
Elektromagnetiske bølger

Morten Ingvaldsen, Katrine Alne og Anfrid Dahlen

Prosjekt i FY1013 Elektrisitet og magnetisme II, NTNU, høst 2005

1 Innholdsfortegnelse

1 Innholdsfortegnelse

2 Abstract

3 Innledning

4 Teoretisk del

4.1 Historikk og dualisme

4.2 Utledning av bølgeligningen

4.3 Dispersjon

4.4 Det elektromagnetiske spekteret

4.5 Lyshastigheten

4.6 Inteferens

4.7 Diffraksjon

4.8 Polarisasjon

4.9 Anvendelser

5 Praktisk del, FM-sender

5.1 Sender og mottaker

5.2 Frekvensmodulasjon

5.3 LC-kretser

5.4 Transistor

5.5 Oscillator

5.6 Multivibrator

5.7 Forsterkere

5.8 Antenne

6 Fremgangsmåte og resultater

7 Konklusjon

8 Kilder

2 Abstract

I dette prosjektet har vi valgt å fordype oss innen elektromagnetiske bølger.

Prosjektet kan grovt sett deles inn i to deler. Den første delen består av teori rundt elektromagnetiske bølger. Vi ser først på de i et historisk perspektiv. Deretter utleder vi bølgeligningen for det elektriske og det magnetiske feltet. Videre ser vi på kjente bølgefenomener som dispersjon, diffraksjon, interferens og polarisasjon. I tillegg ser vi på det elektromagnetiske spekteret og lyshastigheten. Under avsnittet om lyshastigheten har vi gjennomført et forsøk, hvor vi målte lyshastigheten. Tilsist i den første delen tar vi for oss hvilke anvendelser elektromagnetiske bølger har.

Den andre delen er en praktisk del. Her har vi sett på anvendelser av elektromagnetiske bølger, og bygget en FM-sender for å vise et praktisk eksempel på hvordan man kan nyttegjøre seg en type elektromagnetiske bølger, nemlig radiobølger. I denne delen tar vi for oss oppbygging og virkemåte av FM-senderen. Vi betrakter hver av delene i kretsen for seg og forklarer oppbygging og virkemåte. I tillegg har vi tatt med en drøftings- og resultatdel for senderen.

3 Innledning

Det er en helt vanlig dag. Du står opp, skrur på radioen og lytter til siste nytt mens du spiser frokost. Deretter drar du på skolen på forelesning. Halveis ute i forelesningen er du lei, og tar opp mobilen for å taste på den i stedet. Kanskje finnes det noen andre likesinnede i en forelesningssal ikke så langt unna, som gladelig vil tekste litt med deg? Vel hjemme igjen tiner du middagsrester, sendt med fra Mamma, i mikrobølgeovnen. Du spiser foran tv'en så du får med deg siste episode av yndlingsserien. Deretter setter du deg ned foran pc'en og prøver å få gjort noe fornuftig, selv om det er vanskelig når man simpelthen ikke kan la være å koble seg på msn. Høres dette kjent ut?

Elektromagnetiske bølger er en naturlig del av hverdagen for alle av oss. Over er det kun nevnt et fåtall av de anvendelsene elektromagnetiske bølger har. I tillegg kan vi blant annet nevne røntgenbilder, kreftbehandling, solceller og fotosyntesen. Alt er eksempler på anvendelser av elektromagnetiske bølger!

I dette prosjektet har vi valgt å fordype oss innen nettopp elektromagnetiske bølger. Vi har jobbet ut fra problemformuleringen:

Hva er elektromagnetiske bølger, hvilke egenskaper har de, og hvordan kan de anvendes?

4 Teoretisk del, Elektromagnetiske bølger

4.1 Historikk og dualisme

I dag definerer vi lys som både bølger og partikler (fotoner), avhengig av hvilken sammenheng vi betrakter det i. Tidligere var situasjonen en annen. Fram til midten av 1800-tallet, da Newtons klassiske fysikk fortsatt var den dominerende, ble lys sett på som partikler. At lys kunne være bølger var likevel ikke helt utenkelig for flere kjente fysikere. På 1600-tallet, ble det oppdaget flere forhold ved lys som ikke kunne forklares ved å betrakte lys kun som partikler. Christian Huygens (1629-1695) og Pierre de Fermat (1601-1655) var blant de som mente at lys var bølger, og de framsatte teorier som i dag er grunnlaget for geometrisk optikk. Det tok likevel over 200 år før det ble lagt fram bevis for lysets bølgenatur. På begynnelsen av 1800-tallet beviste Thomas Young (1773-1829) lysets bølgenatur ved sitt velkjente dobbelspalteforsøk.

Heinrich Hertz (1857-1894) var den første som ved hjelp av eksperiment viste at elektromagnetiske bølger brer seg i vakuum med lysets hastighet. I 1887 klarte Hertz å produsere elektromagnetiske bølger med makroskopisk bølgelengde ved hjelp av LC-kretser. Han fant deretter en formel for hastigheten til bølgene, gitt ved $v = \lambda \cdot f$. Han fant også ut at denne hastigheten for elektromagnetiske bølger var lysfarten.

Maxwell hadde i 1873 argumentert for at elektromagnetiske bølger eksisterte, og at de måtte bevege seg med lysfarten. Dette hadde han kommet fram til gjennom betraktninger av det som senere har blitt kalt Maxwells ligninger.

Hertz bekreftet det Maxwell hadde funnet ved hjelp av Maxwells ligninger. Ved å kombinere ligningene kunne han utlede bølgeligningen for elektriske felt og for magnetiske felt. Dermed var det bevist at lys var elektromagnetiske bølger. Selv om det var Hertz som viste at lys er elektromagnetiske bølger, var det Maxwell som la fram ideen. SI-enheten til frekvens, hertz (Hz), er oppkalt etter Heinrich Hertz. Hertz tilsvarer s^{-1} .

Med Hertz og Maxwells bevis for at lys var elektromagnetiske

bølger ble partikkelteorien knust. Det skulle likevel vise seg at det ikke var så galt å betrakte lys som partikler. Einsteins fotoelektriske effekt (1905) viste at også lys har partikkelnatur. Først på 1930-tallet, med framveksten av kvante-elektrodynamikken, ble det lagt fram en teori som omfattet både partikkel- og bølgenaturen til lyset. Lys består av fotoner, som er masseløse partikler. Mange vil spørre seg hvordan fotoner kan være partikler når de ikke har masse. Selv om fotoner ikke har masse, har de likevel de aller viktigste egenskapene til partikler. De har impuls (massefart) og de har energi.

Dualisme er et begrep som ofte blir brukt i forbindelse med lys. For mange kan det være vanskelig å forstå hvordan lys kan være partikler og samtidig bølger. Hvorfor er det slik at noen fenomener ved lys kan forklares ved å se på lys som partikler, mens andre kan vi bare forstå ved å betrakte lys som bølger? Dette var en av grunnene til at vi ikke fikk en teori som inkluderte begge sidene til lyset før på 1930-tallet. Med Maxwells bevis på lysets bølgenatur, ble partikkelteorien knust. For datidens fysikere var det helt umulig at lys kunne være partikler i noen sammenhenger og bølger i andre tilfeller. For dem var det sort/hvitt; lys var enten bølger eller partikler.

Lysets dualisme gjør at vi kan forklare alle fenomener ved lys. Noen kan kun forklares ved å se på lys som partikler, mens andre framkommer når vi betrakter lys som elektromagnetiske bølger. Det er også fenomener som kan forklares både ved partikkelnaturen og bølgenaturen. Når vi betrakter hvordan lyset forplanter seg, må vi se på lysets bølgenatur. Under følger en oversikt over hvilke fenomener som forklares ved bølgenatur og hvilke fenomener som forklares ved hjelp av partikkelnatur.

Fenomen	Bølgenatur	Partikkelnatur
Diffraksjon	Ja	Nei
Interferens	Ja	Nei
Polarisasjon	Ja	Ja
Brytning	Ja	Nei
Farge	Ja	Ja
Compton-effekten	Nei	Ja
Fotoelektrisk effekt	Nei	Ja

Tabell 4.1.1

Kilder: [18], [19], [20].

4.2 Utledning av bølgeligningen

4.2.1 Maxwell's ligninger

And He said "let there be light"

$$\oint_A \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = \frac{Q}{\varepsilon_0} \quad (1)$$

$$\oint_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = -\frac{\partial\Phi_B}{\partial t} \quad (2)$$

$$\oint_A \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} = 0 \quad (3)$$

$$\oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \mu_0 \mathbf{I} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial\Phi_E}{\partial t} \quad (4)$$

Dette er Maxwells ligninger på integralform. \mathbf{E} beskriver det elektriske feltet, \mathbf{B} det magnetiske feltet og \mathbf{I} strømmen. \mathbf{A} er arealet vi integrerer over, \mathbf{S} er linjen vi integrerer rundt, Q er total ladning innenfor arealet, ε_0 er permittiviteten til vakuum, μ_0 er permeabiliteten til vakuum, Φ_B er magnetisk flukstetthet gjennom arealet omsluttet av s , Φ_E er elektrisk flukstetthet gjennom arealet A . Alle bokstaver i fete typer er vektorstørrelser.

Vi vil nå, med utgangspunkt i Maxwells ligninger på differensialform, utlede bølgeligningene for det elektriske feltet \mathbf{E} og det magnetiske feltet \mathbf{B} . På differensialform blir ligningene over som følger:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (5)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} \quad (6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (7)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} \quad (8)$$

Disse ligningene er gyldige for medier som beskrives som ladede punktpartikler i vakuum elektromagnetisk. \mathbf{J} er strømtettheten mens ρ er ladning per volumenhet. ∇ er den partiellderiverte med hensyn på x , y og z .

Vi vil her utlede bølgeligningene for vakuum, men de vil også med god tilnærming være gyldig for andre medier som elektromagnetisk kan betraktes som vakuum. I vakuum har vi ingen ladninger, og dermed ingen strøm. Det vil si at $\mathbf{J} = 0$ og $\rho = 0$. Vi får da fra ligningene over

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (9)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (10)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (11)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (12)$$

4.2.2 Utledning av bølgeligningen for det elektriske feltet \mathbf{E}

Vi har fra vektorrelasjoner at

$$\mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = -\mathbf{c}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}) + \mathbf{b}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{c})$$

Dermed kan vi skrive

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\nabla^2 \mathbf{E} + (\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}))$$

Vi setter inn fra ligning (9) og får at

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\nabla^2 \mathbf{E}$$

Altså er, i følge (10),

$$-\nabla^2 \mathbf{E} = \nabla \times \left(-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}\right)$$

Her kan vi på høyresiden bytte om de partiellderiverte slik at

$$\nabla \times \left(-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}\right) = \frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{B})$$

Deretter setter vi inn fra ligning (12)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{B}) = \frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}$$

Dermed har vi at

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (13)$$

Dette er bølgeligningen for det elektriske feltet \mathbf{E} i tre dimensjoner. Den generelle formen av bølgeligningen er

$$\frac{\partial^2 \mathbf{D}(x, t)}{\partial t^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{D}(x, t)}{\partial t^2} \quad (14)$$

hvor v er hastigheten bølgen forplanter seg med. Ved sammenligning av de to ser vi at

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \equiv c \quad (15)$$

altså er v nøyaktig lyshastigheten i vakuum.

4.2.3 Utledning av bølgeligningen for det magnetiske feltet \mathbf{B}

Nå vil vi utlede bølgeligningen for det magnetiske feltet \mathbf{B} . Vi starter på samme måte som for det elektriske feltet \mathbf{E}

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = -\nabla^2 \mathbf{B} + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{B})$$

Vi bruker ligningene (11) og (12) og får at

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = -\nabla^2 \mathbf{B} = \nabla \times \left(\varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}\right) = (-\varepsilon_0 \mu_0) \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2}$$

Ordnet gir dette at

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} \quad (16)$$

som er bølgeligningen for det magnetiske feltet \mathbf{B} i tre dimensjoner. Ved sammenligning med (14) ser vi at også her er

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = c$$

4.2.4 Plane, harmoniske elektromagnetiske bølger i vakuum

Vi betrakter harmoniske planbølger på formen

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_E) \quad (17)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_B) \quad (18)$$

hvor $\omega = c|\mathbf{k}| = ck$. Disse to ligningene er en mulig løsning av (13) og (16). Det finnes også flere andre mulige løsninger. I tillegg til å oppfylle bølgeligningene må \mathbf{E} og \mathbf{B} også oppfylle Maxwells 4 ligninger (9-12).

Vi har fra (9) at divergensen til \mathbf{E} -feltet skal være 0, $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$. Vi undersøker divergensen til den harmoniske planbølgen vi valgte

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \nabla \cdot \mathbf{E}_0 \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_E) = -\mathbf{E}_0 \cdot \mathbf{k} \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_E)$$

For at dette skal være lik 0 for alle \mathbf{r} og t må

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}_0 = 0 \Rightarrow \mathbf{k} \perp \mathbf{E}_0 \Rightarrow \mathbf{k} \perp \mathbf{E}$$

På tilsvarende måte finner vi at

$$\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$$

Altså står bølgens forplantningsretning vinkelrett på retningen til bølgeutslaget. Det vil si at elektromagnetiske bølger er transversale.

Fra ligning (10) har vi at

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

Vi undersøker hvilke betingelser som må oppfylles for at dette skal stemme for bølgen vi har valgt. Venstre side i ligning (10) blir da

$$\nabla \times \mathbf{E} = (-\mathbf{k}) \times \mathbf{E}_0 \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_E)$$

Høyre side blir som følger

$$-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\omega \mathbf{B}_0 \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_B)$$

Ordnet gir dette at

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E}_0 \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_E) = \omega \mathbf{B}_0 \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_B) \quad (19)$$

Vi kan anta at både \mathbf{k} og \mathbf{E}_0 begge er $\neq 0$, siden det motsatte ikke ville gitt noen bølge. Vi ser dermed at $\mathbf{B}_0 \perp \mathbf{E}_0$. Fra før har vi i tillegg at

$$\mathbf{k} \perp \mathbf{B}_0$$

og

$$\mathbf{k} \perp \mathbf{E}_0$$

Vi bruker dette sammen og finner at

$$kE_0 \frac{\mathbf{B}_0}{B_0} \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_E) = \omega \mathbf{B}_0 \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t + \phi_B)$$

Vi ser at dersom denne skal gjelde for alle \mathbf{r} og t må $\phi_E = \phi_B$. Dette gir at (19) reduseres til

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E}_0 = \omega \mathbf{B}_0$$

som igjen gir, ut fra ligningene (17) og (18), at

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega \mathbf{B} \quad (20)$$

Oppsummert kan vi nå si at for plane, harmoniske elektromagnetiske bølger i vakuum står \mathbf{k} , \mathbf{E} og \mathbf{B} normalt på hverandre, og dersom vi bruker dette i ligning (20) får vi at

$$E = \frac{\omega}{k} B = cB \quad (21)$$

Fordi både \mathbf{E} og \mathbf{B} oppfylder bølgeligningen, som vist tidligere, følger det at ligning (4) er oppfylt. Dermed har vi vist at alle Maxwells ligninger er oppfylt, samtidig som bølgeligningen er oppfylt.

Kilder: [2], [4], [19], [20], [22], [23], [27].

4.3 Dispersjon

Dersom vi betrakter elektromagnetiske bølger i stoff vil vi se at disse ikke forflytter seg med samme hastighet som elektromagnetiske bølger i vakuum. Dette vil forekomme selv om det ikke finnes noen frie ladninger eller en strøm i mediet. Grunnen er at de elektromagnetiske bølgene induserer svingninger i de ladde partiklene i mediet, og dermed vil vi få nye bølger som danner en superposisjon sammen med den opprinnelige bølgen. Vi får ut en resultantbølge som forplanter seg med en hastighet $\neq c$ og som avhenger av frekvensen og bølgelengden til bølgen. Dette fenomenet kalles dispersjon.

I et materiale som er homogent og isotropt, det vil si ensartet og likt i alle retninger, kan man erstatte konstantene ε_0 og μ_0 med henholdsvis ε , som er permittivitetskonstanten til mediet, og μ , som er permeabilitetskonstanten til mediet. Den relative permittiviteten er da

$$\varepsilon_r = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \quad (22)$$

mens den relative permeabiliteten er

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (23)$$

Bølgefarten i mediet blir nå

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \quad (24)$$

Den relative hastigheten til vakuum i forhold til mediet defineres som brytningsindeksen n .

$$n = \frac{c}{v} = v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}\sqrt{\varepsilon\mu} = \sqrt{\varepsilon_r\mu_r} \quad (25)$$

Kilder: [2], [4], [19], [20], [22], [23], [27].

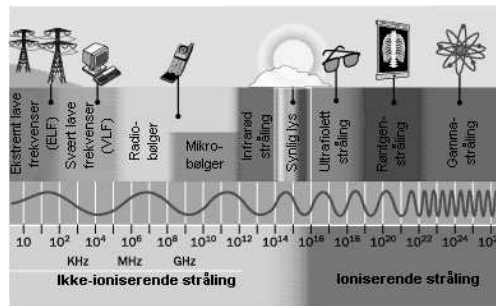
4.4 Det elektromagnetiske spekteret

Det finnes elektromagnetiske bølger med mange forskjellige frekvenser og energier. Energien til en enkelt lyspartikkel avhenger av frekvensen,

og derfor har lys med forskjellig bølgelengde forskjellige egenskaper. Vi deler vanligvis bølgene inn i sju kategorier.

Første kategori inneholder den strålingen som transporterer minst energi, radiobølger. Radiobølger har en frekvens fra bare noen få Hz til 10^9 Hz. Bølgene i denne kategorien er mye brukt innen teknologien for å sende trådløs informasjon gjennom lufta. Grunnen til at det er akkurat disse bølgene man bruker er at de er enkle å lage, og at de ikke er helsefarlige. De har rett og slett for lav energi til å kunne gjøre stor skade på naturen.

Mikrobølger har litt kortere bølgelengde. De har en frekvens fra 10^9 Hz til 3×10^{11} Hz. Ved siden av oppvarming av mat blir disse bølgene brukt i blant annet radar og andre kommunikasjonsmidler.



Figur 4.4.1 Det elektromagnetiske spekteret, kilde: [7]

Videre har vi infrarødt lys. De har en frekvens fra 3×10^{11} Hz til 4×10^{14} Hz, og blir produsert av molekyler og varme legemer, for eksempel et menneske med normal kroppstemperatur.

Synlig lys innebærer all stråling fra 4×10^{14} til 8×10^{14} Hz, altså et relativt lite intervall. Sammen med radiobølgene er det bare disse bølgene som klarer å trenge uforstyrret gjennom jordens atmosfære. Det er også verdt å legge merke til at det er denne typen stråling solen sender ut mest av.

Den mest energirike strålingen finner man i de tre siste kategoriene. Det er ultrafiolettstråling (UV-stråling), røntgenstråling og gammastråling. Ultrafiolett stråling omfatter alle bølger fra 8×10^{14}

til 3×10^{17} Hz, og blir produsert blant annet av eksiterte atomer og i elektriske utladninger. Energien fra dette lyset er stor nok til å ionisere atomer og spalte opp molekyler. Dette skjer når UV-lys treffer atmosfæren vår. Da blir energien brukt til å spalte opp ozongass. På denne måten hindrer ozonlaget at UV-lys skal komme seg ned på jordoverflaten.

Røntgenstråling blir produsert ved at elektroner blir akselerert mellom en katode og en anode. Ved anoden blir elektronene bremsset opp, og røntgenstråling blir sendt ut ved at elektronene vekselvirker med atomkjærnene. Denne bremsestrålingen er uavhengig av hvilket metall anoden er laget av.

Gammastråling blir sendt ut av radioaktive substanser. De har en frekvens i intervallet mellom 3×10^{18} og 3×10^{22} Hz, og er til stede i store kvanta i for eksempel kjernereaktorer. Siden gammastrålene har så stor energi kan de gjøre betydelig skade dersom de blir absorbert av celler, selv i små mengder. Likevel blir denne typen elektromagnetiske bølger brukt som behandling mot enkelte former for kreft.

Kilde: [20]

4.5 Lyshastigheten

4.5.1 Historisk perspektiv

Lenge var det en stor usikkerhet rundt lyshastigheten. Euklid (300-tallet f.Kr) var en av de første store til å uttale seg om den. Han antok at lyshastigheten måtte være veldig stor eller uendelig. Galilei (1564-1642) forsøkte å måle lyshastigheten, men uten hell. Basert på dette antok han at lyshastigheten måtte være uendelig. Descartes (1596-1650) uttalte seg også om lyshastigheten. Han antok at den måtte være uendelig.

Det stod en danske bak den aller første ordentlige målingen i 1676, nemlig Ole Rømer (1644-1710). Han beregnet den på grunnlag av tidspunktene for når Jupiter skjulte sin måne Io, og kom ved hjelp av dette meget nær den virkelige verdien for c . Både Huygens (1629-1695) og Newton (1642-1727) beregnet på grunnlag av Rømers

målinger verdien for lysets hastighet. Huygens beregnet den til å være lik $2,3 \times 10^8 \text{ m/s}$, mens Newton fant at den måtte være $2,4 \times 10^8 \text{ m/s}$

Debatten sluttet imidlertid ikke med dette, den pågikk frem til James Bradley i 1729 la frem sine resultater hvor han hadde oppdaget uregelmessigheter i lyset fra stjerner som en følge av jordens banebevegelse. På grunnlag av dette konkluderte han med at lyshastigheten måtte være endelig.

I 1849 foretok Armand Hippolyte L. Fizeau de første laboratoriemålingene av c . Fizeau målte også lyshastigheten i andre medier enn luft, og fant at disse var vesentlig mindre enn lyshastigheten i luft.

I dag er c en av våre fundamentale størrelser. Den ble definert til den verdien den har i dag i 1983 på grunnlag av målinger. Man definerer i dag meteren ut fra lyshastigheten ved å si at en meter er den strekningen lyset går på $1/c$ sekund. Lyshastigheten brukes også ofte for å beskrive astronomiske avstander ved at man kaller den avstanden lyset går i vakuum på et år for et lysår. Et lysår er ca. 10^{16} m. Lyshastigheten er i dag definert som

$$c = 299792458 \text{ m/s}$$

Kilder: [19], [20], [27]

4.5.2 Et smakfullt forsøk

I dette forsøket skal vi ved hjelp av en mikrobølgeovn, en pose marshmallows og en linjal forsøke å måle lysets hastighet.

Mikrobølger er en type elektromagnetiske bølger. De har en bølgelengde fra 0.3 m ned til 10^{-3} m. Frekvensen varierer mellom 10^9 og 3×10^{11} Hz. Mikrobølger brukes blant annet i mikrobølgeovner for å varme mat.

I en mikrobølgeovn har vi såkalt stående bølger. Stående bølger oppstår ofte når en bølge treffer et annet medium, slik at bølgen igjen blir reflektert. Summen av den innfallende og den reflekterte bølgen vil igjen se ut som en bølge. Denne bølgen vil imidlertid ikke bevege seg, men kun svinge frem og tilbake på samme sted, derav navnet stående bølge.

Når flere stående bølger når sin maksimalverdi, sin bølgetopp, på samme sted sier vi at vi får konstruktiv interferens. Disse bølgenes amplitude vil da adderes sammen, og man får ut en ny og større amplitude. Andre steder vil man få destruktiv interferens. Dette vil forekomme når det møtes bølger hvor noen har en bølgetopp mens andre har en bølgebunn. Også her vil resultantamplituden bli summen av de enkelte amplitudene. Resultatet blir et utslag som er mye mindre enn de opprinnelige. Dersom summen av utslagene i den positive retningen er nøyaktig likt summen av utslagene i den negative retningen vil vi få utsløkning, altså ikke noe bølgeutslag. De stedene hvor det forekommer konstruktiv interferens, vil maten bli mer oppvarmet. Mikrobølgeovnen vil altså ikke varme maten jevnt. For å forsøke å motvirke dette, setter man i dag inn en tallerken som kan rotere i mikrobølgeovnen. Slik vil resultatet bli jevnere. Avstanden mellom punktene hvor man finner konstruktiv interferens, altså hvor det blir mest brent, vil være en halv bølgelengde.

Hastigheten til en bølge er gitt ved

$$v = \lambda \cdot f$$

hvor λ er bølgelengden og f er frekvensen, eller svingninger per tidsenhet.

For å måle lyshastigheten fjernet vi først den roterende tallerkenen i mikrobølgeovnen, slik at alt skulle ligge helt i ro. Deretter dekket vi hele bunnen i mikrobølgeovnen med marshmallows. Vi kjørte så marshmallowsene på middels effekt i noen minutter. Det dannet seg da et mønster, marshmallowsene ble mer stekt noen steder enn andre. Vi målte avstanden mellom disse punktene, som er en halv bølgelengde. Til slutt leste vi av frekvensen til mikrobølgene i mikrobølgeovnen. Figur 4.5.2.1 viser marshmallowsene slik de så ut etter endt forsøk.



Figur 4.5.2.1 Marshmallowsene etter endt forsøk

Vi fant at

$$\lambda \approx 0,125 \text{ m}$$

og vi leste av frekvensen til å være

$$f = 2450 \text{ MHz}$$

Dermed kan vi regne ut hastigheten v til bølgene

$$\lambda \cdot f = 0,125 \text{ m} \cdot 2450 \times 10^6 \text{ Hz} = 3,06 \times 10^8 \text{ m/s}$$

Vi finner den relative feilen

$$\frac{v - c}{c} = 0.0215 \approx 2\%$$

Vi ser at vi kom svært nært den korrekte verdien for c . Usikkerheten ligger i avlesing av avstanden mellom bølgetoppene, samt i at marshmallowsene este mye ut og dermed flyttet bølgetoppene litt.

Kilde: [6]

4.6 Interferens

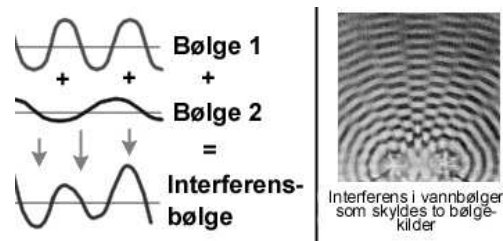
Interferens er et fenomen som oppstår når to bølger befinner seg på samme sted til samme tid. Dette gjelder ikke bare for vannbølger og lydbølger, men også for elektromagnetiske bølger. Når to bølger

overlapper hverandre kan vi finne resultantbølgen ved å superponere de to bølgene.

Betingelsen for at superposisjonsprinsippet skal gjelde, er at bølgeligningen er oppfylt, noe som vi nå vet gjelder for elektromagnetiske bølger. Vi vil da se at amplituden til resultantbølgen fås ved å addere amplituden til de to enkelte bølgene. På grunn av en forskjell i veilengde fra hver av bølgekildene til et gitt punkt, vil bølgene komme ut av fase. Resultantbølgen vil da få en amplitude som er ulik amplitudene til de to opprinnelige bølgene. Dette kaller vi interferens. Hvis begge bølgene oppfyller bølgeligninga, er det lett å finne resultantbølgen.

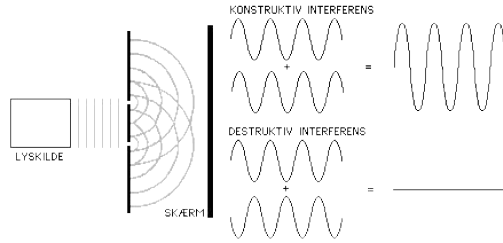
Utslaget til resultantbølgen finner vi ved å summere utslagene til de to bølgene på samme sted. Hvis de to bølgene har samme amplitude og motsatt fase, vil de to bølgene utslukke hverandre overalt. Dette kalles destruktiv interferens. Destruktiv interferens forekommer når en av bølgene har en bølgetopp mens den andre har en bølgebunn på akkurat samme sted. Bølgene har en veiforskjell gitt ved

$$\Delta r = r_1 - r_2 = \left(n + \frac{1}{2}\right) \cdot \lambda \quad (26)$$



Figur 4.6.1 Superposisjon av elektromagnetiske bølger, kilde: [9]

Dersom bølgene har bølgetopp på samme sted (det vil si at forskjellen i veilengde mellom de to bølgene er et helt antall bølgelengder), vil de to bølgene forsterke hverandre. Vi har da konstruktiv interferens. Mellom punkter med destruktiv og konstruktiv interferens, får vi delvis konstruktiv eller delvis destruktiv interferens.



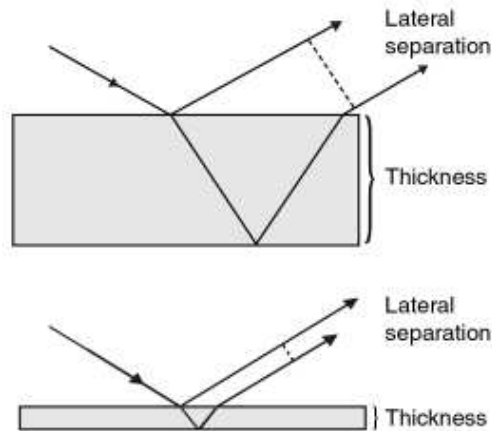
Figur 4.6.2 Konstruktiv og destruktiv interferens, kilde: [10]

Interferens kan oppstå på grunn av lysbrytning i tynne sjikt eller filmer. Dette kan vi for eksempel få dersom vi sender lys inn mot et tynt oljelag på vann. Siden vi nå har tre ulike stoff (luft, olje og vann), vil vi også ha tre ulike brytningsindekser. Lyset vil altså reflekteres fra to flater med ulik brytningsindeks. Når brytningsindeksen n_1 er mindre enn n_2 (se figur 4.6.3), så vil refleksjonene fra de to flatene ha motsatt fase. Hvis vi har

$$AB + BC = n \cdot \lambda \quad (27)$$

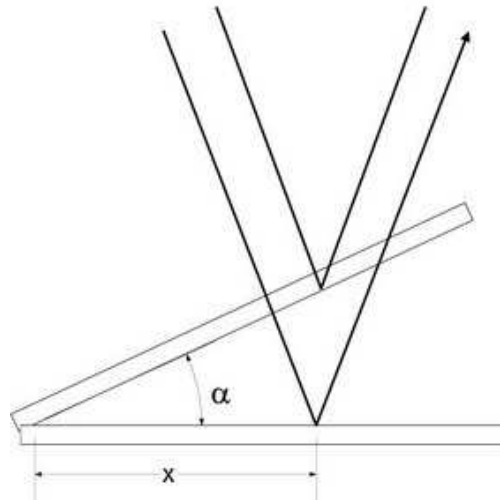
$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

vil vi få konstruktiv interferens gitt at $n_1 < n_2 < n_3$. Vi vil få destruktiv interferens dersom $n_1 < n_2$ og $n_3 < n_2$. n_1 , n_2 og n_3 er her brytningsindeksen til de ulike mediene.



Figur 4.6.3 Interferens på grunn av lysbrytning i tynne filmer, kilde [12]

Interferens fås også ved refleksjon. Vi sender en bølge inn mot ei flate med reflekterende egenskaper. Da vil en del av bølgen fortsette inn i det andre mediet mens resten av bølgen blir reflektert. Hvis det befinner seg ei reflekterende flate nedenfor den første flata vil den transmitterte bølgen treffe denne flata og bli delvis reflektert. Vi har nå to reflekterte bølger, og disse kan sammen skape interferens.



Figur 4.6.4 Interferens ved refleksjon fra to ikke-parallele flater, kilde [11]

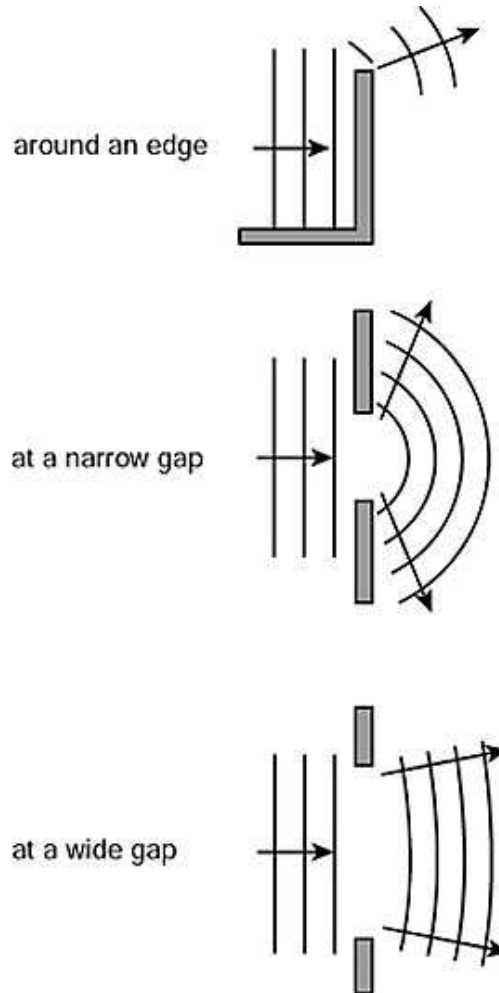
Et fenomen som kan oppstå når bølger møtes innenfor et avsperrert område, er stående bølger. Dette har vi for eksempel i mikrobølgeovner. Stående bølger er ikke vandrende bølger. Det vil si at det ikke er mulig å følge bølgen i en fase, da den ikke beveger seg fremover, men kun opp og ned i ethvert punkt. I slike tilfeller kaller man bølgen en svingning eller en stående bølge.

Kilder: [2], [18], [19], [20], [27]

4.7 Diffraksjon

Diffraksjon, eller spredning, er de mønstrene som dannes ved interferens når lys møter et hinder. Dette kan for eksempel være en spalte eller et objekt som hindrer deler av bølgen. Disse objektene er av størrelsesorden tilnærmet lik bølgelengden til lyset. Lyset vil

gå rundt, eller gjennom, disse hindrene, men de vil også endre retning eller bevegelsesmønster. Diffraksjon er altså spredning av lys rundt hjørner. Jo større forholdet mellom bølgelengde og åpning eller hindring er, jo større blir diffraksjonen eller bøyningen.



Figur 4.7.1 Diffraksjon, kilde [13]

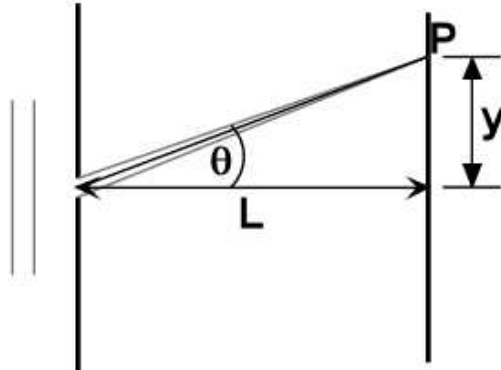
Diffraksjonsgitter blir brukt til å skille ut enkelte farger eller bestemte bølgelengder. Det finnes to typer diffraksjonsgitter; refleksjonsgitter og transmisjonsgitter. Et transmisjonsgitter består av mange parallelle spalter. Avstanden mellom spaltene kalles git-

terkonstanten d . Maksimal intensitet er gitt ved

$$d \sin \theta = n\lambda \quad (28)$$

$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Forutsetninga for at denne formelen skal gjelde er at $L \gg \lambda$.



Figur 4.7.2 Diffraksjon, kilde [14]

Et refleksjonsgitter består av mange parallelle riper i ei reflekterende, metallisk flate. Ripene sørger for at lyset spres i alle ulike retninger, mens de reflekterende områdene mellom ripene fungerer på samme måte som spaltene i et transmisjonsgitter. Vi får maksima for intensiteten der faseforskjellen mellom reflektert lys fra to tilstøtende reflekterende flater er gitt ved

$$\phi = 2\pi n \quad (29)$$

$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Kilder: [2], [18], [19], [20], [27].

4.8 Polarisasjon

Polarisasjon finner vi i alle transversale bølger. Siden alle elektromagnetiske bølger er transversale, vil hver enkelt elektromagnetisk

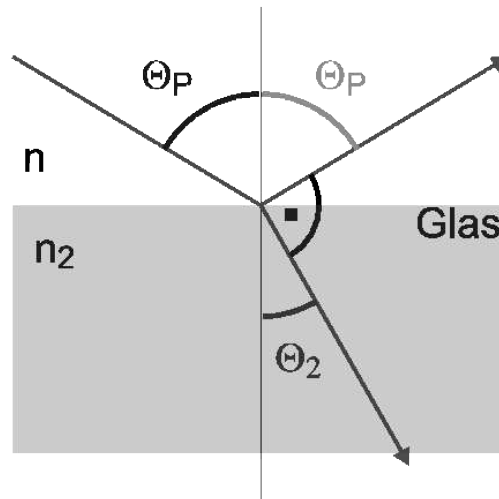
bølge alltid være polarisert. Det finnes flere ulike typer polarisasjon; lineær polarisasjon, sirkulær polarisasjon og elliptisk polarisasjon. Hva slags type polarisasjon vi har, er avhengig av hvordan dipolene i lyskilden svinger/vibrerer. Polarisasjonsretningen til lyset som sendes ut, vil da ha samme retning som vibrasjonsretningen til dipolene.

Naturlig lys er upolarisert. Det vil si at lyskilden består av molekyler med vilkårlig orientering. Lyset fra lyskilden vil da være lineært polarisert i alle mulige retninger. For å omforme upolarisert lys til polarisert lys, kan vi benytte det som kalles et polarisasjonsfilter. Polarisasjonsfilteret virker på den måten at det filtrer bort alt lys som ikke har den polarisasjonsretningen vi ønsker. Polaroid er det mest kjente polarisasjonsfilteret. Det finner man for eksempel i solbriller. Polaroid består av lange polymerkjeder med en bestemt retning, som er elektrisk ledende på langs men ikke på tvers. Dette gjør at de absorberer alt lys om er polarisert langs kjeden, og slipper i gjennom lys som har polarisasjonsretning på tvers av polymerkjedene.

Vi kan også oppleve polarisasjon ved refleksjon. Hvis vi sender inn lys mot en reflekterende overflate, og innfallsstrålen danner en vinkel θ med innfallsloddet, så vil en del av lyset reflekteres med samme vinkel, mens resten av lyset vil transmitteres ned i det andre mediet. Hvis innfallsvinkelen θ_1 er lik polarisasjonsvinkelen, eller Brewstervinkelen, θ_p til den gitte overflaten, så vil det reflekterte lyset være fullstendig polarisert. Hvis innfallsvinkelen ikke er lik polarisasjonsvinkelen, så vil det reflekterte lyset være delvis polarisert. Polarisasjonsvinkelen finner vi ved hjelp av Snells brytningslov

$$\begin{aligned} \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} &= \frac{n_2}{n_1} \\ \frac{\sin \theta_p}{\sin(\frac{\pi}{2} - \theta_p)} &= \frac{n_2}{n_1} \\ n_1 \cdot \sin \theta_p &= n_2 \cdot \sin(\frac{\pi}{2} - \theta_p) \\ n_1 \cdot \sin \theta_p &= n_2 \cdot \cos \theta_p \\ \tan \theta_p &= \frac{n_2}{n_1} \end{aligned} \tag{30}$$

Her er n_1 og n_2 brytningsindeksen til de to ulike mediene.



Figur 4.8.1 Polarisasjonsvinkel, kilde [15]

Polarisasjonen forteller generelt om i hvilken retning vi har forflytning. Hvis har forflytning, eller utslag, i y-retning, er polarisasjonen i y-retning. Polarisasjonen av elektromagnetiske bølger avhenger av retningen på det elektriske feltet. Polarisasjonen har samme retning som det elektriske feltet og svinger i henhold til det.

Kilder: [2], [18], [19], [20], [27].

4.9 Anvendelser

Siden elektromagnetisk stråling har så mange egenskaper, blir de brukt på forskjellige måter innen teknologi, kommunikasjon, energiproduksjon og i naturen. Noen eksempler er: solceller, sende trådløs informasjon (TV, radio, telefon), røntgenbilder og fotosyntese.

4.9.1 Solceller

Før produksjon av elektrisk strøm kan man bruke solceller. Prinsippet går ut på at lys treffer en pn-overgang på en halvleder (for eksempel silisium). Da vil energien fra lyset absorberes og brukt til å eksitere elektroner fra valensbåndet til ledningsbåndet. Elektronet i ledningsbåndet og hullet i valensbåndet vil dermed være fritt til å bevege seg og bidra med å generere strøm i solcellepanelet. På grunn av det naturlige elektriske feltet mellom p- og n-områdene, vil hullene bevege seg mot p-siden mens elektronene vil bevege seg mot n-siden. Dette vil resultere i en spenningsforskjell mellom n- og p-siden av halvlederen, og solcellepanelet kan derfor brukes som en spenningskilde.

4.9.2 Fotosyntese

I naturen finner man mange fine grønne planter som strekker seg etter sollyset for å overleve. Det som skjer er at lys fra sola treffer noen grønne flekker på bladene, som heter klorofyll. Disse flekkene absorberer energien som lyset gir. Denne energien blir brukt til å omdanne vann og karbondioksid til sukker og oksygen. Oksygenet blir skilt ut, mens sukkeret blir til mat for plantene.

4.9.3 Røntgenbilder

Røntgenstråling er bærere av så stor energi at den lett kan trenge seg igjennom materie. Det er denne egenskapen som blir utnyttet når man tar røntgenbilder. Siden beinvev og andre vev i kroppen absorberer denne strålingen forskjellig, vil vi få et ganske bra bilde av hvordan kroppen ser ut innvendig på den fotografiske filmen som tar imot den gjennomgående strålingen. Man bør imidlertid ikke utsette seg for mer stråling enn nødvendig på grunn av skadevirkningene når disse høyfrekvente bølgene blir absorbert av cellene i kroppen. Siden røntgenstråling også har den egenskap at den kan ødelegge celler, blir den ofte brukt til behandling av kreftpasienter der strålingen blir rettet mot kreftsvulster.

4.9.4 Trådløs informasjon

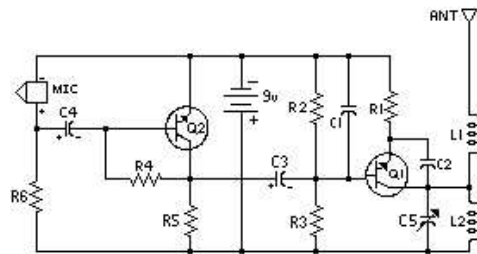
Når man sender trådløs informasjon ved hjelp av en mobiltelefon eller en fjernkontroll, utnytter man at elektromagnetiske bølger kan indusere spenning i en mottakende krets. Det er forskjellige måter å sende informasjon på. En godt brukt måte er amplitudemodulasjon (AM). En gammel AM-radio bygger på dette prinsippet. Det går ut på at en sender ut radiobølger med en fast frekvens og varierende amplitude. I radioen vil signalene bli likerettet slik at man bare står igjen med amplitudevariasjonene. Disse amplitudevariasjonene vil da generere lyd i radioens høyttaler.

Kilde: [19], [20], [24], [25].

5 Praktisk del, FM-sender

5.1 Sender og mottaker

I dette prosjektet har vi laget en sender, som en illustrasjon på hvordan man kan utnytte elektromagnetiske bølgers egenskaper. Senderen består ganske enkelt av en krets som gjør likestrøm om til vekselstrøm, en forsterker og en antenne. Når senderen er slått på, vil vi da få et varierende elektrisk felt i antenne. Dette varierende elektriske feltet vil da generere elektromagnetiske-bølger, som vil bre seg gjennom lufta til de treffer mottakerens antenne. Der vil bølgene indusere et elektrisk felt, som igjen vil generere en elektrisk strøm.



Figur 5.1.1 Koblingskjema til FM-senderen vår, kilde: [5]

Av skjemaet over kan vi se at alle komponentene som ligger til venstre for kondensator C3 er forsterkerdelen. Nederst til høyre har vi en LC-krets som bestemmer frekvensen til bærebølgen. Transistoren som er koblet til LC-kretsen, skrur seg av og på i takt med svingningene. Dette vil hindre at vekselstrømmen i LC-kretsen dør ut.

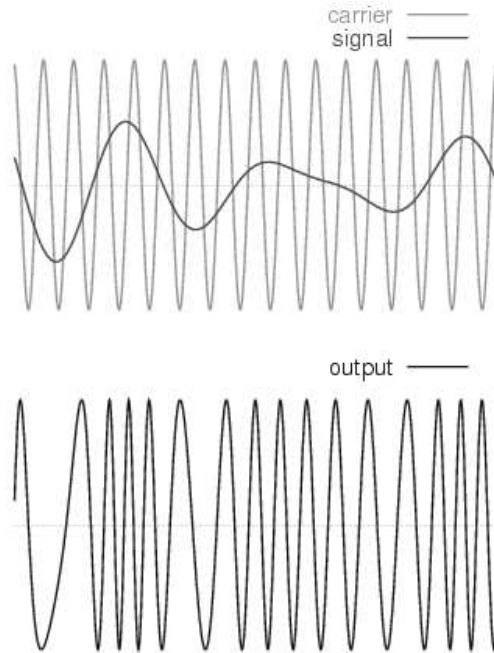
Komponent	Verdi
R1	207 Ω
R2, R5, R6	4,7 k Ω
R3	10 k Ω
R4	100 k Ω
C1	1 nF
C2	5,6 pF
C3, C4	10 μ F
C5	3 – 18 pF
L1	5 viklinger, 4 mm i diameter
L2	3 viklinger 1cm i diameter
T1, T2	2N3904

Tabell 5.1.1 Komponentverdier, kilde: [5]

5.2 Frekvensmodulasjon

I Norge er det FM-bånd som brukes til kringkasting. Dette er fordi FM-signaler tåler mer støy og forstyrrelser enn det AM-signaler gjør. FM står for frekvensmodulasjon, mens AM står for amplitudemodulasjon. Frekvensmodulasjon vil si at vi modulerer signalet slik at variasjonen i frekvens blir stor. Utgangssignalet vil da ha varierende frekvens. Vi påvirker på denne måten oscillatorfrekvensen direkte.

Ved hjelp av en mikrofon blir lavfrekvente signaler (det vil si lavfrekvent i forhold til frekvensen FM-senderen sender ut) sendt inn til forsterkeren, der signalet forsterkes. Derfra sendes signalene videre til oscillatoren. De lavfrekvente svingningene fra mikrofonen gjør at radiosignalets frekvens varierer. Kringkastet frekvens vil øke eller minske i takt med lydsvingningene. Når vi snakker med lavfrekvent lyd (mørk stemme) vil frekvensen svinge lite, men når vi snakker med høyfrekvent lyd (lys stemme) svinger utsendt frekvens mer. Det vil si at for 'høye' lydsignaler er frekvenssvingen større enn for 'lavere' lyder. Frekvenssvingen er altså forskjellen mellom ytterpunktene til frekvensen. Frekvensmodulasjonen bestemmer hvor mye frekvensen skal svinge ut til siden, mens lydsignalets tonefrekvens bestemmer hvor fort utsendt frekvens varierer.

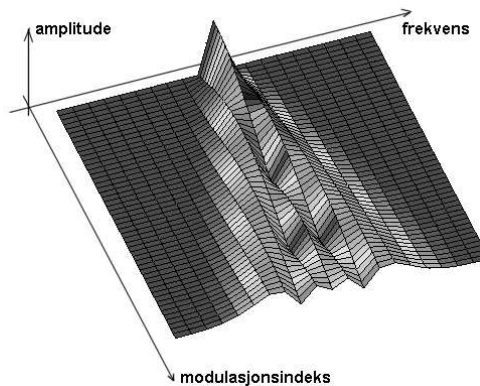


Figur 5.2.1 Frekvensmodulasjon, kilde [17]

Frekvensmodulasjon blir brukt når vi har frekvenser på over 30MHz. Dette er fordi FM-signaler trenger større båndbredde enn AM-signaler. I frekvensmodulasjonen har vi teoretisk sett et uendelig antall sidebåndkomponenter per modulasjonsfrekvens. Modulasjonsindeksen M forteller oss hvor kraftig modulasjonen er. Modulasjonsindeksen er gitt ved

$$M = \frac{\Delta f}{f_{LF}} \quad (31)$$

der Δf er halve frekvenssvingen og f_{LF} er det lavfrekvente inngangssignalet fra forsterkeren.



Figur 5.2.2 Frekvensmodulasjon og modulasjonsindeks, kilde [16]

Båndbredden avhenger av frekvenssving og frekvensen som sendes. Den forteller om hvor fort signalet varierer. Båndbredden er gitt ved

$$B = 2 \cdot (\Delta f + f_{LF}) \quad (32)$$

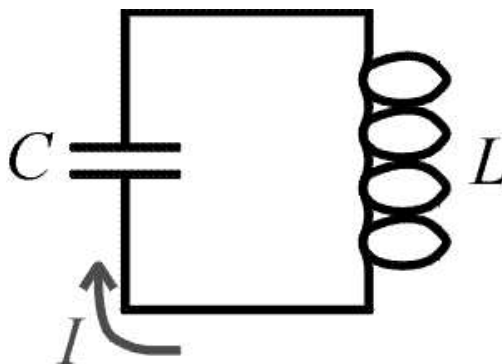
PM eller fasemodulasjon kalles ofte for indirekte frekvensmodulasjon. I dette tilfellet har oscillatoren stabil frekvens. I PM-sendere er det koblet inn et nettverk som påvirker signalet fra oscillatoren ved å endre fasen. En FM-mottaker kan ikke skille FM- og PM-signaler, fordi utsendt signal fra FM- og PM-sendere ser helt like ut.

Kilder:[2], [21]

5.3 LC-kretser

LC-kretser består ganske enkelt av en kondensator og en spole. De blir ofte brukt i både sendere og mottakere. Det som er spesielt med LC-kretser er at strømmen kan svinge harmonisk med en frekvens bestemt ut fra kapasitansen til kondensatoren og induktansen til spolen.

Bevis for at en LC-krets svinger harmonisk



Figur 5.3.1 LC-krets, kilde: [6]

Kirchhoffs andre lov gir:

$$\begin{aligned} \varepsilon_L - \varepsilon_C &= 0 \\ -L \frac{dI}{dt} - \frac{q}{C} &= 0 \\ \frac{d^2q}{dt^2} + \frac{q}{LC} &= 0 \end{aligned}$$

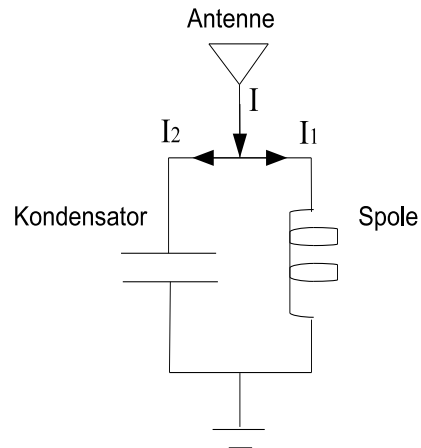
som har den generelle løsningen

$$q = Q_0 \cos\left(\frac{t}{\sqrt{LC}} + \phi\right)$$

Det vil si at dersom det går strøm i en LC-krets, så vil den svinge harmonisk med en vinkelfrekvens på $\omega=1/\sqrt{LC}$. Dette tilsvarer en frekvens på $f=1/(2\pi\sqrt{LC})$. I virkeligheten vil det alltid være en motstand i kretsen. Da har vi en RCL-krets. På grunn av motstanden ville frekvensen vært mindre og strømmen dødd ut eksponentielt.

Dersom vi har lyst til å bruke LC-kretsen som en oscillator i en sender, er vi nødt til å ta hensyn til dette. Da kan man lage en ny krets i tillegg, som hele tiden mater LC-kretsen med ny strøm til rett tid. Dette vil da opprettholde de harmoniske svingningene. I en mottaker utnytter man LC-kretsens egenskaper på en annen måte. Da utnytter man at en LC-krets, som blir utsatt for en ytre spenning bestående av mange forskjellige frekvenser, vil filtrere ut nesten alle frekvensene unntatt de som skaper resonans i kretsen. I

mottakere kobler man ofte en slik krets til antenna slik at bare de signalene man er interessert i slipper igjennom. Da kan man se på antenna som en spenningskilde som blir koblet inn i parallell med kretsen.



Figur 5.3.2 LC-krets med antenne koblet i parallell

Kirchhoffs første lov gir

$$I = I_1 + I_2$$

Vi setter spenningen fra antenna til $V_0 e^{i\omega t}$

Kirchhoffs andre lov gir

$$V_0 e^{i\omega t} = \frac{q}{C}$$

$$V_0 e^{i\omega t} = L \frac{dI}{dt}$$

$$\frac{q}{C} = L \frac{dI}{dt}$$

Vi lar $q = Q_0 e^{i\omega t}$ være en løsning. Det gir

$$V_0 e^{i\omega t} = \frac{Q_0 e^{i\omega t}}{C}$$

$$V_0 = \frac{Q_0}{C}$$

$$Q_0 = V_0 C$$

Det gir strømmen

$$I_{01} = \frac{dq}{dt} = iV_0 C \omega$$

Vi finner strømmen I_2 ved å la $I_2 = I_{02} e^{i\omega t}$

$$V_0 e^{i\omega t} = iL I_{02} \omega e^{i\omega t}$$

$$V_0 = iL I_{02} \omega$$

Det gir strømmen

$$I_{02} = \frac{V_0}{iL\omega}$$

Den totale strøamplituden er

$$I_0 = I_{01} + I_{02}$$

$$I_0 = V_0 \left(iC\omega + \frac{1}{iL\omega} \right)$$

Man kan se at strømmen i kretsen er avhengig av vinkelfrekvensen til den påtrykte spenningen. Ved å derivere dette uttrykket kan vi finne ut av hvilken frekvens som skaper resonans i kretsen.

$$\frac{dI}{d\omega} = V_0 \left(iC + \frac{-iL}{(iL\omega)^2} \right) = 0$$

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

Vi har et toppunkt i $\omega = 1/\sqrt{LC}$. Dette kan man forøvrig teste ved å derivere en gang til og se at den andrederiverte i punktet er negativ. Det vil si at dersom en antenne tar imot signaler med mange forskjellige frekvenser, så er det bare de signalene med frekvens nærmest $\omega = 1/\sqrt{LC}$ som slipper igjennom kretsen. Resten blir filtrert bort.

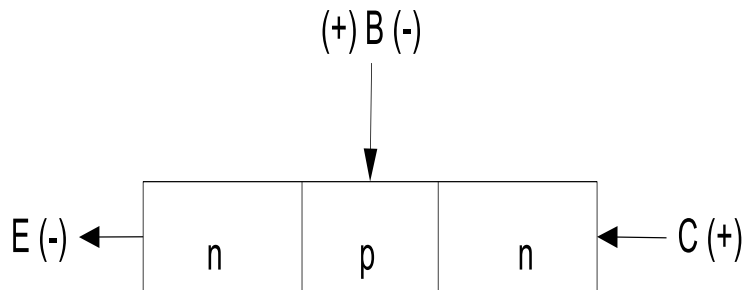
Kilde: [19]

5.4 Transistor

En transistor inneholder tre halvledere som er satt sammen.

Energien til ladningsbærerne i halvledere, ledere og isolatorer kan grovt deles inn i to områder. Det er valensbånd (E_V) og ledningsbånd (E_C). I ledningsbåndet finner vi elektronene med høyest energi, mens i valensbåndet finner vi elektroner med lavere potensiell energi. Det vil si at elektronene i valensbåndet ligger nærmere atomkjernen.

For halvledere er det slik at ledningsevnen øker for økende temperatur. Da vil den tilførte termiske energien bli overført til elektroner i valensbåndet slik at de kommer seg opp i ledningsbåndet. I valensbåndet vil det da bli en ledig plass. Disse plassene blir kalt for hull, og blir sett på som positive ladningsbærere. Dersom vi setter på en spenning over halvlederen, vil denne ledige plassen bevege seg mot minuspolen samtidig som elektronet i ledningsbåndet vil trekkes i motsatt retning. Etterhvert som temperaturen øker, vil det da bli flere elektroner i ledningsbåndet og dermed vil ledningsevnen øke. I transistorer er halvlederne dopet. Det vil si at det er enten tilført flere elektroner i ledningsbåndet, eller at det er blitt fjernet elektroner i valensbåndet. På denne måten har de økt ledningsevnen til halvlederen.

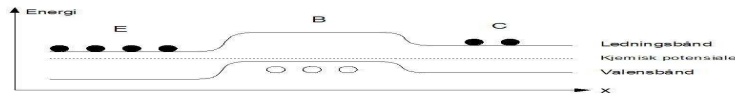


Figur 5.4.1 Pnp-transistor

Inne i en transistor finner vi tre dopete halvledere som er satt sammen. Halvlederen i midten er dopet med motsatt type ladningsbærere enn de på kantene. Det gir oss to hovedtyper transistorer, npn- og pnp-transistorer. En npn-transistor er dopet med negative ladningsbærere i hver ende mens den er dopet med positive i midten.

For en pnp-transistor er det motsatt. Siden komponenten består av tre områder av forskjellig dopete halvledere, finnes det normalt tre tilkoblingspunkter. Det er collector (C), base (B) og emitter (E).

Mellom de forskjellige dopete områdene vil det normalt være elektriske felter. Det er fordi elektronene nærmest grenseovergangen på n-siden vil falle ned i ledige tilstander på p-siden. De dopete feltene er i utgangspunktet elektrisk nøytrale, og det vil derfor være et overskudd av positiv ladning på n-siden mens det er overskudd av negativ ladning på p-siden. Dette resulterer i et lite elektrisk felt i grensene mellom n- og p-halvlederne. Av den grunn vil et elektron ha forskjellig potensiell energi i de forskjellige områdene. Energien som funksjon av lengden på transistoren vil da se slik ut:



Figur 5.4.2 Energibånd

Vi setter på en ytre spenning over over en npn-transistor, slik at vi har en stor spenning mellom collector og emitter, og moderat spenning over base og emitter. For at det skal gå strøm i komponenten, må vi ha en smal base. Da vil de fleste elektronene fra emitter komme over til collector uten å bli rekombinert med hull.

Dersom vi kaller strømmen inn i collector for I_C , inn i base for I_B og strømmen ut av emitter for I_E , kan vi nevne noen sammenhenger mellom dem. Kirchhoffs første lov eller knutepunkt-regelen gir:

$$I_C + I_B = I_E$$

Det vil si at vi har størst strøm ut av emitter. Det finnes også en nyttig sammenheng mellom I_C og I_B :

$$I_C = \beta_0 I_B$$

Strømmen inn i collector er altså proporsjonal med strømmen inn i base. På grunn av denne egenskapen egner transistoren seg ypperlig til å forsterke signaler. Dersom det går en positiv strøm inn i base, vil det også gå en positiv strøm inn i collector. Collector-strømmen vil variere i takt med base-strømmen, men er β_0 ganger større. På den måten blir signalene som kommer inn i base forsterket. En transistor kan også virke som en bryter. Det gjør den i en multivibrator, som blir diskutert senere.

Kilde: [26]

5.5 Oscillator

En FM-sender består av to hoveddeler; forsterker og oscillator. Det er oscillatoren som sender signalet til antenna. Frekvensen til det utsendte signalet på FM-senderen, blir bestemt av oscillatoren. En oscillator kan bestå av en spole med induktans L og en kondensator med kapasitans C . I tillegg har vi også en transistor. LC-kretsen skaper harmoniske svingninger gitt ved ligninga $q = Q_0 \cos(\omega t + \phi)$. Transistoren skaper resonans ved å svinge i takt med LC-kretsen og sørger dermed for at signalet ikke dør ut. Oscillatoren danner altså utgangssignalet, og sørger for frekvenssvingen. Frekvensen fra oscillatoren vil variere på bakgrunn av frekvensen til innsendt signal fra forsterkeren. Frekvensen til utgangssignalet er gitt ved:

$$f = \frac{\omega}{2\pi} \quad (33)$$

ω er her vinkelfrekvensen til svingningen og er per definisjon gitt ved $\omega = 1/\sqrt{LC}$.

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (34)$$

Induktansen L til de selvlagde spolene finner vi på følgende måte:

$$L = \frac{\mu_0 N^2 A}{l} \quad (35)$$

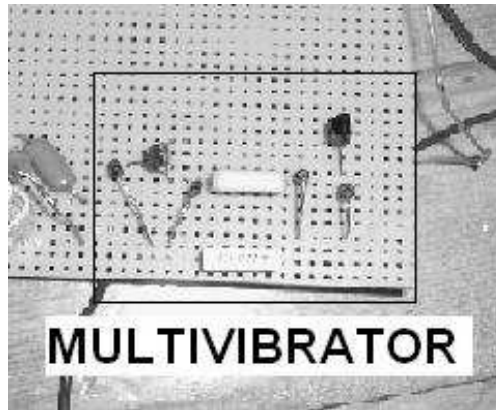
der N er antall viklinger, A er tverrsnittarealet og l er lengden til spolen. Tallverdien til induktansen blir da

$$L = \frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 3^2 \cdot \pi \cdot 0,005^2}{0,005} H$$

$$L = 1,78 \times 10^{-7} H$$

Kilder:[18], [19], [20], [21]

5.6 Multivibrator



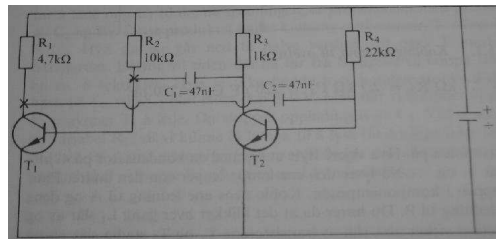
Figur 5.6.1 Multivibrator

En multivibrator er en elektrisk krets som har to ulike tilstander, og som brukes til å iverksette enkle systemer. Eksempel er transistorer eller tidtakere. En multivibrator fungerer slik at når den ene delen av kretsen er på, er den andre av. Multivibratoren er en slags bryter, og de to delene skrur hverandre av og på ved at den ene lader opp den andres kondensator, som går til base til den andre transistoren. Når den første skrur på, vil base til den andre transistoren gå til jord. Den andre kretsen, som er av, vil da lade seg ut.

Den vanligste typen multivibrator er en astabil multivibrator, og det er denne typen vi har benyttet i vår krets. En astabil multivibrator er ikke stabil i noen av tilstandene den varierer mellom, den

svinger kontinuerlig fra en tilstand til en annen. Den vil generere en firkantpuls. Andre typer multivibratore er monostabile og bistabile multivibratore.

En multivibrator vil svinge med en slik frekvens at det skapes et signal i kretsen som vi kan høre. Dersom man ønsker å endre denne frekvensen kan man bare endre komponentenes verdi. Å øke kondensatorens kapasistans fører for eksempel til at frekvensen til lyden synker. Vi har brukt multivibratoren som mikrofon i vår FM-sender.



Figur 5.6.2 Koblingsskjema for multivibrator, kilde [24]

Siden vi skulle bruke multivibratoren som mikrofon, måtte vi endre på noen verdier. Dette er de komponentene vi brukte:

Komponent	Verdi	Enhet
R_1, R_3	2, 2	$k\Omega$
R_2, R_4	33	$k\Omega$
C_1, C_2	1	μF
T_1, T_2	BC549C	

Tabell 5.6.1

Kilder: [1], [2], [3], [4], [21]

5.7 Forsterkere

En transistor kan forsterke en strøm. Man sender da både strøm inn gjennom kollektoren og inn gjennom basen, slik at strømmen som taes ut ved emmitter er summen av disse to. Vi definerer forholdet

mellom kollektorstrømmen og basestrømmen som strømforsterknin-
gen β_0 .

$$\beta_0 = \frac{I_C}{I_B}$$

Med strømforsterkning menes transistorens evne til å forsterke et signal. En liten basestrøm gir opphav til en mye større kollektorstrøm.

Kilder: [1], [2], [3], [4], [21]

5.8 Antenne

Kilden til elektromagnetiske bølger er elektriske ladninger i bevegelse. Derfor må det være elektriske ladninger i bevegelse i vår antenne. To vanlige antennetyper er elektrisk dipolantenne og magnetisk dipolantenne (spole).

5.8.1 Elektrisk dipolantenne

I denne typen antennene oscillerer dipolmomentet, derav navnet dipolantenne. Dersom det elektriske dipolmomentet hadde vært konstant, ville det bare vært et elektrisk felt rundt antenna, og dermed hadde det ikke blitt generert elektromagnetiske bølger. For at det skal bli sendt ut elektromagnetiske bølger må det altså også være et magnetisk felt tilstede. Det får vi dersom det elektriske feltet oscillerer. Da vil det gå en vekselstrøm i antenna, og Amperes lov sier da at det også må være et magnetisk felt tilstede. Bølgene vil bre seg utover med lysets hastighet, og med samme frekvens som de varierende feltene. Dersom vi plasserer en observatør i en avstand mye større enn antennes utstrekning, vil vi oppleve at intensiteten vil avhenge av retningen strålingen har. Det er fordi det amplituden til det elektriske feltet er proporsjonal med $\sin\theta$, der θ er vinkelen bølgeretningen danner med dipolen. Dette vil resultere i at vi får størst intensitet i planet vinkelrett på antenna, og null intensitet på aksene langs med dipolen.

Kilde: [19], [20]

5.8.2 Magnetisk dipolantenne

Som for en elektrisk dipolantenne må vi også her ha et oscillerende dipolmoment. Rundt en spole med konstant dipolmoment finnes det bare et magnetisk felt, og vi får ikke generert elektromagnetiske bølger. Dersom dipolmomentet varierer, vil fluksen inne i spolen også variere. Dette betyr at det også må være et oscillerende elektrisk felt tilstede, i følge Faraday - Henrys lov. Inne i spolen lar vi det magnetiske dipolmomentet peke langs z-aksen. Det vil si at det induerte elektriske feltet ligger i plan parallelt med xy-planet, nærmere bestemt i ringer rundt spolen. Intensiteten fra antenna vil også her avhenge av retningen i forhold til z-aksen. Dermed vil det være størst intensitet i xy-planet, og null intensitet på z-aksen.

Kilde: [20]

6 Fremgangsmåte og resultater

I den praktiske delen av dette prosjektet har vi blant annet lært at selv om en krets fungerer i teorien, så vil den ikke nødvendigvis fungere i praksis. Vi visste at dersom vi kunne få en krets til å oscillere ville vi kunne generere elektromagnetiske bølger, og det var dette vi gikk ut ifra da vi startet opp med den praktiske delen av prosjektet. Det å lage en oscillerende krets var imidlertid lettere sagt enn gjort. Det ble mye prøving og feiling. En lang stund var det lite som svingte i kretsen og mye som svingte i hodene våre!

Etter en tid kom vi over et kretsskjema for en multivibrator. Vi lagde en slik krets, og fant at multivibratoren genererte en vekselspenning. Deretter ville vi undersøkte om den genererte elektromagnetiske bølger. For å finne ut dette lot vi multivibratoren nærme seg radioens antenne samtidig som radioen stod på AM-modus. Resultatet ble en høyfrekvent lyd i radioens høyttaler. Vi hadde laget vår første sender!

Neste utfordring var å lage en mottaker. Etter å ha sett på flere kretsskjemaer og tenkt mye, kom vi frem til en skisse av en mulig mottaker. Tanken var at signalene som ble mottatt i antennen skulle filtreres i en LC-krets. Deretter skulle de ønskede signalene bli

forsterket, for så å bli brukt til og lage lys i en pære. Disse planene ble feid raskt av banen etter første møte med Nils Kristian Rossing. Nils Kristian Rossing er ansatt ved NTNU og ved Vitensenteret i Trondheim, og hadde sagt ja til å gi oss litt starthjelp på den praktiske delen av prosjektet. Han har lang erfaring med denne typen praktisk arbeid. Han mente vi hadde skissert en alt for komplisert krets, og vi la derfor nye planer sammen: Vi skulle lage en FM-sender med mikrofon.

Planen var altså å lage en sender som skulle sende ut bølger med en frekvens som kunne fanges opp av en vanlig radio. Etter å ha skaffet alle komponentene, begynte vi å lodde. Resultatet ble heller dårlig. Radioen fanget ikke opp noen signaler! Vi plasserte komponentene tettere sammen slik at det skulle bli mindre induktans i kretsen. Dette fordi kretsens induktans vil påvirke frekvensen til bærebølgen, noe som har en betydelig innvirkning på høyfrekvente LC-kretser. Dette ga imidlertid ikke noe resultat, vi hørte fortsatt ingenting i radioen.

Etterhvert kom vi på å regne ut hvilken frekvens signalene ble sendt ut med. Det ga oss feilen. Senderen sendte ut bølger med en frekvens på over 230MHz, mens en radio bare kan ta imot signaler med frekvenser mindre enn 108 MHz. Spolen i senderkretsen, som hadde fem viklinger og en diameter på 4mm, ble byttet ut med ny spole. Denne hadde tre viklinger og en diameter på 1 cm. Mikrofonen vår virket heller ikke, antageligvis fordi det er en mikrofon beregnet på datamaskiner. Vi erstattet den derfor med multivibratoren vi hadde laget tidligere. Neste forsøk på å sende signaler ble vellykket; senderen virket!

Induktansen til den nye spolen regnet vi til å være

$$L = 1,78 \times 10^{-7} H$$

Vi anslo at trimmekondensatoren hadde en kapasitans på omkring

$$C = 10 \times 10^{-12} F$$

Bærebølgen ble altså sendt ut med en gjennomsnittlig frekvens f :

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{1,78 \times 10^{-7}H \times 10 \times 10^{-12}F}}$$

Det ga en frekvens på $f = 119$ MHz.

I praksis måtte radioen være stilt inn på 97 MHz for å høre signalene senderen sendte ut. Avvik mellom teori og praksis er derfor på 18.5%. Dette avviket skyldes at selve kretsen også har en induktans, ikke bare spolen. Det er også stor utsikkerhet i forbindelse med kapasistansen til kondensatoren, da det er vanskelig å vite nøyaktig hva trimmekondensatoren er justert til.

7 Konklusjon

Vårt prosjekt består av to deler: En teoretisk del, hvor vi har sett nærmere på elektromagnetiske bølger, og en praktisk del, hvor vi har bygget en FM-sender.

Ved å bruke enkle hjelpemidler de fleste har hjemme, en mikrobølgeovn, en linjal og en pose marshmallows, beregnet vi lyshastigheten. Dette forsøket gjorde vi mest for moro skyld og for å komme i gang med oppgaven. Vi fant at lysfarten var

$$c = 3,06 \times 10^8 \text{ m/s}$$

med en feil på ca. 2 %.

Vi bygde en FM-sender ut fra et koblingsskjema vi fant på Internett. Ved hjelp av en vanlig radio detekterte vi elektromagnetiske bølger generert av senderen. De utsendte bølgene hadde en frekvens på 97MHz. Induktansen til de hjemmelagde spolene vi brukte i den endelige senderen var

$$L = 1,78 \times 10^{-7} \text{ H}$$

I tillegg satte vi oss inn i bruk av teksteditoren LaTeX. Vi ønsket å skrive prosjektet i LaTeX av flere grunner. Først og fremst fordi det er et anvendelig verktøy når man skal fremstille matematiske formler, men også fordi det endelige resultatet blir mye penere enn dersom man bruker programmer som for eksempel Word. Dessuten ønsket vi å lære oss å bruke LaTeX fordi vi antageligvis vil få stor nytte av dette senere i studiet. Selv om det var en god del å sette seg inn i til å begynne med, angret vi ikke på at vi valgte denne løsningen.

8 Kilder

Internettsider

<http://www.tpub.com> [1]

<http://www.wikipedia.org> [2]

<http://www.uio.no/studier/emner/matnat/fys> [3]

<http://www.caplex.net> [4]

<http://www.geocities.com/tomzi>.

[geo/2-transistor/2-transistor.htm](http://www.geocities.com/tomzi/geo/2-transistor/2-transistor.htm) [5]

<http://www.physics.umd.edu/>

[ripe/icpe/newsletters/n34/marshmal.htm](http://www.physics.umd.edu/ripe/icpe/newsletters/n34/marshmal.htm) [6]

<http://www.energifakta.no/documents/Miljo> [7]

<http://www.pa.msu.edu/courses/1998spring/>

[PHY232/lectures/accircuits/lccircuits.html](http://www.pa.msu.edu/courses/1998spring/PHY232/lectures/accircuits/lccircuits.html) [8]

<http://per.jensen10.person.emu.dk/Virtuelle.htm> [9]

<http://users.cybercity.dk/kam1966/kwiat.htm> [10]

<http://cnx.rice.edu/content/m12911/latest> [11]

http://plus2physics.com/optical_interference [12]

<http://www.tiscali.co/uk/> [13]

<http://www.wfu.edu/physics/pira/PhysicsDrawings.htm> [14]

<http://wwwex.physik.uni-ulm.de/lehre/>

[gk3a-2003/img468.gif](http://wwwex.physik.uni-ulm.de/lehre/gk3a-2003/img468.gif) [15]

<http://fag.grm.hia.no/olata/infoteo/lydeffekter.htm> [16]

http://en.wikipedia.org/wiki/Frequency_modulation [17]

Bøker

Young og Freedman *University Physics*, Addison-Wesley Publishing Company, Inc. 1996 [18]

Egil Lillestø, Ola Hunderi og Jan R. Lien *Generell fysikk for universiteter og høyskoler Bind 2, Varmelære og elektromagnetisme*, Universitetsforlaget 2001 [19]

Marcelo J. Alonso og Edvard J. Finn *Physics*, Addison Wesley Longman Ltd. 1992 [20]

Norsk Radio Relæ Liga *Alfa Bravo Charlie for radioamatører*, Universitetsforlaget 1972 [21]

Hefter

Karl Rottmann *Matematisk formelsamling*, Spektrum Forlag 2003 [22]

Carl Angell og Bjørn Ebbe Lian *Fysiske størrelser og enheter*, Universitetsforlaget 2004 [23]

Innføring i elektronikk Vedleggshefte til elektronikkstartpakke [24]

Notater

Notat om solceller (Fått av Jon Andreas Støvneng) [25]

Forelesningsnotater, transistor (Fra FY1013) [26]

Forelesningsnotater, elektromagnetiske bølger (Fra FY1002) [27]