

Antennens udstrålingsmodstand – hvad er det for en størrelse?

Det faktum, at lyset har en endelig hastighed er en forudsætning for at en antenne udstråler, og at den har en ohmsk udstrålingsmodstand.

Den effekt som en sender afleverer ønsker vi, at en så stor del som muligt bliver omsat til udstrålet effekt fra antennen. Rent praktisk gøres dette ved at måle standbølgeforholdet, bringe det ned på et så lavt niveau som muligt. Herved sikres, at der bliver effekttilpasning imellem sender og antennens reelle ohmske udstrålingsmodstand.

I næsten alle bøger om antenner kan man finde oplysninger om hvad udstrålingsmodstanden er for en given antenntype. Således er det almindelig kendt, at udstrålingsmodstanden for en halvbølge dipol ophængt langt over jorden er 73 ohm. Men strålingsmodstand, hvad er det egentlig for en størrelse?

Det er en ohmsk modstand. En belastning, som vores sender kan føle. Naturen af denne reelle modstand er speciel. Strålingsmodstand er helt ”usynlig”, og kan på ingen måde relateres til fysiske modstande eller modstandsbelastninger, som vi kender i andre elektroniske sammenhænge. Det er en af naturens mærkeligste fænomener, der ligger til grund for denne.

Strålingsmodstand kan naturligvis beregnes. Udgangspunktet er Maxwell’ berømte 4 ligninger med tilhørende meget tungt matematik.

Grundideen i beregning af strålingsmodstanden er følgende. Lad mig som eksempel bruge en almindelig halvbølge dipol antenne.

Med ”den tunge matematik”, og en tilfældig valgt strøm i fødepunktet f.eks. $I_{\text{ant}} = 1 \text{ [A]}$ beregnes E- og H-feltet i fjernfeltet, dvs. i få bølgelængders afstand fra antennen. Heraf kan man beregne effektudstrålingen i en valgt retning. Forestiller vi os nu, at vi lægger en fiktiv kugle rundt om antennen i fjernfeltet kan man opsummere den effekt, der passerer kuglen, og dermed beregne den totale effektudstråling. For en halvbølge dipol er denne effekt $P_{\text{ant}} = 73 \text{ [watt]}$. En effekt, som strømmen I_{ant} , har skabt. Med den kendte effektligning $P_{\text{ant}} = I_{\text{ant}}^2 R_{\text{ant}}$ finder vi nu antennens udstrålingsmodstand til 73 ohm.

Ovennævnte eksempel, er den klassiske måde til beregning af udstrålingsmodstanden uafhængig af antenntype. Metoden er en noget indirekte fremgangsmåde, som ikke giver nogen direkte fornemmelse af, hvad det er, der skaber denne mærkelige modstand. Selv når man dykker dybere ned i matematikken udebliver denne forståelse.

Intentionen med denne artikel er at give en fysik fornemmelse for, hvad der skaber denne udstrålingsmodstand. Vores sender ”føler” denne modstand, for det er jo denne modstand, som senderen afleverer sin effekt til. Der må derfor ske noget i selve antennen eller i dens meget nære omgivelse. Det må være noget der reflekteres tilbage, som vores sender føler som en belastning. Men hvad er det?

I det følgende vil jeg nu undersøge en loop-antenne lidt nærmere. Ikke fordi loop-antennen er den mest kendte og anvendte antenntype, men fordi den er ret simpel, og uden brug af matematik kan anskueliggøre hvad det er, der skaber den ohmske udstråling modstand.

Et nærmere studie af Loop-antennen

Figur 1 viser en kvadratisk 1x1 meter loop antenne. En loopantennes indgangsimpedans $Z_{in} = R + j\omega L$ er karakteriseret ved at have en meget lille ohmsk andel.

Den ohmske andel $R[\Omega]$ består af loop antennes udstrålings modstand $R_{loop-ant} [\Omega]$ plus tab fra henholdsvis antenneråden samt påvirkningerne fra omgivelserne. Da formålet med dette skrift er at belyse fysikken bag udstrålingsmodstanden, vil jeg i det følgende antage, at den tråd, som former loopen er helt uden tab, samt at loop antennen befinder sig langt fra alt, der kunne påvirke den, således at den ohmske del kun består af udstrålingsmodstanden.

At en loop har en selvinduktion $L[\mu H]$ synes indlysende. Det er jo bare en ”stor spole” bestående af en enkelt vinding. Udstrålingsmodstanden $R_{loop-ant}$, derimod er noget mere vanskelig at forholde sig til.

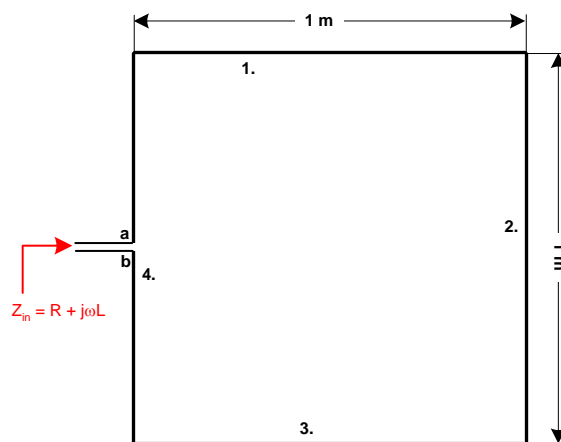


Fig. 1

Generel for en loop-antenne gælder det, at dens udstrålingsmodstand er meget lille. Ofte kun brøkdele af 1 ohm. Øges loop areal vil denne modstand også stige. Antennen på figuren har et loop areal på kun 1 $[m^2]$.

For at få en lidt dybere forståelse af loop antennen vil jeg først prøve at reducere loop arealet (figur 2).

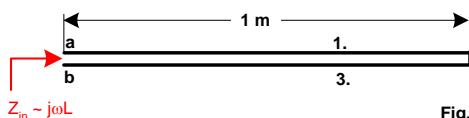


Fig. 2

Loop arealet er her gjort meget mindre ved at reducere længden af siderne mærket 2. og 4. til en meget lille størrelse. Siderne mærket 1. og 3. er stadigvæk 1 meter lange, men ligger nu meget tæt op ad hinanden. Det reducerede loop areal resulter i, at loopen næsten er ophørt med at virke som en antenne, med det resultat at indgangsimpedansen nu næsten kun bliver en ren selvinduktion.

Figur 3. viser ækvivalent diagrammet for den smalle loop i figur 2. Her vil jeg prøve at bestemme indgangsimpedansen for denne loop.

Spolerne L_1 og L_3 ækvivalerer selvinduktionerne for loop siderne 1. og 3. Med en længde på 1 meter får disse selvinduktioner en værdi på ca. 1 μH .

Lader jeg nu en ekstern generator drive en strøm I igennem de to selvinduktioner, vil der over de to spoler dannes et spændingsfald på henholdsvis V_{L1} og V_{L3} . Disse to spændingsfald kan simpel beregnes som henholdsvis: $V_{L1} = I \cdot \omega L_1$ og $V_{L3} = I \cdot \omega L_3$.

Da jeg har forudsat, at der ingen tab er i kredsløbet er de to spændinger induktive og drejet eksakt 90 grader i forhold til strømmen I . Spændingerne er 90 grader foran strømmen.

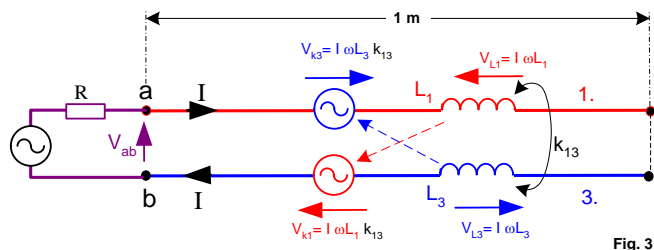


Fig. 3

De to selvinduktioner L_1 og L_3 kobler gensidigt med hinanden. Kobling koefficienten er her kaldet k_{13} . Denne kobling betyder, at det magnetiske felt fra L_1 induceres en spænding over selvinduktionen L_3 . Denne inducerede spænding V_{k1} er på figur 3. vist som en generator i serie med spolen L_3 .

Polariteten af generatoren bliver ifølge induktionsloven den samme som polariteten af spændingsfaldet over den spole, som skabte koblingsfeltet til spolen L_3 , dvs. den samme polaritetsretning som spændingen V_{L1} , og en spænding der som V_{L1} er drejet 90 grader i forhold til strømmen I .

Idet de to spoler L_1 og L_3 er lige store, bliver amplituden af den inducerede spænding V_{k1} lig med spændingsfaldet V_{L1} multipliceret med koblingskoefficienten k_{13} . Koblingskoefficienten k_{13} kan antage værdier imellem nul og 1. Faktoren nærmer sig 1, når de to sider 1. og 3. er tæt på hinanden.

Da der er en gensidig kobling imellem de to spoler, betyder det, at der også i selvinduktionen L_1 induceres en spænding fra magnetfeltet fra L_3 , og som har samme polaritet som V_{L3} . Denne inducerede spænding er her V_{k3} .

Spændingen imellem loop terminalerne a . og b . kan nu simpelt findes ved med fortegn at summere de 4 spændinger: $V_{ab} = V_{L1} + V_{L3} - V_{k1} - V_{k3}$

Figur 4 viser grafisk denne summering i et vektordiagram. Spændingen V_{ab} er drejet 90 grader i forhold til Strømmen I . Den smalle loop er altså en ren selvinduktion.

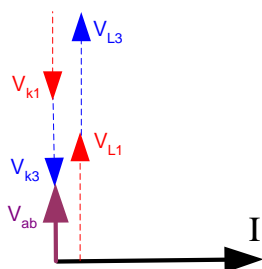
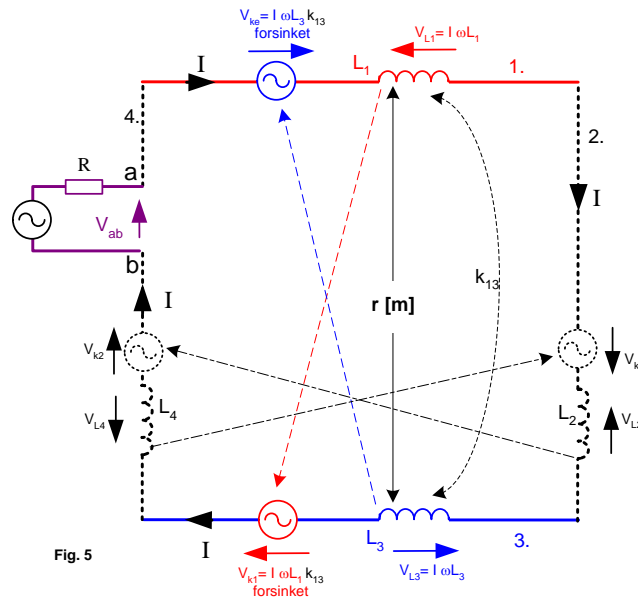


Fig. 4

Loop antenne.

Af det ovenstående fremgår det, at en loop med et meget lille areal er en ren selvinduktion, og derfor ude af stand til at fungere som en antenne. Øges loop arealet får vi en antenne, med tilhørende udstrålingsimpedans $R_{\text{loop-ant}}$. Hvorfor opstår denne reelle modstand, blot fordi loop arealet øges?

Jeg vil nu vende tilbage til loop antennen i figur 1. Ækvivalentdiagrammet for denne antenne er vist på figur 5.



Alle 4 sider i den kvadratiske loop kan ækvivaleres med ens selvinduktion med tilhørende gensidige koblinger. Imellem spoler der står vinkelret på hinanden kan der ikke være nogen induktiv kobling. Dette betyder, at der kun kan være kobling imellem spolerne L_1 og L_3 og tilsvarende imellem spolerne L_2 og L_4 .

Dette, at der er kobling imellem siderne 1. og 3. og imellem siderne 2. og 4., men ikke indbyrdes imellem dem, kan vi drage fordel af, idet vi kun behøver at analysere siderne 1. og 3. Resultatet heraf vil være det samme for siderne 2. og 4.

Da længden af tråden er uændret 1 meter har spolerne L_1 og L_3 også den samme værdi som før, ca. $1 \mu\text{H}$. Strømmen I vil derfor også her skabe de samme spændingsfald $V_{L1} = I \cdot \omega L_1$ og $V_{L3} = I \cdot \omega L_3$ som før, og vil være fasedrejet eksakt 90 grader i forhold til I .

Afstanden imellem de to tråde er blevet større, hvorved koblingskoefficienten k_{13} er blevet mindre. Dette betyder, at de inducerede spændinger V_{k1} og V_{k3} også bliver tilsvarende mindre. Alt dette var det helt forventeligt. Men det at afstanden mellem de to spoler er øget har en anden og måske uventet konsekvens.

Det magnetfeltet som L_1 skaber kan ikke momentant nå frem til spolen L_3 . Det tager en lille tid. Intet kan udbrede sig hurtigere end med lysets hastighed $c = 300.000.000 \text{ [m/sek.]}$.

Er afstanden imellem de to spoler $r = 1 \text{ [m]}$ bliver magnetfeltet forsinket med $\Delta t = r/c = \text{ca. } 3 \text{ [nanosekunder]}$ inden det når frem til spolen L_3 , og her inducer spændingen V_{k1} .

Spændingen V_{k1} er nu ikke længere eksakt drejet 90 grader i forhold til strømmen I , men har fået yderligere en lille ekstra fasedrejning pga. denne tidsforsinkelse. En lille ekstra fasedrejning der

betyder, at den inducerede spænding har en lille spændingsandel der er i fase med strømmen. En ohmsk andel.

Koblingen imellem L_1 og L_3 er gensidigt. Dette betyder, at der også induceres en spænding V_{k3} over selvinduktionen L_1 . En spænding som skabes af et $\Delta t = r/c$ forsinkede magnetfeltet fra L_3 . Den inducerede spænding V_{k3} vil derved også have en lille spændingsandel, der er i fase med strømmen. En ohmsk andel.

Det ovenstående resultat kan direkte overføres til loop siderne 2. og 4. De to inducerede spændinger her V_{k2} og V_{k4} får også en lille ekstra fasedrejning på grund af, at det magnetiske felt er tidsforsinket imellem spolerne L_2 og L_4 .

Lad os nu beregne spænding imellem loop terminalerne a. og b.

De 4 spændingsfald V_{L1} , V_{L2} , V_{L3} og V_{L4} , som strømmer skaber over de 4 spoler er alle ens og drejet eksakt 90 grader i forhold til strømmen I .

Da afstanden imellem de modstående sider i loopen er store (1meter) bliver koblingskoefficienten k lille, hvilket resulterer i, at amplituden af de inducerede spændinger V_{k1} , V_{k2} , V_{k3} og V_{k4} bliver tilsvarende mindre end spændingsfaldet over spolerne. Fasen af de inducerede spændinger er derimod ikke drejet eksakt 90 grader, men har fået en lille ekstra drejning pga. at det tager en lille tid for magnetfeltet at vandre fra den ene spole til den modstående.

Summeres alle spændinger i loopen figur 5 får vi spændingen imellem terminalerne a. og b.

Denne summering er vist grafisk på vektordiagrammet figur 6.

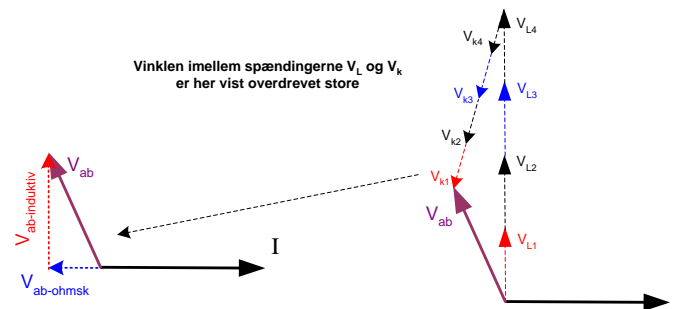


Fig. 6

Ovenstående vektordiagram viser, at terminalspændingen V_{ab} er drejet mere end 90 grader. Denne spænding kan opløses i to komponenter, henholdsvis en vinkelret og en parallel med strømmen I . Den vinkelrette spændingskomponent repræsenterer loop antennens selvinduktion, medens komponenten, der er i modfase til strømmen I , repræsenterer loop antennens ohmske udstrålingsmodstand. En modstand der er opstået, fordi det magnetiske koblingsfelt imellem loopens induktive elementer forsinkes.

(Bemærk: Størrelserne på de vektorer der er vist på figur 6 er indbyrdes ude af proportioner. Den ohmske vektor $V_{ab-ohms}$ vil således i virkeligheden være langt mindre end her angivet.)

En tidsforsinkelse på kun 3 [nano- sek] synes umiddelbart at være så lille, at den burde være negligerbar. Men nej, den lille forsinkelse $\Delta t = r/c$ [sek] er faktisk kimen til at en antenne overhovedet udstråler, og dermed også årsagen til at den får reel indgangs modstand.

Dykker man længere ned i antenne teorien og finder formlerne for udstråling og indgangs impedans, vil man dybt nede i matematikken finde størrelse $\Delta t = r/c$, kaldet "retardation".

Her bør det kraftig pointeres, at ovenstående udredning bestemt ikke kan erstatte en rigtig og fuld dækkende matematisk antenne beregning. Hertil er nærværende fremstilling alt for simpel. En mere omfattende beskrivelse af disse sammenhænge ligger udenfor denne artikels rammer.

Målet med denne artikel har alene været at anskueliggøre den fysik, der ligger til grund for, at en antenne får en indgangs impedans, der har en ohmsk andel, og at dette skyldes det faktum, at lyset har en endelig hastighed, som skaber små forsinkelser omkring antennen.

Lysets hastighed.

Lyset hastighed er ca. 300.000 km/sek. En ufattelig stor hastighed, Det kan være lidt tankevækkende at vide, at dersom lysets hastighed var uendelig, ja så fandtes der ikke noget der hed elektromagnetiske udstråling. For den slags skyld heller ikke noget så almindelig som "lys", der jo også er elektromagnetiske bølger.

Helt fundamentalt skabes elektromagnetisk udstråling ved at elektriske ladninger accelereres. Tænk på en elektrisk ladning som en lille kugle, der har feltlinier strittende symmetrisk ud i alle retninger. Giver jeg nu denne ladning et kortvarigt mekanisk stød, vil det elektriske felt omkring ladningen følge med stødet. På grund af lysets endelige hastighed vil feltet længere borte fra ladningen derimod stadigvæk se ud som om det kom fra det sted hvor ladningen befandt sig før den fik det pludselige stød. Resultatet er at feltlinien fra før og efter stødet får et lille knæk. Et knæk, som bevæger sig udad med lysets hastighed.

Feltet i knækket er delvis tværgående i forhold til feltet direkte fra ladningen, og det kan vises, at det er netop er det knækkede felt, der indeholder den effekt, som skaber den elektromagnetiske udstråling.

Hvis lyset hastighed havde været uendelig ville der ikke være forskel på feltlinierne før og efter stødet, og derfor ingen knæk, og hermed heller ingen udstråling.

At lyset har en endelig hastighed er helt fundamentalt for at kunne skabe elektromagnetisk udstråling.

Betragter vi en senderantenne vil strømmen i denne få elektronerne til at svinge frem og tilbage i takt med frekvensen. Hver gang elektronerne stoppes for at svinge i modsat retning decelereres de først for så igen at blive accelereret i modsat retning. Hver gang resulterer det i, at feltet fra de enkelte elektroner bliver forstyrret – de får to stød, fra henholdsvis opbremsningen decelererer, og igen fra den efterfølgende acceleration. Herved dannes der to energiholdige knæk på feltlinierne. De energiholdige felter i knækkene udstråles som en elektromagnetisk bølge.

Hvor stor er denne acceleration?

Lad mig som eksempel tage en simpel halvbølge dipol antenne afstemt til 14.2 MHz. Hvis antennen tilføres 100 watt bliver spidsstrømmen i dipolens fødepunkt ca. 1.7 Amp. Her midt på dipol antennen hvor strømmen er størst, er hastigheden på elektronerne størst. De tvinges til at svinge frem og tilbage, og udsættes for en acceleration på ikke mindre en ca. 10.000 G. Et svimlende stort tal.

Det er denne acceleration der skaber knækkene på feltlinierne, og dermed energiudstrålingen fra antennen. En mere detaljeret forklaring af disse fænomener ligger også udenfor denne artikels rammer.

Lysets hastighed er en mærkelig størrelse.

Danskeren Ole Rømer var den første (i året 1675) der observerede af lyset havde en endelig hastighed. Ved at iagttage planeten Jupiters måne Io konstaterede han, at den dukkede frem fra Jupiters bagside på forskellige tidspunkt afhængig af om Jorden var tæt eller langt væk fra Jupiter. Ud fra disse observationer blev lysets hastighed beregnet til ca. 230.000 km/sek. Et godt resultat med de primitive midler man havde på dette tidspunkt. Rømer betegnede det ikke som lysets hastighed, men som lysets tøven.

I 1869 udgav James Clark Maxwell sine berømte 4 ligninger. Det er de ligninger, der ligger til grund for alt der vedrører elektromagnetisk udstråling. Maxwell registrerede, at de bølger hans ligninger genererede udbredtes med lysets hastighed, men kunne ikke forklare hvorfor.

Først efter 1905 hvor Einstein havde udgivet sine på det tidspunkt meget kontroversielle teori, ”Den specielle relativitetsteori”, kom der en sammenhængende forståelse af de mekaniske love, og Maxwells ligninger. Einstein beviste, at lysets hastighed på knap 300.000.000 m/sek. var den største hastighed noget kunne bevæge/udbrede sig med. Hans skelsættende opdagelse betød, at de mekaniske love, heriblandt Newtons love skulle korrigeres, når de blev brugt ved meget store hastigheder.

Hvad skulle der så ske med Maxwell’ ligninger? Ingenting de var fra deres fødsel i 1869 allerede korrigeret.

Skal vi beregne kapacitet af en luftkondensator indgår dielektricitets konstanten for vakuum $\epsilon_0 = 8.85$ [pF/m] i beregningerne. Skal vi beregne en luftspole skal vi anvende permeabilitets konstanten for vakuum $\mu_0 = 4 \pi 10^{-7}$ [H/m].

Multipliseres de to konstanter med hinanden og udrages kvadratroden af dette får vi lysets hastighed.

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}} = 300.000.000 \left[\frac{m}{sek} \right]$$

Lysets hastighed ligger således gemt i to af de faktorer der indgår i formlerne for vores mest almindelige komponenter, som vi anvender i vores elektronik.

Når vi skal føde vores antenne med effekt fra senderen foregår det typisk via en transmission ledning i form af et 50 ohms koaksialkabel eller 600 ohms ”trappetige”.

Tager vi konstanterne μ_0 og ϵ_0 fra før, og dividerer dem op i hinanden og tager kvadratroden heraf får vi impedansen for det frie rum.

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cong 377 [\Omega]$$

Rummets impedans skal opfattes som den karakteristiske impedans på transmissionsvejen fra en kilde ud i rummet.

En sender antenne udstråler et elektromagnetisk felt, som består af et elektrisk E-felt og et magnetisk H-felt. Forholdet imellem det udstrålede E- og H-felt er altid 377 ohm. Den genererede

elektromagnetiske bølge bliver således ført ud i det store rum via en transmissionsvej med den karakteristisk impedans $Z_0 = 377$ ohm – rummets impedans.

Hvordan det sker, er en helt anden historie.

OZ8LE

Erick Lykkegaard

Mail: erick@mail.dk