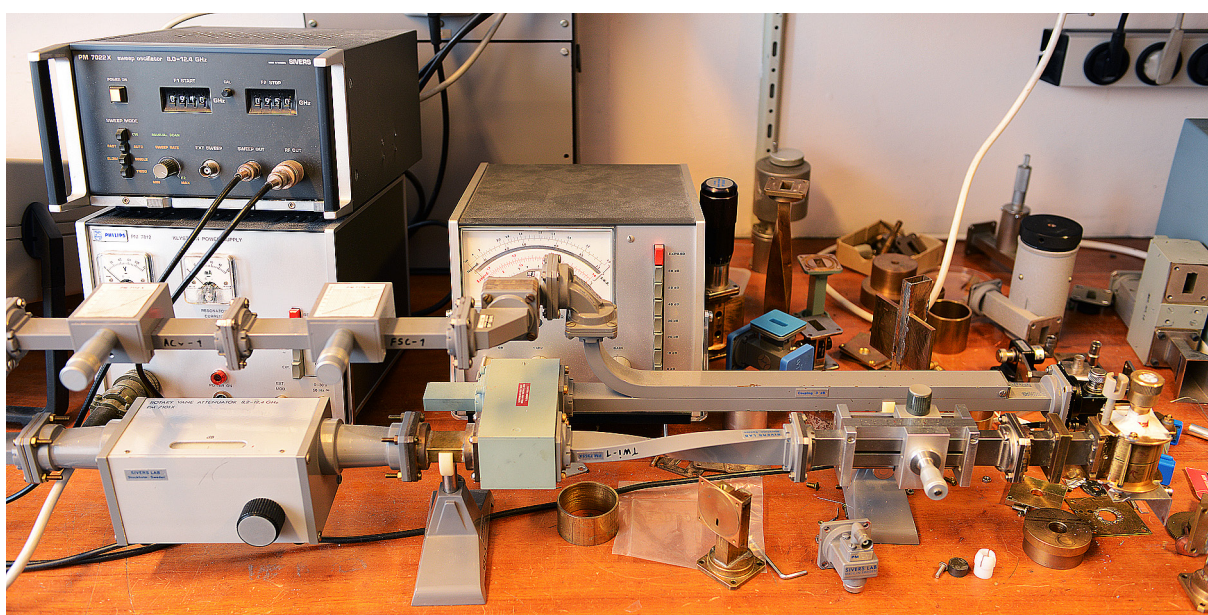


# Kapittel 15

## Skinndybde og bølgeledere



*En liten del av et mikrobølgeoppsett med bølgeledere for vel 9 GHz. Oppsettet brukes i elektron paramagnetisk resonans spektroskopi.*

*I dette kapitlet skal vi vise at elektromagnetiske bølger kan sendes gjennom hule rør omtrent som vi drikker brus fra et cola-glass! Våre rør kalles ”bølgeledere”. De fungerer fordi også er et annet fenomen kommer til nytte, nemlig det at høyfrekvente elektromagnetiske bølger ikke kan gå gjennom metallplater uten store tap (skinndybde). Det er pussig at Maxwells ligninger tillater at bølger kan følge bølgeledere med svært lite tap. Ved hjelp av enkle grep kan vi justere demping, faser, koblinger fra en bølgeleder til en annen og mere til, omtrent som om vi var rørleggere. Men Maxwells ligninger setter begrensinger for hvordan de elektriske og magnetiske feltene kan opptre.*

*Optiske fibre er et annet eksempel på bølgeledere. I et nydelig samspill mellom geometri, materialegenskaper og elektromagnetisme oppsummeres en rekke prinsipper fra tidligere kapitler i boka.*

---

<sup>1</sup>Copyright 2013 for tekst og figurer: Arnt Inge Vistnes.      Versjon 15052013.

## 15.1 Husker du ...

Vi har tidligere i boka poengtert at løsningen av en bølgeligning i høy grad avhenger av randbetingelsene. I kapittel 8 kom vi tilbake til den samme påminnelsen for elektromagnetiske bølger. De velkjente plane elektromagnetiske bølgene finnes bare langt fra kilden og langt fra strukturer som kan forstyrre det elektriske og/eller det magnetiske feltet. Plane bølger er bare én løsning av Maxwells ligninger, og den løsningen er bare gyldig i medier uten frie ladninger, i fjernfeltsonen.

Hva skjer dersom en elektromagnetisk bølge kommer inn mot en plan metallplate, eller et annet materiale med frie ladninger? Ladningene vil påvirkes av Lorentz-kraften og vil bevege seg. Bevegelsen vil sette opp et sekundærfelt som vil tendere å motvirke det opprinnelige feltet. Det er da naturlig å forvente at det elektromagnetiske feltet vil avta etter hvert som bølgen trenger lenger og lenger inn i materialet. “Skinndybden” er en størrelse som forteller oss hvor langt inn i metallet bølgene trenger inn.

I andre tilfeller der geometrien er annerledes, kan det iblant finnes helt andre løsninger av bølgeligningen / Maxwells ligninger enn planbølger. Dette åpner opp for å transportere bølger uten særlig tap over store lengder, og bølgene sendes da gjennom såkalte “bølgeledere”. Det er skinndybde og bølgeledere vi tar opp i dette kapitlet.

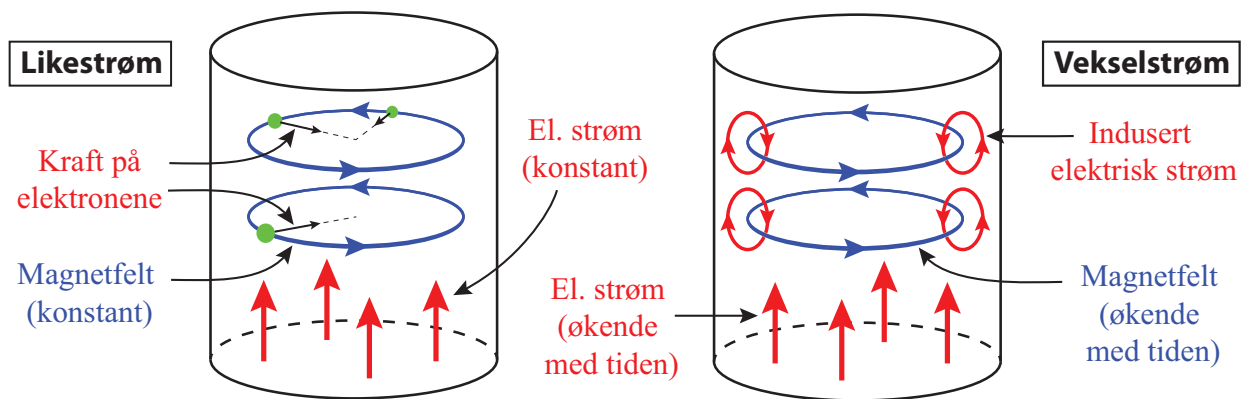
## 15.2 Skinndybde

Når elektromagnetiske bølger f.eks. sendes normalt inn mot en metallflate, vil bølgene bli ganske fort dempet etter som de trenger inn i metallet. Vi starter imidlertid med et enklere bilde for å få fram de underliggende mekanismene.

Når vi sender en elektrisk vekselstrøm gjennom en leder, vil ikke strømmen fordele seg likt over hele tverrsnittet. Strømmen har en tendens til å bli størst i de ytre delene av lederen (i “skinnet”/” huden” av lederen). Tykkelsen på det laget der strømtettheten er størst, kaller vi skinndybden.

Når vi sender en vekselstrøm gjennom en sylindrisk metalleder, er det relativt enkelt å forklare den viktigste virkningsmekanismen for skinneffekten.

Et øyeblikksbilde av strømmen og feltene denne genererer er vist i figur 15.1. Den elektriske strømmen vil generere sirkulært orienterte magnetfelt normalt på og sentrert i lederens akse. Dersom det går likestrøm gjennom ledningen, vil elektronene bli påvirket av en kraft som trekker dem mot sentrum i lederen. Denne effekten gir en “Hall-effekt” hvor det blir en liten potensialforskjell mellom ytterste del av lederen og aksene i lederen. Potensialforskjellen fører raskt til et elektrisk felt som akkurat motvirker videre transport av elektroner mot sentrum av lederen. Bortsett fra denne “en gang for alle” effekten idet strømmen slås på, vil strømmen fordele seg jevnt over hele tverrsnittet ved likestrøm.



Figur 15.1: Elektrisk og magnetisk felt inne i en sylindrisk metalleder hvor det går en elektrisk strøm. Til venstre har vi en konstant likestrøm, til høyre en vekselspenning. Retningene på de induserte strømmene reflekterer forholdene mens strømmen er voksende med tiden.

Ved vekselstrøm er det annerledes. Da vil økende strømstyrke føre til lokale strømsløyfer som vil forsøke å motvirke magnetfeltøkningen (“Lentz lov”). De lokale strømsløyferne fører til at strømøkningen i de sentrale deler av lederen blir motvirket, mens strømøkningen i ytre del av lederen blir forsterket. Dette er mekanismen bak skinneffekten for denne konfigurasjonen.

Skinneffekten fører til at vekselstrømmen ikke utnytter like godt hele tverrsnittet i lederen. Det betyr at resistansen i lederen for vekselstrøm er annerledes en resistansen for likestrøm.

Videre vil effektiviteten til de lokale strømsløyferne avhenge av frekvensen. Ved likestrøm er det ingen induserte strømsløyfer, men strømsløyferne vil bli mer og mer effektive ettersom frekvensen øker. Det fører til at det sjiktet der strømmen går, avtar med økende frekvens. Skinndybden er altså frekvensavhengig.

Vi skal om litt utlede et uttrykk for hvor stor skinndybden er, men kan allerede nå nevne at for aluminium, som ofte brukes i kraftledninger, er skinndybden 11-12 mm ved 50 Hz. Det betyr at for tykke kraftledninger med diameter på om lag 3 cm, vil det meste av strømmen gå i et ytre lag om lag 1 cm tykt, og i mindre grad i de sentrale deler av ledningen. Iblant lages slike kraftledninger hule fordi den midtre delen så allikevel ikke bidrar noe særlig til den totale ledningsevnen. Andre ganger legger man stålwire i midten av kabelen og aluminium rundt. Stålwiren gir økt styrke på ledningen, og den dårligere ledningsevnen spiller liten rolle siden strømtettheten i sentrum likevel er ganske beskjeden.

I stedet for én leder som er ekstra tykk ved overføring av store kraftmengder (stor strømstyrke), velger man iblant å legge to (“duplex”) eller tre (“triplex”) ledninger innenfor hver av de tre fasene i en kraftledning. De to eller tre ledningene holdes da i en konstant gjensidig avstand på 10-20 cm, for å “lure” skinndybdeeffekten.

## 15.2.1 Elektromagnetiske bølger inn mot en metallflate

For høye frekvenser er det iblant interessant å betrakte hva som vil skje dersom vi har en elektromagnetisk bølge som kommer inn mot f.eks. en metallbit/metalloverflate.

I kapittel 8 viste vi hvordan Maxwells ligninger under visse betingelser fører fram til følgende bølgeligning:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} \quad (15.1)$$

hvor

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r \epsilon_0 \mu_r \mu_0}} \equiv \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} \quad (15.2)$$

Symbolene regnes som kjent.

Når bølgen går vinkelrett inn i et medium hvor ledningsevnen  $\sigma \neq 0$  (for eksempel et metall), blir strømtettheten også forskjellig fra null. Det kan vises at bølgeligningen under slike forhold får formen:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} = \mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (15.3)$$

Vi kan gjette på en løsning hvor feltene avtar eksponentielt innover i metallet:

$$E = E_0 e^{i(kz - \omega t)} \quad (15.4)$$

Setter vi denne prøveløsningen inn i ligning (15.3), får vi:

$$k = \sqrt{\mu \omega \sqrt{i \sigma + \epsilon \omega}}$$

Vi merker oss at bølgetallet  $k$  nå er en kompleks størrelse, hvilket innebærer at  $E$  i ligning (15.4) får et eksponentielt avtakende ledd, slik vi forventet.

Dersom ledningsevnen er stor, eller mer presist: Dersom  $\sigma \gg \epsilon \omega$ , kan vi se bort fra det siste leddet i uttrykket for  $k$ . Da er:

$$k = \sqrt{i} \sqrt{\mu \sigma \omega}$$

Det kan vises at

$$\sqrt{i} = \frac{1}{\sqrt{2}}(1 + i)$$

Da kan  $k$  skrives som følger:

$$k = \sqrt{\frac{\mu \sigma \omega}{2}}(1 + i) \equiv \frac{1}{\delta}(1 + i)$$

hvor  $\delta$  kalles skinndybden. Setter vi dette inn i ligning (15.4), får vi:

$$E = E_0 e^{i(z/\delta - \omega t)} \cdot e^{-z/\delta}$$

Fysisk løsning er realverdien av uttrykket, som er:

$$E(z, t) = E_0 \cos\left(\frac{z}{\delta} - \omega t\right) \cdot e^{-z/\delta} \quad (15.5)$$

Spørsmålet er imidlertid om dette er en for enkel løsning. Vi forutsatte jo ovenfor  $\sigma \gg \epsilon\omega$ . Setter vi inn for de aktuelle størrelsene for kobber, får vi:

$$\frac{\sigma}{\epsilon\omega} = \frac{6.4 \cdot 10^{18}}{\omega} \text{F}^{-1} \Omega^{-1}$$

Det viser seg da at tilnærmingen vi gjorde holder for alle elektromagnetiske bølger fra omtrent røntgenområdet og lengre bølgelengder. Formelen er likevel bare gyldig for frekvenser som er godt unna betydelige atomære eller molekylære resonansfrekvenser, og godt unna normale kollisjonsfrekvenser for elektroner i deres vandring gjennom metallet vi betrakter. For ikke-metaller er det utledet en litt mer komplisert sammenheng mellom skinndybde og elektromagnetiske egenskaper til materialet, men vi går ikke inn på disse detaljene her.

Ligning (15.5) synes å være ok for den geometrien vi valgte. Ligningen viser at den elektromagnetiske bølgen fortsetter innover i metallet, men at amplituden synker med en faktor  $1/e$  for hver skinndybde-lengde vi går innover i metallet. Setter vi inn for materialeegenskapene for kobber i uttrykket for skinndybden:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu\sigma\omega}} \quad (15.6)$$

finner vi en skinndybde på

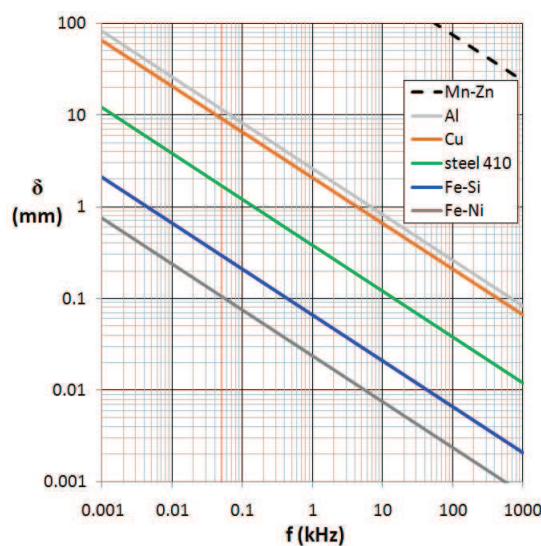
- 9 mm ved 50 Hz
- 66  $\mu\text{m}$  ved 1 MHz
- 100 nm ved 30 GHz (radar)

Det betyr at bølgene ved radiofrekvenser og høyere blir “drept” ganske brutalt i den ytre delen av et metall. For lave frekvenser er dempingen langt dårligere.

Figur 15.2 viser sammenhengen mellom skinndybden  $\delta$  og frekvensen  $f$  for fem ulike metaller eller legeringer i et log-log diagram.

Av figuren ser vi at ved 1 MHz er skinndybden for aluminium 90  $\mu\text{m}$ , og for mobiltelefonfrekvenser på 0.9-1.8 GHz har skinndybden for aluminium sunket til ca 3  $\mu\text{m}$ ! Det betyr at ved så høye frekvenser er det ikke mye å vinne mhp ac resistans om ledningene er mye





Figur 15.2: *Skinndybde som funksjon av frekvens for ulike metaller (idealisert). Et log-log-diagram er valgt for å dekke mange dekadere. (Figuren er hentet fra Wikipedia med oppslagsord “Skin dept” i mai 2013.)*

tykkere enn dette. Stor overflate er viktigere enn totalt tverrsnitt. Ordet “skinndybde” synes i slike tilfeller å være et godt valg!

Skinndybde kommer inn også ved induksjonskomfyrer. Her brukes ofte en frekvens om lag 24 kHz. Brukes stålgrøter hvor ledningsevnen ikke er spesielt høy, og den relative magnetiske permeabiliteten er nær 1 (ikke-magnetisk materiale), blir skinndybden såpass liten at store deler av det elektromagnetiske feltet fra komfyren går rett gjennom bunnen på grytene. Først når vi har materialer som har en stor relativ magnetisk permeabilitet (inneholder magnetiserbart jern), vil tilnærmet all energi i feltene fra komfyren bli avsatt som varme i bunnen på gryta.

I gryter og panner ment for induksjonskomfyrer, brukes gjerne magnetisk stål, f.eks. “karbonstål 1010” eller “rustfritt stål 432” som begge har en relativ magnetisk permeabilitet på ca 200. Ut fra ligning (15.6) ser vi at skinndybden da synker betraktelig sammenlignet med ikke-magnetisk materiale. Skinndybden ved 24 kHz blir bare 0.1-0.2 mm, og følgelig vil praktisk talt all energi fra komfyren bli avsatt som varme i bunnen av kjelen.

### Kommentar

Utleddningen av uttrykket for skinndybden må settes i perspektiv. Vi har vist at ligning (15.5) er en mulig løsning av Maxwells ligninger. Det er ikke derved sagt at løsningen i et konkret tilfelle faktisk *er* denne løsningen! Langt derifra! Vi lot som om løsningen kunne skrives som en plan bølge i betydning at løsningen ikke avhenger av  $x$  og  $y$ . For at det skal være aktuelt, må fysikken være slik at det ikke er noen randbetingelser som påvirker bølgen i  $x$  og  $y$  retning nær det stedet vi betrakter.

Hva menes da med “nær”? Vi har drøftet dette tidligere, og nærfeltet strekker seg gjerne typisk en beregnet bølgelengde utover.

Det betyr at dersom ligning (15.5) skal være en ok løsning for å beskrive hvordan elektrisk eller magnetisk felt nær en kraftledning dempes av en kobberplate, må kobberplaten være minst 6000 x 6000 km stor og uten skjøter!

Det andre vi har sett i tidligere kapitler er at løsningen også i høy grad avhenger av initialbetingelsene, i alle fall i nærfeltområdet. Tar vi igjen utgangspunkt i feltene fra en kraftledning, har vi sett at de er typiske nærfelter *ikke* følger lovmessigheten til plane elektromagnetiske bølger.

Med andre ord, løsningen (15.5) duger overhodet ikke for å beskrive feltene når vi setter opp en kobberplate i et forsøk på å dempe felter fra en kraftledning.

Derimot kan løsningen i visse tilfeller være ganske god når elektromagnetiske bølger møter en metallflate som er stor sammenlignet med bølgelengden, eller når metallet kommer så tett inn mot kilden som i en induksjonskomfyr.

Min kommentar har først og fremst den hensikt å minne om at en generell løsning av en bølgeligning i utgangspunktet er lite verdt dersom vi ikke også trekker inn initialbetingelser og randbetingelser!

## 15.3 Bølgeledere

En bølgeleder er en mekanisk struktur som leder bølger fra et sted til et annet. I gamle båter var det gjerne et metallrør fra styrehuset/broen til maskinrommet. Pratet man inn i den ene enden av røret, kunne andre høre hva man sa selv om de var mange meter unna.

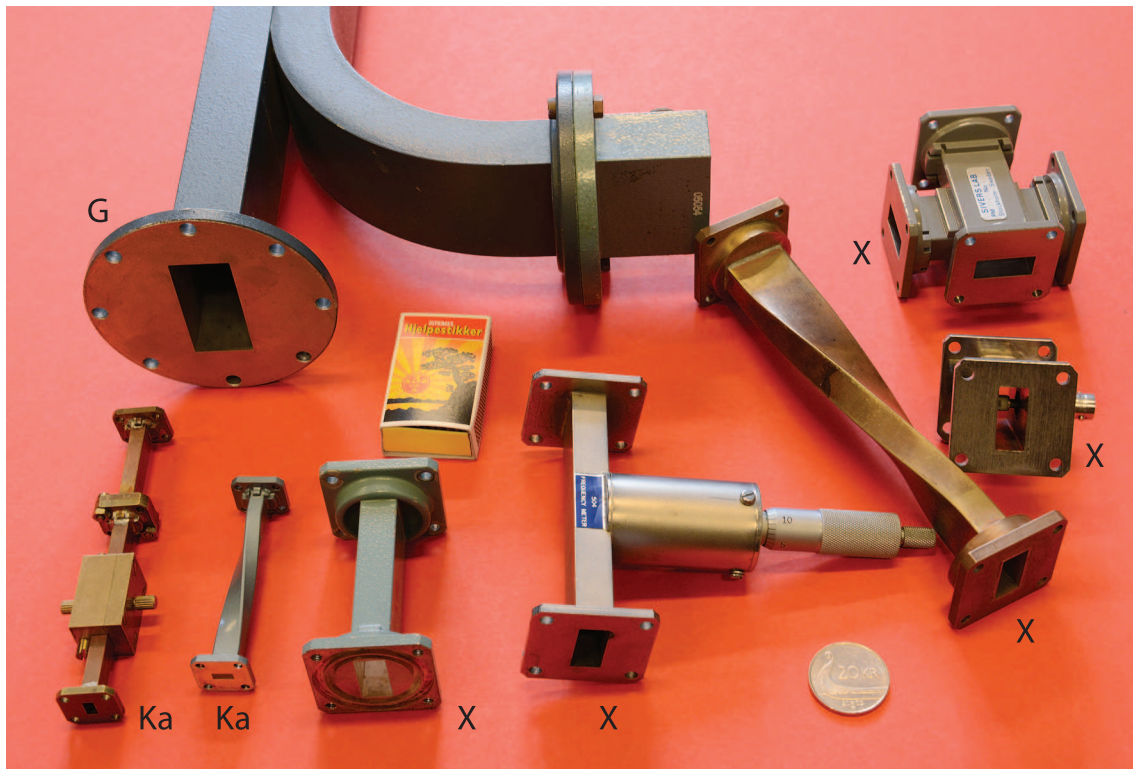
En enda mer kjent bølgeleder er legenes stetoskop. Lyd fra hjertet og lunger fanges opp i en liten trakt holdt mot hudens overflate, og lyden ledes til legens ører. Det er mer fysikk involvert i et stetoskop enn mange er klar over!

I vår sammenheng vil vi konsentrere oss om bølgeledere for elektromagnetiske bølger. I bunnen ligger da Maxwells ligninger og bølgeligningen vi utledet i kapittel 8, men nå må differensialligningene løses med et sett randbetingelser helt forskjellig fra det vi hadde i fjernfeltet og som representerte plane elektromagnetiske bølger.

Bølgeledere for elektromagnetiske bølger er vanlige i mikrobølgeområdet, det vil si for frekvenser mellom 2 og 40 GHz (bølgelengder fra 15 cm og ned til 0.67 cm) [Området er egentlig enda større.] Mest vanlig er hule rektangulære metallrør, som vist på figur reffig:bl.

Når Maxwells ligninger skal løses for en slik geometri, er randbetingelsene som følger:

- Elektromagnetiske bølger går ikke gjennom metallet, men blir reflektert.



Figur 15.3: *Fotografi av en del mikrobølgekomponenter der bølgeledere inngår. Utstyrekomponenter for tre ulike frekvensbånd er tatt med.)*

- Ethvert elektrisk felt som kommer inn mot en metalloverflate, må være (tilnærmet) vinkelrett på denne flaten.
- Ethvert magnetfelt som kommer inn mot en metalloverflate, må være (tilnærmet) parallell med flaten.

Det elektriske og magnetiske feltet kan selvfølgelig ha andre retninger inn mot metallet enn de vi nettopp listet opp. Randbetingelsene vi nevnte i stad er imidlertid valgt for å finne en løsning av Maxwells ligninger som medfører så små strømmen som mulig i metallet. Det er nødvendig for at ikke bølgen skal miste for mye energi per lengde når den beveger seg gjennom bølgelederen.

Det finnes generelt en mengde ulike løsninger av Maxwells ligninger for et rektangulært tverrsnitt i en bølgeleder. Elektrisk og magnetisk felt har til dels en svært forskjellig fordeling og retning i rommet sammenlignet med planbølge-løsningen i fjernfeltsonen vi diskuterte i kapittel 8.

For en gitt frekvens er det imidlertid bare et endelig antall mulige løsninger, og dersom bølgelengden er større enn to ganger den lengste dimensjonen i bølgelederens hulrom, er det faktisk ingen løsning. Når den lengste dimensjonen i hulrommet er mellom en halv



og en hel bølgelengde, og den korteste dimensjonen er bare halvparten av den lengste, er det bare én mulig løsning av Maxwells ligning som svarer til en bølge. Det bølgemønsteret vi da får i bølgelederen er entydig bestemt. Vi sier at vi har *én-mode-overføring* (kvasi engelsk-norsk!). Den laveste frekvensen som kan sendes gjennom en bølgeleder kaller vi “cutoff frekvensen”.

Øker vi frekvensen på de elektromagnetiske bølgene slik at bølgelengden blir mindre enn halvparten av den lengste dimensjonen, er det minst to ulike løsninger av Maxwells ligninger. Da kan bølgen gå gjennom bølgelederen på (minst) to ulike måter. Vi får en fler-mode overføring.

I en rektangulær bølgeleder er gjerne den største dimensjonen omtrent dobbelt så stor som den minste dimensjonen. Det sikrer oss at polariteten til de elektromagnetiske bølgene bare kan være på én måte.

Noen typiske dimensjoner for bølgeledere (samme som i figur 15.3):

Bånd	Frekvens (GHz)	Bølgelengde (mm)	Dimensjon (mm)
G	3.95 - 5.85	51.3 - 75.9	22.15-47.55
X	8.2 - 12.5	24.0 - 36.6	10.16-22.86
Ka	26.5 - 40.0	7.5 - 11.3	3.55 - 7.11

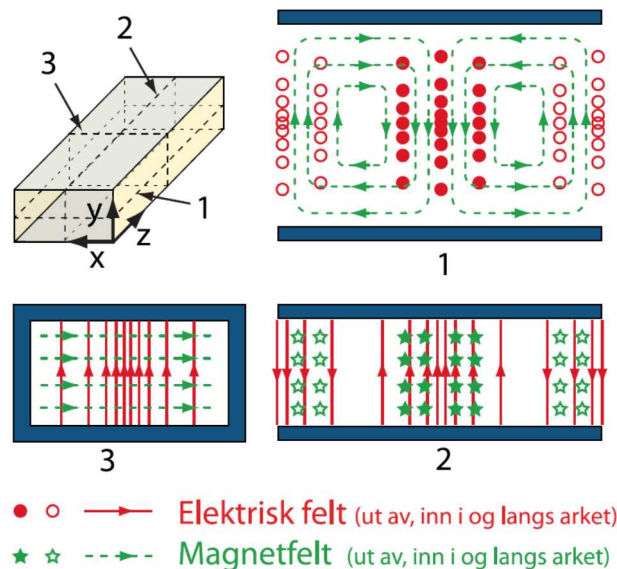
### 15.3.1 Bølgemønsteret i en rektangulær bølgeleder

Figur 15.4 viser en prinsippskisse for feltfordelingen i en såkalt TE<sub>10</sub> bølgeleder. TE står for “transverse electric”. Det elektriske feltet er vinkelrett på den bredeste flaten i bølgelederen med rektangulært tverrsnitt. Feltfordelingen er ikke den samme som ved en plan elektromagnetisk bølge. Hva ligger forskjellen i?

Tenk deg en plan elektromagnetisk bølge slik vi behandlet den i kapittel 8. Dersom vi hadde en slik feltfordeling inne i den rektangulære bølgelederen, ville det elektriske feltet vært parallellt med to sidekanter. Et slikt felt ville medføre store strømmer av elektroner i metallveggen i bølgelederen, og derved et stort tap.

Feltfordelingen i en TE<sub>10</sub> bølgeleder er slik at det elektriske feltet hele tiden er vinkelrett på den største innvendige flaten, men feltet avtar mot null når vi nærmer oss sideflatene. Derved blir det langt svakere elektriske strømmer i sideflatene enn det ville vært med en plan bølge. Den løsningen av Maxwells ligninger/ bølgeligning som initialbetingelser og randbetingelser tvinger for en bølgeleder, kan likevel være minst like “vakker” som planbølgeløsningen

Iblant blir det sagt at bølgemønsteret i en bølgeleder svarer til at en planbølge blir reflektert fram og tilbake mellom veggene i bølgelederen. Dette er en misvisende beskrivelse. Bølgene er løsninger av Maxwells ligninger under de gitte randbetingelsene, og er en særegen løsning.



Figur 15.4: Feltfordelingen for en  $TE_{10}$  mode for det elektriske feltet inne i en rektangulær bølgeleder. For passe dimensjoner av bølgelederen i forhold til bølgelengden, overlever bare  $TE_{10}$  moden.

Når dimensjonen i bølgelederen blir stor i forhold til bølgelengden, blir det imidlertid mange ulike løsninger av Maxwells ligninger. I slike tilfeller gir det mening å sammenligne løsninger med reflekterte plane bølger gjennom bølgelederen.

Det elektriske feltet på tvers av bølgelederen har likevel sin forankring i elektriske ladninger på overflaten inne i bølgelederen. Siden bølgen beveger seg langs bølgelederen, må disse ladningene også bevege seg. Derved blir det induserte strømmer i den innvendige overflaten av bølgelederen, slik det er antydnet i figuren.

Den indre flaten av bølgeledere belegges gjerne med sølv eller gull for at ledningsevnen skal være så stor som mulig. Da blir tapet minimalt. Sølv- eller gullet behøver bare å være noen få mikrometer tykt siden skinndybden ved disse frekvensene er så liten som den er.

Videre må det sørges det for at det ikke er noen sprekker i strukturen som hindrer strømmene i overflaten. Merk deg hvordan strømmene går langs veggene. For å unngå å skjære av disse strømmene, kan vi bare lage lange hull langs bølgelederen dersom hullet lages på den brede siden. Ved å legge to bølgeledere inntil hverandre og lage et felles hull gjennom vegg (på bredsiden), kan en del av bølgen i den ene bølgelederen lekke over i den andre. Plasseres en halvlederdiode tvers over bølgelederen (og den ene enden ledes ut som en egen ledning), får vi en detektor som gir et signal som er proporsjonalt med intensiteten til bølgen som passerer (eksempel er gitt helt til høyre i figur 15.3).

Bølgelederne lages gjerne som rør med rektangulært tverrsnitt og flenser for å skru sammen ulike biter. Noen biter kan dreie feltet 90 grader, andre biter kan lage en 90 graders knekk på

selve bølgelederen. Mikrobølgene følger rørsystemet opptil en god del meter fra generatoren (gjærne såkalt klystron) til antennen hvor mikrobølgene sendes ut.

Det finnes en hel rekke ulike “moder” som det elektriske feltet kan ha i rektangulære (og sirkulære) halvledere dersom bølgelengden er mindre enn den største dimensjonen i bølgelederen. Vi går ikke inn på andre moder enn TE<sub>10</sub> i denne omgangen.

Det er en morsom utfordring å bruke Maxwells ligninger for å finne ut hvilken retning en TE<sub>10</sub> bølge brer seg i når vi har en tegning av feltfordelingen i en bølgeleder (se oppgaver bak).

Elektromagnetiske bølger med frekvens i området 2-60 GHz har tradisjonelt blitt brukt for radar, men nå er frekvensene også brukt for mobiltelefoni og dataoverføring. Spesielt for radarformål brukes det gjerne høye effekter på signalet som overføres fra en sender til selve radarantennen. Det er problematisk å sende slike signaler gjennom vanlige ledninger og coaxkabler, - bølgeledere kan ofte tåle høyere effekter i overføringen.

## 15.4 Enkeltmode optisk fiber

Det er vanlig å høre at i en optisk fiber holder lyset seg inne i fiberen på grunn av totalrefleksjon (basert på Snells brytningslov). Vi har til dels gjort det samme tidligere i boka.

For optiske fibre med stort diameter i forhold til bølgelengden er det helt greit å bruke en slik forklaringsmodell. I det tilfellet tilfredsstiller grenseflaten mellom kjernen og kappen et godt stykke på vei forutsetningene vi gjorde da vi utledet refleksjonslovene basert på Maxwells ligninger.

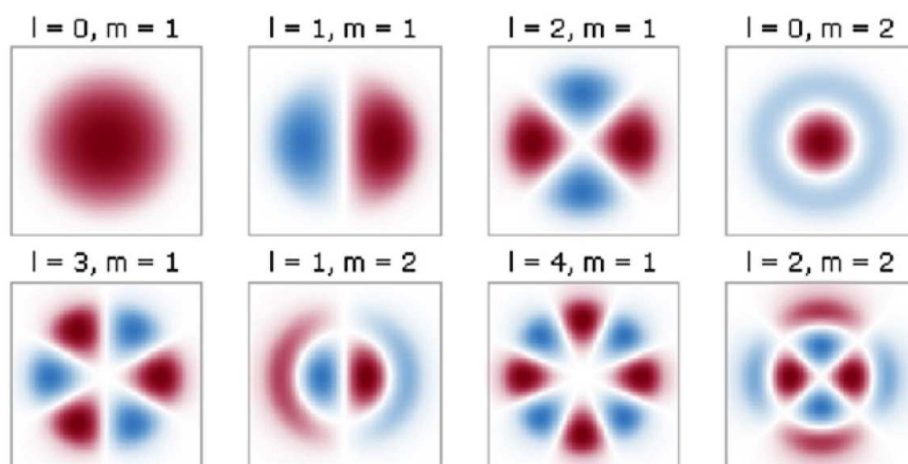
Når diameteren til kjernen i den optiske fiberen krympes til ca seks ganger bølgelengden, blir det annerledes. Da kan vi ikke lenger betrakte lyset som plane bølger, for plane bølger vil ikke kunne overleve inne i en slik fiber.

Da er det andre løsninger av Maxwells ligninger som tvinger seg fram. I figur 15.5 er det vist tverrsnittet for flere mulige “moder” som lyset kan ha inne i en optisk fiber. En fullstendig beskrivelse av modene ville kreve en tredimensjonal skisse, men vi går ikke i detalj her.

Poenget er at når diameteren til fiberen gjøres mindre og mindre, vil de høyere modene ikke kunne forplante seg langs fiberen. For en passe diameter vil bare den enkleste moden overleve. Skrumper vi inn diameteren enda mer, vil heller ikke den overleve.

En optisk “single mode fiber” kan derfor brukes for å “renske opp” laserlys som ikke har en perfekt gaussisk intensitetsprofil.

Når lys i det infrarøde området sendes gjennom en single mode fiber som har de rette



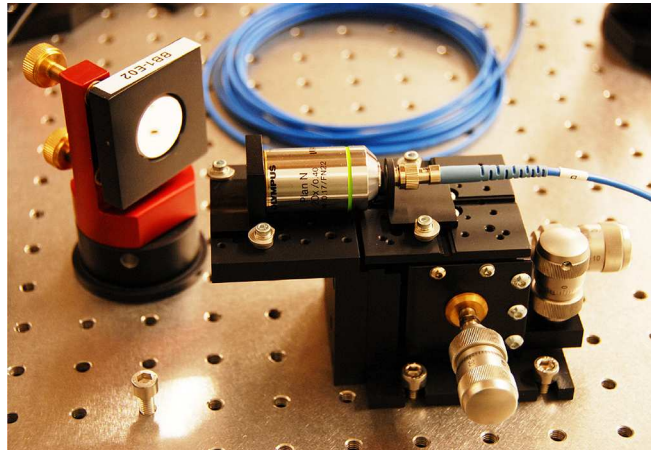
Figur 15.5: Fordeling av elektrisk felt på tvers av en optisk fiber for åtte forskjellige “modes”. Kun den enkleste overlever i en “single mode fiber”. Rødt og blått forteller at retningen på det elektriske feltet er forskjellig i de to områdene. Modene klassifiseres ved hjelp av to tall som gir symmetriegenskapene til moden. Forsøk å finne hva de to parametrene helt konkret forteller oss. (Figuren er hentet fra <http://www.rp-photonics.com/waveguides.html> i april 2010.)

dimensjonene og har superrent glass i kjernen, er tapet utrolig lavt! Og siden lyset bare kan forflytte seg på en svært nøyte definert måte (som ligger i “single mode”), kan pulser sendes mange, mange kilometre før pulsformen må renskes opp før signalet vidresendes.

Det er slike optiske fibre som sikrer vårt imponerende internett. Med andre ord: En spesialløsning av Maxwells ligninger hvor initialbetingelser og randbetingelser er alfa og omega, er det som holder internett gående! Ingen plane bølger der i gården!

En ulempe ved bruk av single mode fibre er at diameteren på kjernen er så liten at det er en utfordring å koble lys inn i fiberen. I vårt laboratorium bruker vi en single mode fiber for å rense opp laserlys med bølgelengden 405 nm. Den indre delen av fiberen (der lyset skal gå) er da bare 2.7  $\mu\text{m}$  i diameter. Rundt denne kjernen strekker det seg en “cladding” sone med lavere brytningsindeks ut til 125  $\mu\text{m}$  diameter, og det legges en “coating”-sone utenpå der til en diameter 245  $\mu\text{m}$ . Starter vi med en laboratorielaser som normalt sender strålen med diameter minst 1 mm ut i fri luft, må strålen fokuseres kraftig. Det gjøres med et mikroskopobjektiv (se figur 15.6). Enden av fiberen må dernest plasseres akkurat i brennplanet for den fokuserte strålen, og fiberen må ha en retning som faller helt sammen med optisk akse for strålen. Det er en betydelig tålmodighetsprøve å få så mye av lyset inn i fiberen som mulig!

For telekommunikasjon er det utviklet spesialadaptere som gjør tilkoblingen langt enklere.



Figur 15.6: For å koble laserlys fra en laboratorielaser inn i en single mode optisk fiber, brukes mikroskopobjektiv og presisjonsskruer i tre dimensjoner.

## 15.5 Læringsmål

Etter å ha jobbet deg gjennom dette kapitlet bør du kunne:

- Gjøre rede for begrepet skinndybde når en vekselstrøm går gjennom en metalledning.
- Gjøre rede for begrepet skinndybde når elektromagnetiske bølger møter et metall.
- Kjenne til hvilke parametre som innvirker på størrelsen til skinndybden, og kjenne omtrent til skinndybder for noen få frekvenser og metaller.
- Gjøre rede for at en enkel analyse av skinndybde kan ha betydelige svakheter.
- Gi en enkel skisse av fordelingen av elektriske og magnetiske felt inne i en TE<sub>10</sub> rektangulær bølgeleder.
- Forklare hvorfor Snels brytningslov ikke er relevant for å forklare hvordan en single mode optisk fiber fungerer.
- Antyde hvorfor single mode fibre er attraktive i forskning og teknologi.
- Gjøre rede for hvorfor det er problematisk å koble lys fra en åpen laboratorielaser inn i en single mode optisk fiber.



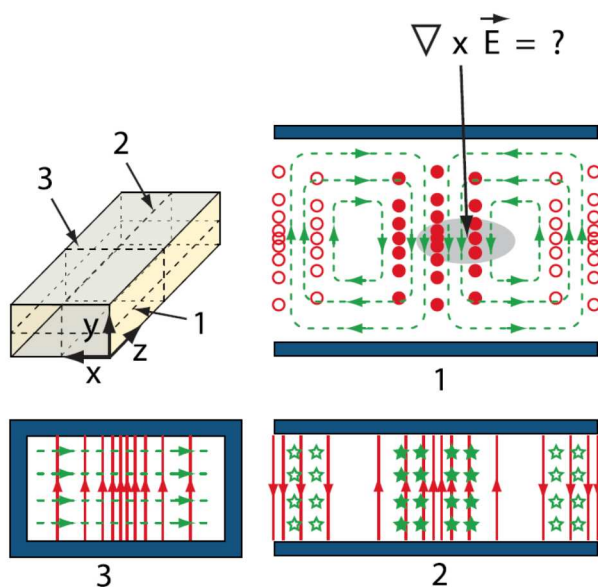
## 15.6 Oppgaver

### Forståelses- / diskusjonsspørsmål

1. Les læringsmålene for å se hva vi ønsker at du sitter igjen med etter å ha lest kapitlet.

### Regneoppgaver

2. Kan du ut fra feltfordelingen som er vist i figur 15.7 fortelle hvilken retning mikrobølgene brer seg i den rektangulære bølgelederen?



Figur 15.7: Betrakt feltfordelingen i det skraverte området og beregn den angitte størrelsen. Ved hjelp av Maxwells ligninger skal du da kunne slutte deg til tidsutviklingen framover.

3. En enkelt-mode fiber beregnet på lys med bølgelengde mellom 450 og 600 nm, har en kjerne med diameter (mode field diameter) på om lag  $3.5 \mu\text{m}$ . Regn ut omtrent hvor mange prosent av lysintensiteten vi hadde mistet dersom vi satte en slik fiber inn i strålen fra en vanlig laboratorielaser uten å bruke et mikroskopobjektiv for å fokusere strålen inn på fiberen. Strålediameteren for mange laboratorielasere er om lag 1.5 mm.