$$

Man kan visa att en lednings impedans, den karakteristiska impedansen Z_{kar} blir

$$Z_{\text{kar}} = \sqrt{\frac{r + j\omega l}{g + j\omega c}} \quad [\Omega] \quad (4.2)$$

Här är de tvärgående läckresistanserna utbytta mot motsvarande konduktanser ($g=1/r$). Storleken på kretselementen r , l , c och g är angivna per längdenhet, oftast per [km] för långa ledningar. För korta ledningar är det lämpligast att ange dem per [m].

I praktiken kan man inte räkna med att ledningens kretselement är konstanta med avseende på frekvensen. Dessutom kanske de inte "matchar" varandra helt. Det kan t.ex. hända att r ökar något med frekvensen medan l och c förblir tämligen konstanta. Även l och c kan dock vara frekvensberoende.



Figur 4.6 Gängse modell för ledning. Se vidare texten.

Detta leder till att ledningar i praktiken också ofta fungerar som *filter*. Vanligen som *lågpassfilter*. För en vanlig gammaldags telefonledning kan den *övre gränshfrekvensen*, f_o , vara så låg som 3–4 kHz.

Som tidigare visats så uppstår reflexioner hos ledningar om de ändrar impedans utefter sin längd (t.ex. blir kortslutna eller öppna). Man kan visa att om en ledning är oändligt lång inträffar ingen reflexion. En ledning har (i princip) i varje punkt på sin längd en impedans $= Z_{\text{kar}}$. Man inser därmed att om man ansluter ett kretselement med impedansen Z_{kar} till en ledning (eller annan fyrpol), så uppkommer ingen reflexion. Detta förhållande är av *mycket stor teknisk betydelse*.

Att ge ett till en ledning eller annan fyrpol anslutet kretselement samma impedansvärde som ledningen eller fyrpolen har kallas för att *anpassa* kretsarna.

Algebraisk ledningsanalys

Hos en ledning som i en punkt ändrar sin impedans råder ett lagbundet förhållande mellan:

U_1 = den påförda spänningen

I_1 = den ingående strömmen

U_1' = den reflekterade spänningen

I_1' = den reflekterade strömmen

U_2 = spänningen bortom reflexionsstället

I_2 = strömmen bortom reflexionsstället

Z_1 = första ledningsavsnittets impedans

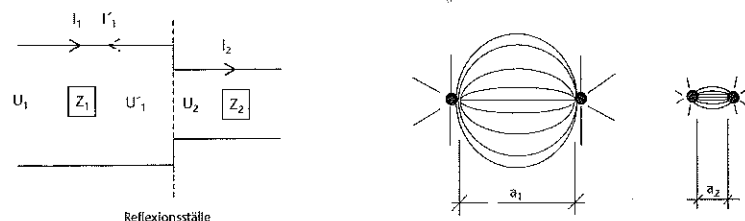
Z_2 = andra ledningsavsnittets impedans

Det ovan beskrivna är visat av fig. 4.7, tv.

Följande ekvationer gäller

$$U_1' = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \cdot U_1 \quad U_2 = \frac{2 \cdot Z_2}{Z_2 + Z_1} \cdot U_1$$

$$I_1' = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \cdot I_1 \quad I_2 = \frac{2 \cdot Z_2}{Z_1 + Z_2} \cdot I_1$$



Figur 4.7 T.v: Reflexion vid godtycklig impedansförändring på ledning. T.h: Hur E-fältets fältstyrka varierar vid förändrat avstånd mellan ledarna i en vanlig ledning.

Genom att införa begreppet *reflexionsfaktor* definierad som

$$\varepsilon = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2}$$

och *transmissionsfaktor* definierad som

$$\eta = \frac{2 \cdot Z_2}{Z_2 + Z_1}$$

får man:

reflekterad spänning $U'_1 = \varepsilon \cdot U_1$

reflekterad ström $I'_1 = -\varepsilon \cdot I_1$

transmitterad spänning $U_2 = \eta \cdot U_1$

transmitterad ström $I_2 = \eta \cdot I_1$

(ε (epsilon) får inte förväxlas med dielektricitetskonstanten med samma beteckning. η är den grekiska bokstaven eta).

Specialfallen: kortsluten ledningsände och bruten ledningsände (tomgång) ger följande

kortslutning $Z_2 = 0$ ger $\eta_k = 0$ och $\varepsilon_k = -1$

tomgång $Z_2 = \infty$ ger $\eta_T = 2$ och $\varepsilon_T = -1$

Vid kortsluten ledning får man följande reflekterade spänning och ström

$$\begin{cases} U'_1 = -U_1 \\ I'_1 = I_1 \end{cases} \quad \begin{cases} U_2 = 0 \\ I_2 = 2 \cdot I_1 \end{cases}$$

Vid tomgång får man

$$\begin{cases} U'_1 = U_1 \\ I'_1 = -I_1 \end{cases} \quad \begin{cases} U_2 = 2 \cdot U_1 \\ I_2 = 0 \end{cases}$$

Totalreflexion inträffar i dessa fall. I ovanstående uttryck är ingen hänsyn tagen till ledningens dämpning som funktion av avståndet till generatören. I verkliga fall blir inte den reflekterade strömmen I'_1 lika stor som den ingående strömmen I_1 vid kortsluten ledning.

Uppkomsten av stående vågor SV, beror alltså på att ledningen har viss längd och att den är kortsluten eller avbruten i båda ändarna. Vid korta våglängder och SV kan man i allmänhet betrakta ledningars dämpning som försumbar just på grund av den korta längden (se vidare om antenner).

Transmission

En ledning fungerar så att signalspänningen sjunker med avståndet från generatören. Man säger att ledningen har en viss *dämpning* som funktion av detta avstånd. Denna dämpning ökar också med frekvensen, vilket innebär att vanliga (par)ledningar över ungefär 10 MHz har rätt stor dämpning redan några meter från generatören. Hur stor blir spänningen i en viss punkt på en ledning? Vi förutsätter att modellen i fig. 4.6 gäller. Spänningen i en viss punkt på en ledning beskrivs av nedanstående ekvation

$$U = Z_{kar.} (A \cdot e^{-\gamma x} + B \cdot e^{+\gamma x}) \quad (4.3.)$$

Här är U = spänningen i viss punkt på ledningen [V], $Z_{kar.}$ = ledningens karakteristiska impedans (karakteristik) [Ω], A och B är integrationskonstanter, γ = komplexa dämpningen [dB/längdenhet eller N/längdenhet och rad/längdenhet (se forts). Längdenheterna kan vara km eller m], x = avståndet till generatören [m].

Om man nöjer sig med att betrakta förhållandena då ingen reflexion föreligger, dvs. då ledningen är oändligt lång eller anpassad, kan andra termen i ekv. (4.3.) uteslutas. Man får då

$$U = Z_{kar.} \cdot A \cdot e^{-\gamma x} \quad (4.4)$$

Komplexa dämpningen blir

$$\gamma = \sqrt{(r + j\omega L)(g + j\omega C)} = \alpha + j\beta \quad (4.5)$$

Integrationsvillkoren ger $A = U_g =$ generatorspänning. Vi får därmed

$$|U| = |U_g| \cdot e^{-\alpha x} \quad (4.6)$$

Beloppstecknet innebär här att man inte tar hänsyn till fasläget mellan U_g och U för vilket β är ett uttryck.

Storleken för Z_{kar} kan för t.ex. vanliga elnätledningar i byggnader mm. sättas till

$$Z_{kar, NL} \approx \sqrt{\frac{1}{c}} \quad (4.7)$$

Dämpningskonstanten α kan för många vanliga ledningar sättas till

$$\alpha \approx \frac{r}{2 \cdot Z_{kar}} + \frac{g \cdot Z_{kar}}{2} \text{ [dB/(km)]} \quad (4.8)$$

På samma sätt fås β för många vanliga ledningar

$$\beta \approx \sqrt{1 - c} \text{ [rad/km]}$$

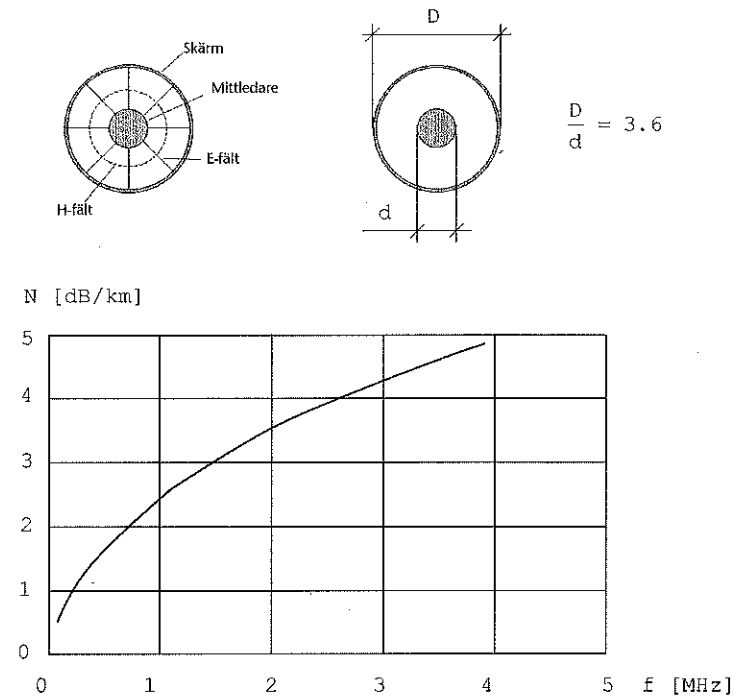
Från β kan man få energins fortplantningshastighet utefter ledningen, v_f .

$$v_f = \frac{2\pi f}{\beta} \left[\frac{\text{rad} \cdot \text{l} \cdot \text{m}}{\text{s} \cdot \text{rad}} = \frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$$

Denna hastighet blir ofta $< c$ ($3 \cdot 10^8$ [m/s]) men kan för enkla ledningar ligga nära c . För vissa gammaldags teleledningar kan v_f vara någon tiopotens lägre än c . En fysikalisk förklaring kan formuleras så här: Energin i ledningen går via oändligt många (ibland rätt stora) kapacitiva och induktiva kretselement "varv efter varv" innan den med full storlek når en viss punkt på ledningen. "Uppladdningen" av såväl "kapacitanter" som "induktanser" tar en viss tid, och innan dess kan inte full energi utbildas i en punkt på avstånd från generatören.

Hur gör man för att få en ledning med liten dämpning (som funktion av längden)? Av ekv. (4.7) och (4.8) framgår att detta kan ske genom att man håller nere r (= rätt material), minskar g (= använder material med bästa möjliga isolering mellan ledarna) samt optimerar Z_{kar} . Det största problemet är kanske ändå r s frekvensberoende. r ökar inte bara genom "ytteffekten" utan på ytterligare ett sätt. Detta sätt ger sig främst tillkänna vid högre frekvenser, såg över 100 kHz. Mekanismen för denna resistansökning är följande:

Kring ledarna finns alltså ett E- och ett H-fält. Låt oss betrakta E-fältet. Detta har ett utseende som i fig. 4.7. th. En rätt stor del av fältet i den vänstra delfiguren bildar kraftlinjer ut i rummet. Detta innebär att en procentuellt stor del av fältets energi riskerar att bilda slutna fältlinjer (se forts.), dvs. en EM-våg. Ökat ledaravstånd innebär alltså mera "fritt fält" och minskat ledarav-



Figur 4.8 Koaxialledning. Överst: Uppbyggnad och fältbild. Underst dämpning som funktion av frekvensen hos typisk koaxialledning.

stånd innebär mindre "fritt fält". Vi kommer senare att se att utstrålad energi ger sig tillkänna kretstekniskt som ökad resistans i kretsen (strålningresistansen), dvs. i detta ledningsfall som större dämpning som funktion av ledningslängden, och att denna dämpning också ökar med frekvensen.

Vill man ha en ledning med liten HF-dämpning är emellertid en minskning av avståndet a i fig. 4.7, th. inte den bästa lösningen, eftersom detta ökar c . Den konstruktion man kommit fram till har istället ett utseende enl fig. 4.8. Ena ledaren är utformad som ett rör vilket omsluter en innerledare. I praktiken utgörs ofta röret av en flätad strumpa av tunna metalltrådar. I vissa fall dock av en mera heltäckande metallmantel. Innerledaren ligger inte alltför nära röret, eftersom detta ökar c -värdet hos ledningen. Ibland är röret delvis luftfyllt vilket ger lägre ϵ -värde och därmed lägre c -värde. En ledning av denna typ avsedd att överföra högfrekvent ledningsström kallas koaxialledning (eller koaxialkabel). Både E- och H-fältet ger endast liten EM-

energi utanför ledningen hos denna ledningstyp. Koaxialkablar medger överföring över avsevärda sträckor med liten dämpning långt upp i MHz-området.

Den rörformade ledaren kallas för *skärm*. Alla ledningar med skärm är inte koaxialkablar. Skärmning av ledningar har andra fördelar än de ovan nämnda. Framför allt erbjuder skärmen gott skydd mot utgående och ingående fält. Hos skärmade ledningar som inte är koaxialledningar är ofta avståndet mellan skärmen och ledarna mindre med ökad kapacitans som följd och sämre HF-egenskaper.

Vid optimal dimensionering av en koaxialledning skall förhållandet mellan innerledarens och skärmens diameter vara 3.6. Typiska värden för induktans och kapacitans är 0.25 [$\mu\text{H}/\text{m}$] och 44 [pF/m]. Koaxialledningars parametrar är inte nämnvärt bättre än en vanlig telefonledning vid tonfrekvens. I MHz-området är emellertid en vanlig telefonledning omöjlig. En koaxialledning däremot har ännu vid 4 MHz inte större dämpning än 5 dB/km. (för dB-begreppet redogörs längre fram). Dämpningen som funktion av *frekvensen* kan beräknas med

$$\alpha = 2.5\sqrt{f} \cdot 10^3 \text{ [dB/m]}$$

f skall anges i MHz. Fig. 4.8. visar den principiella uppbyggnaden av samt dämpningen som funktion av frekvensen hos en koaxialledning. Hos en optimerad ledning blir $L \approx 0.26 \text{ [mH/km]}$ och $C \approx 46 \text{ [nF/km]}$. Med utnyttjande av ekv. (4.7) kan man beräkna Z_{kar}

$$Z_{\text{kar}} = \sqrt{\frac{260 \cdot 10^3}{46}} = 75 \text{ } [\Omega]$$

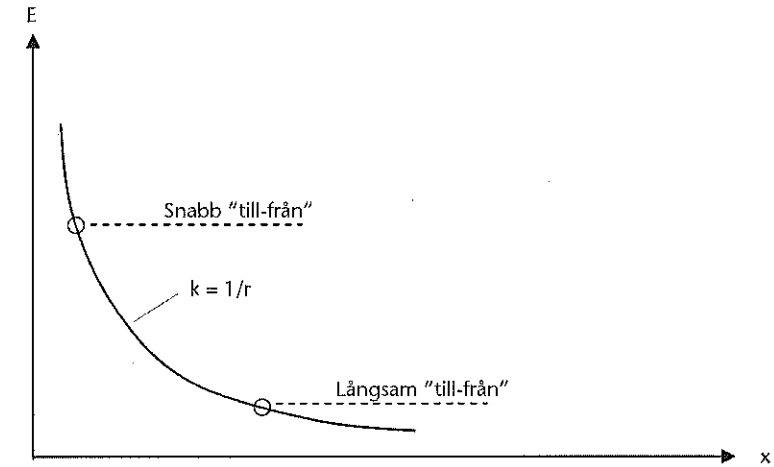
Elektromagnetisk våg

Uppkomst

Låt oss titta på ett statiskt E-fält. Detta har en storlek som (för vakuum) kan beräknas till

$$\vec{E} = \frac{V}{r} \left[\frac{\text{V}}{\text{m}} \right] \quad (4.9)$$

Här är V = elektrisk potential = $Q/4\pi\epsilon_0 r^2$ [V] (här är Q = laddning [As], ϵ_0 = dielektricitetskonstanten för vakuum [As/Vm], r = avståndet till den elektriska potentialen [m]).

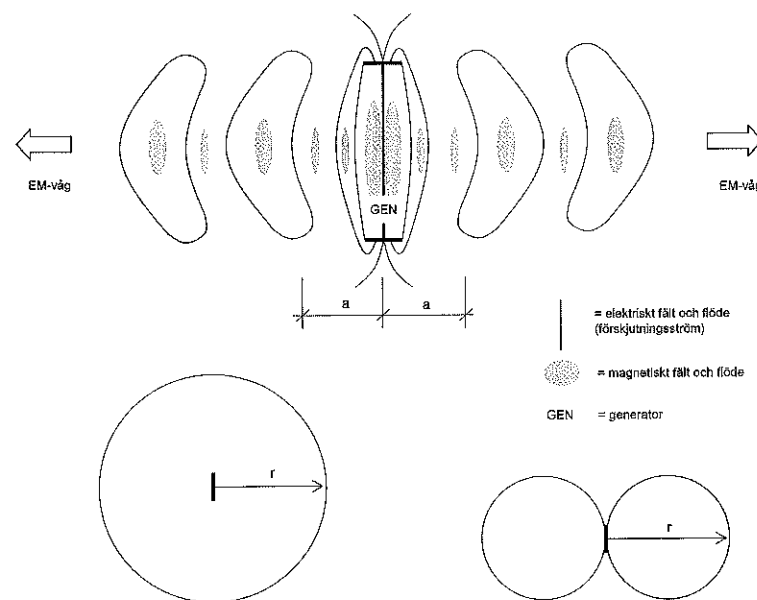


Figur 4.9 Hur den statiska elektriska fältstyrkan varierar med avståndet till källan samt den fältstyrka en EM-våg i princip får vid olika "omslagsfrekvens" hos källan. Se vidare texten.

Vi kan alltså konstatera att fältstyrkan avtar med avståndet till källan som $1/r$. Vi betraktar den elektriska kretsen i fig. 4.10. Den består av en ledare försedd med en generator. I vardera änden av ledaren finns två plattor. Plattorna kan liknas vid en kondensator där avståndet mellan beläggen är mycket stort. E-fältet blir till följd av detta mycket uttänjt.

När generatoren är igång går en ledningsström genom generatoren och ledaren samt en förskjutningsström i mediet utanför ledaren/generatoren/plattorna. Hur E-fältet ser ut framgår av figuren. Fältet utbreder sig med hastigheten c i rummet. Låt oss anta att generatoren fungerar så att den slår till och från. Generatoren är från början i "till"-läge. Vid en viss tidpunkt övergår generatoren till "från"-läge. Den fältlinje som i detta ögonblick håller på att utvecklas kan då inte upphöra att ingå i en slutna bana. Detta skulle strida mot Maxwell I. Den bildar i stället en egen bana. I samma bana bildas en förskjutningsström. Eftersom strömbanan per definition undergår en intensitetsförändring bildas ett magnetfält (Maxwell II), vilket också varierar i tiden, varvid en ny bana av förskjutningsström bildas osv. Vi har fått en *elektromagnetisk våg*. Ju längre tidsmellanrummen är mellan "till" och "från", desto svagare blir EM-vågen, eftersom E-fältet blir allt svagare ju längre bort från källan det kommer.

Om tidsvariationerna hos generatoren följer en sinusfunktion kan man visa att fältet övergår i strålning, dvs. bildar slutna banor, fr.o.m. avstån-



Figur 4.10 Överst: Hur man brukar illustrera uppkomsten av EM-vågor. Avståndet a i figuren motsvarar $\approx \lambda/6$ när generatorspänningen varierar sinusformigt. Underst: Exempel på strålningsgeometri hos antenner. T.v: Fältstyrkan avtar som $1/r^2$. T.h: Fältstyrkan avtar som $1/r$.

det $\approx \lambda/6$. Ju kortare sträcka $\lambda/6$ representerar, dvs. ju högre frekvensen är, desto starkare blir strålningen.

Exempel:

I en krets av samma typ som i fig. 4.10 svänger generatoren i ett fall med frekvensen 50 kHz. Detta ger $\lambda/6 = 6000/6 = 1000$ [m]. Vi tänker oss att fältstyrkan i detta fall avtar som $1/r$. Alldeles intill kretsen är fältstyrkan 1 [V/m]. Fältstyrkan på avståndet 1000 m därifrån blir då $1 \cdot (1/1000) = 1.00$ [mV/m].

I ett annat fall är frekvensen 10 MHz. Detta ger $\lambda/6 = 30/6 = 5$ [m]. Med samma initiala fältstyrka som ovan får man $1 \cdot (1/5) = 200$ [mV/m]. EM-vågen blir alltså 200 ggr starkare i detta fall. (Exemplet är förenklat. Se vidare under Appendix.).

Radioutsändning vid 10 MHz är alltså mycket effektivare än vid 50 kHz. Detta gäller fri rymd.

I praktiken blir vågutbredningen ofta som i fig. 4.10, underst. Figuren visar ett par geometrier för EM-vågor utbredning. Man håller fältstyrkan konstant men varierar vinkeln mot den utstrålande kroppen.

Hos en typ av utstrålande element, kallade *dipoler* (se forts.), kan man visa att strålningens fältstyrka avtar med 6 dB per fördubbling av avståndet till källan, eller som $1/r$, där r = avståndet. Andra element kan vara rundstrålande. I dessa fall avtar fältstyrkan som $1/r^2$ eller med 12 dB per fördubbling av avståndet till källan. Detta gäller det s.k. fjärrfältet. Här undergår en *plan* våg i princip ingen försvagning.

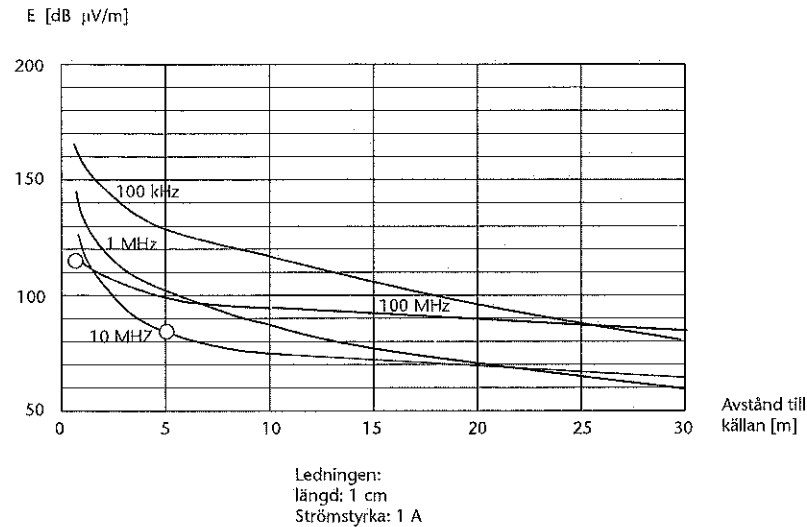
I praktiken avtar fältstyrkan vid riktigt höga frekvenser kraftigt på grund av absorption i luften mm. Skälet till att man ofta ändå väljer dessa höga frekvenser för överföring av signaler har med erforderlig bandbredd, eller kanalbredd, hos signalen att göra. Denna blir procentuellt mindre ju högre bär vågens frekvens är.

Beräkningar av fältstyrkor

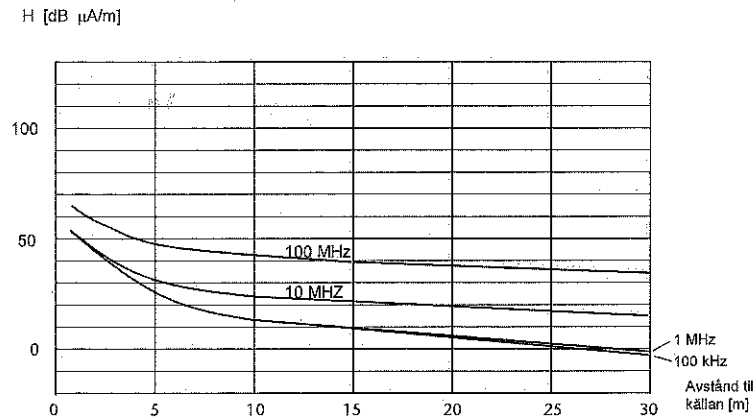
Det elektriska fältet

Att mera exakt beräkna fältstyrkor – liksom av EM-fält inducerad spänning i ledare – är tämligen komplicerat. Sådana beräkningar är emellertid av stort intresse vid många tillämpningar inom elektrotekniken. Diagrammet i fig. 4.11 är baserat på uppgifter från källa (ref. 3). Här har man med hjälp av Maxwells ekvationer och Schelkunoffs fältekvationer beräknat E-fältet från en ledare med 1 cm längd i vilka strömstyrkan är 1 A. Diagrammet är intressant. Man kan t.ex. se antydning till ett knä där fältet övergår i strålning.

En sak som möjligen förvånar, är att fältstyrkan intill ledaren *sjunker med frekvensen*. Närmare bestämt med 6 dB/oktav. Här måste man emellertid komma ihåg att förhållandet mellan E och D är linjärt. D föreligger i form av sin tidsderivata eller förskjutningsströmmen ($\delta D/\delta t$) vilken naturligtvis ökar med frekvensen. Eftersom ledningsströmmen är konstant men övergår i förskjutningsström utanför ledaren måste alltså fältstyrkan sjunka med frekvensen för att förskjutningsströmmen skall bli konstant.



Figur 4.11 Den elektriska fältstyrkan som funktion av avståndet till källan vid olika frekvenser. Diagrammet är framräknat med hjälp av Maxwells och Schelkunoffs ekvationer. Man kan här rätt tydligt se när fältet övergår i strålning (cirkelarna). Detta avstånd stämmer hyggligt med avståndet $\lambda/6$.



Figur 4.12 Den magnetiska fältstyrkan som funktion av avståndet till källan. I övrigt som fig. 4.11. Se vidare texten.

Det magnetiska fältet

Den magnetiska fältvektorn från en oändligt lång strömförande ledare är

$$H = \frac{I}{2\pi r} \left[\frac{A}{m} \right] \quad (4.10)$$

där I = strömmen genom ledare [A] och r = avståndet till ledaren [m].

Diagrammet i fig. 4.12 visar H-fältet som funktion av avståndet till källan och är liksom 4.11 gjort med uppgifter från källa (ref. 3). Enligt ekv. (4.10) är magnetfältet proportionellt mot strömmen genom ledaren. Detta förhållande avspeglas också väl i fig. 4.12 utom vid högre frekvenser. Varför? Ja, avvikelser i diagrammet torde bero på den tidigare omtalade mot-emk:en (Maxwell II). För dess verkan kompenserar till en början generatoren, som alltså i det här fallet håller konstant ström. Vid en viss frekvens är den av mot-emk:en producerade strömmen mer än dubbelt så stor som den av generatoren producerade (generatoren går nu mycket tyngre än vid lägre frekvenser), varav följer att strömmens belopp blir större liksom H-fältet. (Räkningarna tar antagligen inte hänsyn till tecknet hos strömmen).

Vågimpedans, reflexion

Hos en EM-våg råder ett visst förhållande mellan E- och H-fältens storlek. Kvoten mellan dessa storheter kallas för vågimpedans och har enheten [Ω]. Man kan visa att vågimpedansen för vakuum betecknad med Z_0 har värdet

$$Z_0 = \frac{\vec{E}}{\vec{H}} \left[\frac{V \cdot m}{A} \right] = \Omega \quad \text{eller} \quad Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \left[\frac{\sqrt{Vs \cdot Vm}}{Am \cdot As} \right] = \Omega \quad (4.11)$$

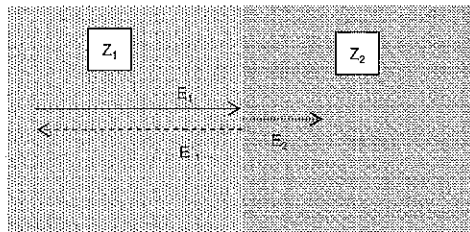
Detta kan räknas ut till 376.7 [Ω]. För oledande medier är vågimpedansen generellt

$$Z_{vis} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} [\Omega] \quad (4.12)$$

När en EM-våg fortskrider i ett ledande medium (både magnetiska flöden och förskjutningsströmmen antar vissa värden även i ledande material) förändras förhållandena och själva ledningsströmmen måste medräknas. Man har då funnit att vågimpedansen för ett ledande medium blir

$$Z_{vle} = \sqrt{\frac{j\omega \cdot \mu}{\gamma + j\omega\epsilon}} [\Omega] \quad (4.13)$$

Av ekv. (4.13) kan man se att $Z_{vle} \rightarrow 0$ när konduktansen i materialet $\rightarrow \infty$, dvs. när materialet närmar sig den perfekta ledaren. Fig. 4.13. föreställer en volym bestående av två material med respektive vågimpedanser Z_1



Figur 4.13 Vad som händer med en EM-våg vid övergången mellan olika medier.

och Z_2 . E_1 = infallande våg, = reflekterad våg, E_2 = inträngande våg. Man kan visa att

$$E_1' = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \cdot E_1 \quad \text{och} \quad E_2 = \frac{2 \cdot Z_2}{Z_2 + Z_1} \cdot E_1$$

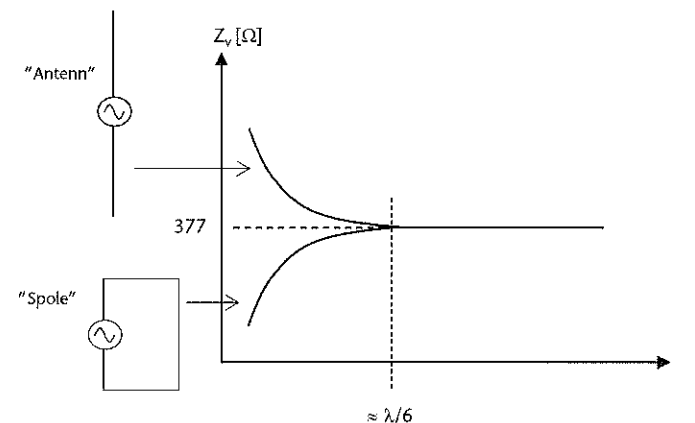
[ϵ_r] [η]

Bråket i första uttrycket kallas för *reflexionsfaktor* och betecknas med ϵ_r (jämför med ledningar), medan bråket i andra uttrycket kallas för *transmissionsfaktor* och betecknas med η . Av uttrycket ovan ser man att när $Z_2 \rightarrow 0$ (= perfekt ledande material) så går $\epsilon_r \rightarrow -1$. Av detta följer att $E_1' = -E_1$, dvs. *totalreflexion* inträffar. $E_2 = 0$ när $Z_2 = 0$. Alltså sker teoretiskt ingen absorption i materialet.

I praktiken är EM-energins utveckling inte bara beroende av Z_1 och Z_2 utan också av frekvensen. Med minskad frekvens ökar vågens *inträngningsdjup*. Minskad ledningsförmåga ger också ökad inträngning i materialet.

Inträngningsdjupet uppgår till ett speciellt värde för varje material och frekvens. Inträngningen sker i "skikt". För varje "inträngning" eller "skikt" fortplantas en del av vågen inåt i materialet. En viss *absorption* sker vid varje inträngning. Absorptionen ökar med frekvensen. Vid låga frekvenser föreligger dock nära nog totalreflexion för goda ledare.

Oavsett hur det element som skapar EM-vågen ser ut kommer själva vågen att på ett lagbundet sätt vara uppbyggd av E- och H-fält samt ha den vågimpedans som framgår av ekv. (4.11). Detta gäller emellertid inte *närmast* våggivaren. "Närmast" är avståndet $\lambda/6$, vilket vid låga frekvenser kan vara en avsevärd sträcka. Vid frekvensen 20 kHz är detta avstånd $3 \cdot 10^8 / 20 \cdot 10^3 \cdot 6 = 2500$ [m]. Vid 500 MHz är den däremot endast $3 \cdot 10^8 / 5 \cdot 10^8 \cdot 6 = 0.1$ [m].



Figur 4.14 Vågimpedansen som funktion av avståndet till källan. Övre kurvan visar en våggivare som är mycket öppen, dvs. ger ett utbrett E-fält. Detta sker på bekostnad av strömmen i kretsen vilken blir låg. Undre kurvan visar en våggivare där strömmen är stor. Detta sker på bekostnad av E-fältets storlek. "Slingan" bör ha stort avstånd mellan ledarna om man vill att H-fältet skall få maximal utbredning.

Vågimpedansen i förhållande till fälttyp och typ av våggivare

Hos ett våggivande element som har både ett tämligen starkt E-fält och H-fält blir vågimpedansen även nära elementet ungefär Z_0 . Vid vissa andra former hos våggivaren överväger antingen E- eller H-fältet i närområdet. Om E-fältet överväger blir vågimpedansen intill våggivaren hög varefter den sjunker successivt mot Z_0 , vilket värde uppnås vid $\approx \lambda/6$. Om H-fältet överväger blir vågimpedansen låg intill våggivaren samt stiger successivt mot Z_0 fram mot $\lambda/6$ -punkten. Se fig. 4.14.

Skälet till att vågimpedansen utvecklas så som beskrivits ovan är den komplicerade fältutvecklingen i våggivarens närområde, beskriven av Maxwells ekvationer (se Appendix). Magnetiska och elektriska flöden måste alltid bilda slutna banor, men fria banor utvecklas inte abrupt med full styrka som i den enkla pedagogiska modellen i inledningen utan gradvis. Man kan därför vid en givare med E-fältdominans tänka sig en successivt tilltagande storlek på förskjutningsströmmen med åtföljande sänkning av kvoten E/H fram mot $\lambda/6$ -punkten. På motsvarande sätt kan man tänka sig E-fältutvecklingen i det fall där H-fältet initialt är starkt med ett avtagande hos ström och H-fält och ett tilltagande hos E-fältet fram mot $\lambda/6$ -punkten.

Vilka våggivare ger då E- respektive H-dominans i närområdet? Jo, hos en våggivare som är "avbruten" är E-fältet starkt i förhållande till H-fältet och strömmen svag (man har i princip en avklippt trådbit). Hos en "sluten" våggivare är ofta H-fältet starkt och strömmen stark (man har i princip en spole). Se fig. 4.14.

Vad har detta för praktisk betydelse vid avstörningsarbete? Ja, en hel del, eftersom de anordningar man använder för att förhindra spridning av fält ofta placeras i fält-/våggivarnas närområde. Effektiviteten hos dessa anordningar är direkt avhängig typen av fält. Det man framför allt har att ta ställning till är den reflexion som omtalas ovan.

Förhållandet mellan våggivarens *kretsimpedans* och vågimpedansen har tidigare berörts något i och med att en redogörelse har lämnats av fenomenet *strålningsresistans*. Detta tas i fortsättningen upp ytterligare vid beskrivningen av en vanlig antenn.

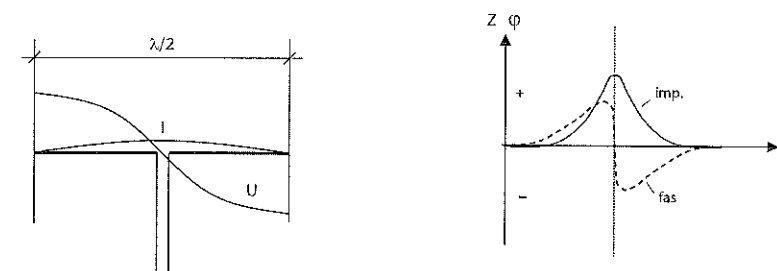
Transmission

Som vi sett är det inte alldeles lätt att överföra EM-energi med ledningar, i synnerhet inte över längre avstånd. Av tidigare anförda och av andra skäl väljer man därför ofta, när det gäller kommunikation, att överföra EM-energi med elektromagnetiska vågor. Ur verkningsgradsynpunkt (och andra synpunkter) väljer man då relativt hög eller hög frekvens vid överföringen.

När man vill åstadkomma en EM-våg måste man använda speciell apparatur för detta. Även för mottagningen. Apparaterna är förstås *sändare* och *mottagare*.

En av sändarens mest vitala delar är (*sändar*)*antenn*. Vi skall kortfattat beskriva ett exempel på en antenn och hur den fungerar. Funktionen hos själva sändargeneratoren tas inte upp här. Den beskrivna antenntypen är en *dipolantenn* av halvvågsutförande.

För att få ut största möjliga effekt från generatoren är antennens rent *krets-tekniska* impedans av stor betydelse. Denna antenn uppför sig alltså som en öppen ledning där totalreflexion föreligger. Detta är en form av "geometrisk" resonans. Genom denna "resonans" eller *stående våg* når man höga spänningvärden över elementet (och i princip också höga strömvärden), fig. 4.15, tv. Förutsättningen är att man arbetar med en (någorlunda) ren sinusfunktion, vilket vanligen är fallet vid utsändning av en EM-våg. "Ledningens" form är, som tidigare påpekats, vald för att så stor del, som möj-



Figur 4.15 T.v: Spännings- och strömfördelning hos en halvvågsantenn. T.h: Impedans och fas.

ligt av det totala fältet (E-fältet i det här fallet) skall kunna bilda slutna banor så att man därmed får så stark utstrålning som möjligt. (Vill man ha så starkt H-fält som möjligt bör man konstruera fältgivaren som en "spole". Potentialskillnaderna mellan olika punkter hos denna blir små och därmed E-fältet svagt, men H-fältet blir alltså starkt).

Man är givetvis intresserad av utsändningens räckvidd. Denna beror enkelt uttryckt på: i antennelementets inmatad effekt, antennelementets verkningsgrad samt utstrålningsgeometrin. Känner man vilken fältstyrka mottagaren kräver samt hur fältstyrkan från en viss typ av antenn avtar i rummet kan erforderlig fältstyrka *invid* antennen beräknas. Effekten hos detta fält (och andra fält) per m² fås sedan ur

$$P_s = E \cdot H \text{ [W/m}^2\text{]} \quad (4.14)$$

Effektutvecklingen i *antennelementet* är givetvis av största intresse. Med nedanstående uttryck kan man bestämma vilken effekt som utvecklas i antennelementet hos en dipolantenn

$$P_{\text{ant}} = (R_w + R_s) I^2 \text{ [W]} \quad (4.15)$$

Där R_s = strålningsresistansen [Ω], R_w = ledningsresistansen [Ω] samt I = strömstyrkan i antennelementet [A]. Om man för enkelhetens skull försummar ledningsresistansen (vilket man egentligen inte kan, i synnerhet inte vid höga frekvenser) får man

$$P_{\text{ant}} \approx R_s \cdot I^2 \text{ [W]}$$

Man kan visa att vågimpedansen från en dipolantenn blir

$$Z_{\text{v-dipol}} = \frac{E}{H} \cdot 120\pi \text{ [\Omega]} \quad (4.16)$$

Detta får betydelse för R_s som för en dipolantenn kan skrivas

$$R_s = 80 \cdot \pi^2 \left(\frac{s \cdot f}{c} \right)^2 [\Omega] \quad (4.17)$$

Här är s = antennlängden [m], f = frekvensen [1/s], c = vågens fortplantningshastighet [m/s]. Konstanten som föregår bråket har dimensionen [Ω]. Uttrycket utsäger att strålningsresistansen R_s ökar kvadratisk med frekvensen och antennlängden.

Den i fortsättningen beskrivna dipolantennen uppför sig under reflexionsförloppet som om induktanser och kapacitanser fanns i den. Därmed får man anledning att tala om antennens (reflexions)impedans. Impedans och fas som funktion av frekvensen framgår av fig. 4.15, th. Vid låga frekvenser är antennen "induktiv", vid höga frekvenser är den "kapacitiv". (I analogi med den elektriska impedansen hos t.ex. en dynamisk högtalares talspole).

Vid faskurvans nollgenomgång är antennen resistiv (fasläge 0°). Här är impedansen maximal. Impedansen kan för en dipol räknas ut till 73.1 [Ω]. Denna (reella) impedans inträffar när $f = 1/(1 \cdot \lambda/2)$ och när $f = 1/(1/3 \cdot \lambda/2)$ och $f = 1/(1/5 \cdot \lambda/2)$ osv. R_s blir konstant eftersom antennlängden s vid "avstämd" antenn minskar i samma mån som f ökar i uttrycket $(s \cdot f/c)^2$ i ekv. (4.17) ovan.

Mottagarantennerna fungerar på ungefär samma sätt som sändarantennerna. De fullständiga teorierna för antenner är komplicerade och faller utanför ramen för denna bok. Intresserade hänvisas till speciallitteratur. (Ett exempel på ekvation för beräkning av generering i ledare från EM-fält visas i Appendix).

Styrd EM-våg

Vågledarens konstruktion och impedans

Vid överföring av frekvenser över c:a 0.5 GHz ($\lambda = 60$ cm) blir dämpningen i ledningar stor även vid måttliga överföringsavstånd (från någon m och uppåt). Måste man överföra stora effekter får man därmed problem i form av effektförluster och uppvärmning.

Detta driftfall föreligger i radarsändarna (se sid. 82) där man ofta har att hantera mycket höga pulseffekter. Här måste man alltså använda något annat än ledningar. Något som ger mindre förluster.

Det överföringselement man därvid använder är *vågledare*, vilka är en slags styrskenor för EM-vågor. Figur 4.16. visar schematiskt hur vågledare kan användas för överföring av cm-vågor i anläggningar. Hur stor denna överförings totala dämpning blir mellan generator och belastning avgörs inte bara av vågledarens konstruktion utan också av konstruktionen hos de don som är kopplade till vågledaren, "antennen" (i vågledaren) och belastningen (avslutningen).

Fig. 4.17 visar principen för en vågledares funktion. Anordningen består (oftast) av ett fyrkantigt metallrör. I en viss punkt i röret bildas en elektrisk "krets" tvärs röret. En del av röret kan sägas utgöra ett ledningsliknande parti. Elenergin går här åt två håll i "ledningarna" vars ändar är *kortslutna*. Om avståndet tvärs röret är $\lambda/2$ inträffar totalreflexion, och om förlusterna är små får man en kraftig *stående våg*. (I analogi med halvståndsantennens krets).

Både E-flöde ($\delta D/\delta t$) och ledningsström medverkar vid energiutbytet i "kretsen" på så sätt att en ledningsström utbildas vid "ledningarnas" ändar, dvs. i huvudsak på insidan av rörets gavelsidor, och en förskjutningsström i mitten av röret, fig. 4.17. Strömmen framkallar ett starkt magnetfält.

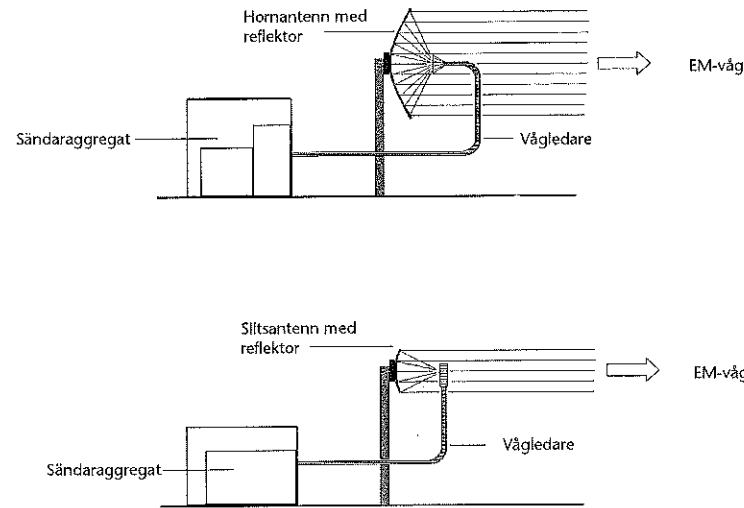
Om kretsen varit en tråd hade magnetfältet utvecklats mer eller mindre fritt i rummet. Nu förhindras detta av själva röret som är högkonduktivt.

Den höga konduktansen gör att fältens inträngning (se sid. 74) i materialet blir liten och att förlusterna därmed blir små. Ofta förgyller man av detta skäl vågledarens insida. Flödeslinjernas utseende framgår av fig. 4.17.

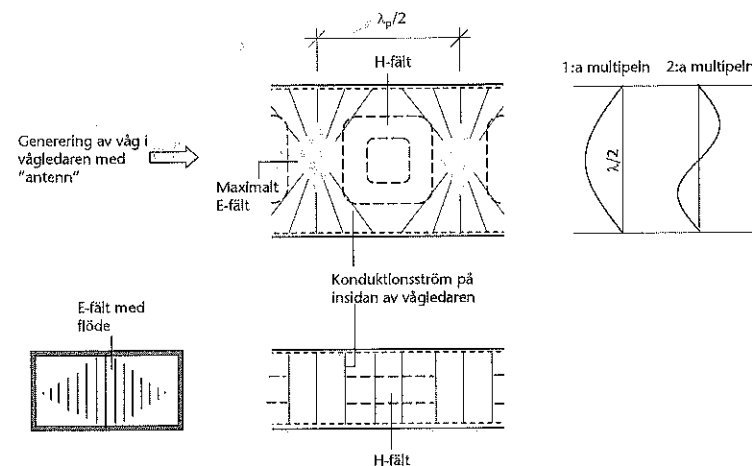
Genereringen sker med ett antennliknande element vilket införs i röret. (En direkt konduktiv anslutning skulle troligen ge en olämplig fältbild i röret). Det fältmönster som exemplets vågledare innehåller kallas för TE 10-mod. T står för transversell och syftar på att den stående elektriska vågen utbreder sig *tvärs* EM-vågens fortplantningsriktning. E står för E-flöde, 1 står för första "resonansfrekvensen". Vågimpedansen i vågledaren är

$$Z_{\text{vågled}} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^2}} [\Omega] \quad (4.18)$$

Här är μ = permeabiliteten [Vs/Am], ϵ = dielektricitetskonstanten [As/Vm], λ = våglängden [m] och $\lambda_0 = 2a/m$, där a = vågledarens längsta sida och m = gränsvåglängden [m], dvs. våglängden för lägsta "resonansfrekvensen".



Figur 4.16 Exempel på hur man principiellt kan utnyttja vågledare.



Figur 4.17 Vågledare som arbetar i TE 10 -mod.

Transmission

Dämpningen som funktion av avståndet till generatoren beskrivs för ledningar av ekv. (4.4) och (4.6). Dämpningsfaktorn α av ekv. (4.5).

För fria EM-vågor är hela transmissionskedjans dämpning svårberäknad för att inte säga svåröverskådlig, eftersom man här har att ta hänsyn även till dämpningen i såväl sändare som mottagare. Exempel på hur vågens fältstyrka avtar med avståndet till källan framgår av fig. 4.11 och 4.12.

Hos den styrda EM-vågen kan dämpningskonstanten α skrivas

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\left(\frac{\lambda}{\lambda_p}\right)^2 - 1} \cdot 8.7 \text{ [dB/m]} \quad (4.19)$$

Här är λ = våglängden [m], λ_p = våglängden i vågledaren [m]. λ_p kan beräknas med $\lambda_p = v_p/f$, där v_p = fashastigheten, dvs. utbredningshastigheten hos vågen i vågledaren [m/s] och f = frekvensen [1/s]. Se fig. 4.17.

Biografi

En av de verkliga pionjerna på radioteknikens område var den snillrike fysikern och uppfinnaren, amerikanen *Guiglelmo Marconi* (1874–1937). Inspirerad av tysken Heinrich Hertz beslöt han sig för att försöka överföra information med hjälp av elektromagnetiska vågor. 1895 konstruerade han en utrustning för trådlös telegrafi.

Ett stort problem som han (och andra) vid denna tid hade att övervinna var hur man skulle kunna alstra tillräckligt högfrekventa strömmar i en antennkrets. Man hade ju inga HF-generatorer; först ett par decennier senare kom de första elektronrören. Marconi löste problemet genom att bryta strömmen i en krets där en induktans ingår. Vid själva brytningen uppstår då under en kort tid högfrekventa svängningar (se sid. 119). Denna "brytström" överförde han sedan induktivt till en antennkrets. För att få kontinuitet hos vågen lät han en ringklocka utföra brytarbetet. Modulationssättet var enkelt: till och från. För att denna till- och från-kod skulle få mening utnyttjade man morsealfabetet (efter Samuel Morse (1791–1872) uppfinnaren av den elektromagnetiska telegrafen). Räckvidden för denna första sändare uppges ha varit omkring 2 km. Ganska snart därefter torde man ha utnyttjat filter i såväl sändare som mottagare för att särskilja olika sändare.

Gnistbildningen i apparaturen gav de första radiotelegrafisterna smeknamnet "gnisten". Ännu på 1980-talet hade Televerket en logotyp där just stiliserade gnistor var en väsentlig del.

På mottagarsidan utnyttjade man de redan då utvecklade och känsliga magnetiska hörfonerna i vilka de svaga pulserna kunde registreras. Marconi fick nobelpriset i fysik 1909.

Kort om positionsbestämning med hjälp av EM-vågor

Passiv positionsbestämning

Radar

Man kan med hjälp av EM-vågor passivt bestämma t.ex. ett föremåls position i en viss riktning (om föremålet finns där) och inom en viss vald vertikal sektor. Systemet heter *radar* (radio detection and ranging) och fungerar schematiskt som följer:

Man utnyttjar det förhållandet att en EM-våg reflekteras när den möter ett annat medium. Vid hög frekvens och långt avstånd blir reflexionen av vågens H-komponent god, särskilt när vågen träffar föremål med god elektrisk ledningsförmåga. För att anordningen skall fungera väl och ge stor mätnoggrannhet måste vågutbredningen vara koncentrerad.

En tillräckligt smal vågutbredning (lob) kan endast åstadkommas vid hög frekvens. Av detta skäl använder man i radarutrustningar korta våglängder (mikrovåg: dm- och cm-vågor). Vidare måste, på grund av EM-vågornas absorption i luften mm., den utgående fältstyrkan vara hög. Just av detta skäl måste ofta överföringen mellan sändaraggregat och antenn (t.ex.) ske med så små förluster som möjligt. Vågledare kan möta detta krav.

Anordningen är konstruerad så att den skickar ut pulser. I pulsmellanrummen tas ekot emot. Den tid det tar för ekot att komma tillbaka kan man sedan räkna om till sträcka. Man kan sedan visa det reflekterande föremålet på ex.-vis ett oscilloskop försett med en avståndsgraderad axel. I och med detta vet man positionen för det föremål som gav ekot, eftersom man också vet i vilken riktning vågen sändes ut.

Genom att vrida antennen runt sin (vertikala) axel och synkronisera denna rörelse med en motsvarande vridning av katodstrålen i oscilloskopet, kan man få nära nog en "kartbild" av de föremål vilka ger eko inom den avsökt omkretsen. Detta tack vare att oscilloskop-skärmen, PPI:n (plan polar indicator) har en viss efterlysning. Så kunde presentationen av radarbilder se ut för c:a 20 år sedan. I dag databehandlar man informationen och presenterar den snyggt på en monitorskärm.

Aktiv positionsbestämning

Decca-systemet

Om man vill veta sin egen position kan man med hjälp av en riktningskänslig mottagare avgöra i vilken riktning en sändare befinner sig. Om man vet var två (eller ännu hellre tre eller flera) sändare är placerade är det möjligt att på en karta eller sjökort rita in linjer med den riktning som signalerna togs emot i. Där linjerna korsar varandra har man sin position.

Detta är principen för positionsbestämningssystemet DECCA navigator, ett system som är gammalt och knappast används längre.

GPS

Med hjälp av en sändar-/mottagarförsedd satellit vilken befinner sig i en fixerad position i förhållande till Jorden kan man med viss teknik avgöra i vilken riktning (i både x- och y-led) en sändare på jorden befinner sig. Man kan med denna typ av utrustning oftast med stor noggrannhet bestämma sändarens position.

Anordningen som går under benämningen: global position system, förkortat GPS, arbetar med hög frekvens vilket tillsammans med digitalteknik gör det möjligt att liksom hos mobiltelefonen ge varje sändare en specifik identitet (kanal). Satellitens utrustning sänder i tidsmellanrummen mellan den markplacerade sändarens utsändningsavsnitt tillbaka sin information. Resultatet kan sedan presenteras på display eller på en inprogrammerad karta.