



FYS-3921

MASTERGRADSOPPGAVE I

KOMMUNIKASJON OG

MIKROELEKTRONIKK

Temperaturmåling på optiske bølgeledere

Jon Andreassen

JUNI, 2007

DET MATEMATISK-NATURVITENSKAPELIGE FAKULTET
Institutt for fysikk og teknologi

Universitetet i Tromsø

FYS-3921
MASTERGRADSOPPGAVE I
KOMMUNIKASJON OG
MIKROELEKTRONIKK

Temperaturmåling på optiske bølgeledere

Jon Andreassen

Juni, 2007

Forord

Jeg vil rette en stor takk til min veileder Olav Gaute Hellesø for et meget lærerikt samarbeid dette siste året. Jeg vil også takke Thomas Nermo for assistanse på fotonikk-laben og godt selskap.

Innhold

1 Innledning	5
1.1 Bakgrunn for oppgaven.....	5
1.2 Innføring i temperaturmåling.....	6
1.3 Innføring i fotonikk.....	7
1.4 Innføring i optiske bølgeledere.....	8
1.5 Temperaturutbredning i optiske bølgeledere.....	10
2 Ulike metoder for temperaturmåling	13
2.1 Scanning thermal microscope.....	13
2.2 Laser-reflektometer.....	14
2.3 Raman-spektroskopi.....	22
2.4 IR-termometer.....	24
3 Prinsipper og teori for mikro-temperaturprobe	29
3.1 Innføring i temperaturmåling med mikro-temperaturprobe.....	29
3.2 Ulike typer temperaturprober.....	31
3.3 Temperaturoverføring fra legeme til probe.....	33
3.4 Egenoppvarming av platinatråd.....	34
3.5 Egenoppvarming med kontakt med et annet legeme.....	35
3.6 Absorpsjon av lys i platinatråd.....	36
3.7 Modifikasjon av mikro-temperaturprobe.....	37
3.8 Beregning av ideell tykkelse for film.....	38
4 Temperaturmåling og modifikasjon av mikro-temperaturprobe	43
4.1 Absorpsjon av lys for mikroproben.....	43
4.2 Dekningsgrad av ulike typer lim.....	47
4.3 Tapskoeffisient for hurtiglim.....	48
4.4 Kalibrering av probe med og uten lim.....	49
4.5 Temperaturmåling på optiske bølgeledere.....	52
5 Konklusjon og videre arbeid	58
Referanseliste	59

Kapittel 1

Innledning

Denne oppgaven omhandler teori og problemstillinger knyttet til temperaturmåling på optiske bølgeledere. Det er også blitt utført en rekke praktiske eksperimenter i tilknytning til dette problemet, deriblandt er det blitt gjennomført en slik temperaturmåling. Resultater fra disse eksperimentene presenteres i oppgaven.

1.1 - Bakgrunn for oppgaven

Dersom man sender lys fra en høyeffekts laser gjennom en optisk bølgeleder vil det elektromagnetiske feltet som oppstår rundt bølgelederen påvirke mikropartikler som ligger i nærheten. Dette prinsippet brukes for å lage en såkalt Lab on a chip. En Lab on a chip kan brukes til å flytte og sortere mikropartikler inkludert levende celler. Dersom man vil benytte dette prinsippet på levende celler er det meget viktig at temperaturen i og rundt bølgelederen ikke overstiger hva levende celler tåler, dette er typisk rundt 40° C. Noe av lyset som sendes gjennom bølgelederen vil bli absorbert inne i bølgelederen og denne energien vil gå over til varme og temperaturen til bølgelederen vil stige. Det vil da være nødvendig å kunne overvåke temperaturen på bølgelederen slik at man unngår at temperaturen stiger over hva det levende celler kan tåle. Men dette er en problematisk oppgave siden optiske bølgeledere som brukes til dette formålet bare er 1 - 5µm brede. Oppgaven går ut på å finne en egnet metode for å overvåke temperaturen på optiske bølgeledere. Metoden bør kunne gjøre målinger med tilfredstillende nøyaktighet innenfor et måleområde fra 0 til 100°C, dvs. den bør ikke ha større feilmargin enn +- 1°C. Den romlige oppløsningen for metoden skal ikke være større enn 1µm.

I denne oppgaven er det gått nærmere inn på hvordan det er praktisk mulig å gjøre temperaturmålinger på optiske bølgeledere. Det blir presentert noen prinsipper og metoder for temperaturmåling med hovedvekt på et såkalt "Scanning thermal microscope", videre referert til som mikro-temperaturprobe. Det er prøvd å avdekke og gå nærmere inn på fysikken som er tilknyttet de forskjellige målemetodene, men det er også blitt utført eksperimenter med et system basert på en spesiell type mikro-temperaturprobe. Resultater fra målinger gjort med dette systemet vil bli presentert i oppgaven.

1.2 - Innføring i temperaturmåling

Temperatur er den mest målte fysiske størrelsen bortsett fra tiden. Temperatur spiller en viktig rolle som indikator for tilstanden av et legeme. Temperatur er direkte knyttet til mengden termisk energi (varme) i systemet, det vil si tilfeldige bevegelser i atomer og molekyler i systemet. Temperatur gir bare mening for store systemer med mange partikler, f.eks. for atmosfæren, havet, menneskekroppen, sola, osv. Man kan således ikke snakke om temperaturen til et enkelt atom. Temperatur er også bare knyttet til tilfeldige bevegelser. Tilfeldige bevegelser står i kontrast til ordnede mekaniske bevegelser. F.eks. faller en stein i et tyngdefelt like fort uavhengig av steinens temperatur. Det finnes en nedre grense for hvor kaldt noe kan bli. Grensen kalles det absolutte nullpunkt, som er ved $-273,15\text{ °C} = 0\text{ K}$. Ned mot denne grensen bryter klassiske, termodynamiske formler sammen og en må benytte resultater fra kvantemekanikken og statistisk fysikk.

Matematisk kan temperatur defineres som den gjennomsnittelige energien av den mikroskopiske bevegelsen av en enkelt partikkel i et system. Dette uttrykkes med følgende ligning [1]

$$T = \frac{2\langle E \rangle}{k} \quad (1.1)$$

Her er E den kinetiske energien til en enkelt partikkel og k er Boltsmanns konstant, $k = 1.38 \cdot 10^{-23}\text{ J/K}$.

Dersom man skal måle temperaturen til et legeme er man nødt til å utnytte hvordan forskjellige egenskaper til mediet forandrer seg med temperaturen. Dette kan eksempelvis være materialtetthet, elektrisk resistans eller optiske egenskaper som brytningsindeks og emitert elektromagnetisk stråling (termisk stråling). Temperaturmåling kan deles inn i to hovedgrupper: Optiske målemetoder og mekaniske målemetoder. Mekaniske målemetoder har direkte kontakt med det legemet det måler på, mens optiske målemetoder ikke trenger å være i kontakt for å måle temperaturen. Disse utnytter karakteristikken av lys, enten reflektert eller emitert fra det aktuelle objektet.

1.3 - Innføring i fotonikk

Dette avsnittet gir en kort innføring i en del teori og fotonikkbegreper som går igjen i denne oppgaven.

Lys er elektromagnetiske bølger som forplanter seg i en gitt retning i rommet. Det elektriske feltet for en slik bølge er gitt ved Maxwells bølge ligning [2]

$$\nabla^2 E = \varepsilon\mu \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (1.2)$$

Her er ε den elektriske permittiviteten, mens μ er permabiliteten for det mediet bølgen forplanter seg i. Elektromagnetiske bølger kan ha forskjellig bølgelengde og frekvens som er direkte avhengig av hverandre, gitt av følgende ligning [3]

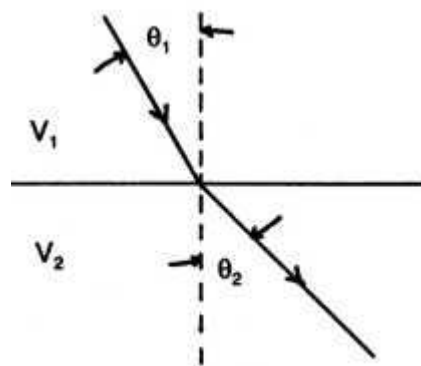
$$\lambda = \frac{v}{f} \quad (1.3)$$

Her er λ bølgelengden, f er frekvensen, mens v er hastigheten til bølgen. Hastigheten til lyset avhenger av det mediet lysbølgene brer seg i. I vakuum er lyshastigheten, $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$.

Gitt et medium der lyshastigheten er v , vil brytningsindeksen til dette mediet være gitt ved $n = c/v$. Når lys forplanter seg fra et medium med en gitt brytningsindeks, n_1 , til et annet medium med brytningsindeks, n_2 , vil lyset brytes og forandre retning. Brytningen følger Snells brytningslov [3].

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (1.4)$$

Her er θ_1 innfallsvinkelen mens θ_2 er utfallsvinkelen. Begge er gitt ut i fra normal-aksen (stiplet linje i figur 1.1).



Figur 1.1 Enkel skisse som illustrerer Snells brytningslov. Her er V_1 og V_2 to ulike medier med ulik brytningsindeks, n_1 og n_2 .

Snells brytningslov kan forklares ved at lyset velger den veien som tar kortest mulig tid mellom et gitt punkt a til et annet punkt b, selv om a og b befinner seg i to forskjellige medier med ulik brytningsindeks. Dette er kallt Fermats prinsipp [4]. Det finnes dog andre prinsipper som forklarer samme fenomen, bare med forskjellig utgangspunkt.

Gitt en elektromagnetisk bølge som forplanter seg i z-retningen i et tredimensjonalt koordinatsystem. Det elektriske feltet vil da variere i x og i y-retningen som står ortogonalt på hverandre. E-feltet for bølgen kan beskrives i parametrisert form av følgende vektor [5]

$$E = iE_x \cos(kz - \omega t) + jE_y \cos(kz - \omega t + \varphi) \quad (1.5)$$

Her er t tiden, k er bølgetallet i mediet, ω er frekvensen mens φ er faseforskjellen mellom de to bølgene. i og j beskriver x og y-planet. Dersom E_x eller E_y er lik 0, sies bølgen å være planpolarisert. Da polarisert i enten x eller y-retningen. Er bølgen polarisert i x-retningen sies bølgen å være TE-polarisert. Er den derimot polarisert i y-retningen er bølgen TM-polarisert. Bølger med forskjellig polarisasjon har ulike egenskaper i forhold til utbredning i ulike medier, dette gir seg utslag i refleksjon og refraksjon av lysbølger. Det er mulig å polarisere upolarisert lys. Dette gjøres ved å sende lyset gjennom et polarisasjonsfilter. Ved å endre på vinkelen for dette filteret kan man velge hvilken polarisasjon av lyset som slipper gjennom. Elektromagnetiske bølger som treffer et objekt kan enten gå rett gjennom objektet (refraksjon), reflekteres av objektet, absorberes av objektet eller en kombinasjon av alle tre.

Lys har også egenskaper som ikke lar seg forklare med tradisjonell bølge teori. Eksempelvis har lysbølger moment som gjør at det kan flytte på partikler. En er da nødt til å ta i bruk en mer komplisert beskrivelse. Lys beskrives da som en partikkel kalt foton. Dette er en masseløs partikkel som innehar elektromagnetisk energi, polarisasjon og moment.

1.4 - Teoretisk innføring i optiske bølgeledere

Prinsippet for en optisk bølgeleder er enkelt: å “fange” lys i en kanal slik at lyset blir ledet inni kanalen uten at noe lys unnslipper. Dette gjøres ved å lage en kanal av et dielektrisk medium med en gitt brytningsindeks, omgitt av et annet dielektrisk medium med en lavere brytningsindeks. Dette gir total indre refleksjon og lyset vil ikke unnsnippe, men hele tiden reflekteres av overflaten/sidene til bølgelederen.

En ideell bølgeleder har ingen tap av lys, men i en fysisk bølgeleder vil noe av lyset bryte ut av bølgelederen på grunn av spredning fra ujevnheter. Noe av lyset vil også bli absorbert av urenheter i materialet i bølgelederen og føre til en oppvarming av bølgelederen. Det finnes ulike typer optiske bølgeledere som f. eks. optisk fiber som er mye brukt i telekommunikasjon. Typen som brukes til å fange og flytte mikropartikler er integrert i en glassplate. Bølgeledere kan ha noe ulik brytningsindeks størrelse og form.

Ut ifra Maxwells ligninger kan det elektriske feltet for TE polarisert lys som brer seg i en plan bølgeleder (figur 1.2) skrives slik [6]

$$E_x(y, z) = a_m \cdot e^{-j\beta_m z} \cdot \left(\begin{array}{l} \cos\left(\frac{2\pi \sin \theta_m}{\lambda} y\right), \quad m = 0, 2, 4, \dots \\ \sin\left(\frac{2\pi \sin \theta_m}{\lambda} y\right), \quad m = 1, 3, 5, \dots \end{array} \right) \quad -\frac{d}{2} \leq y \leq \frac{d}{2} \quad (1.6)$$

Her $a_m = (2d)^{0.5} A_m$ og $j(2d)^{0.5} A_m$ for odde og like modi. A_m er amplituden for den elektromagnetiske bølgen for den gitte modi. β_m er propagasjonskonstanten for de forskjellige modiene i bølgelederen. For en asymmetrisk bølgeleder er denne gitt av egenverdligningen for de forskjellige modiene [7]

$$n_3 k_0 \leq \beta_m \leq n_1 k_0 \quad (1.7)$$

Her er n_3 brytningsindeksen for substratet under bølgelederen mens n_1 er brytningsindeksen av selve bølgelederen. k_0 er bølgetallet i vakuum og er gitt ved [8]

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (1.8)$$

Ligning 1.6 beskriver E-feltet inne i bølgelederen for alle modi. Ved total refleksjon oppstår det også et elektrisk felt på over og undersiden av bølgelederen. Dette feltet er kalt det evanescente feltet og avtar eksponentielt med avstanden, y , fra bølgelederen.

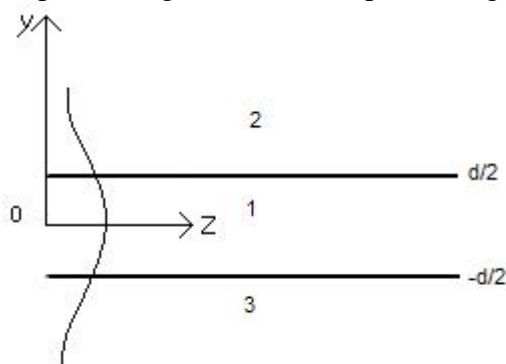
Det evanescente feltet beskrives av følgende ligning [6]

$$E(y, z) = a_m \cdot e^{-j\beta_m z} \cdot \begin{cases} e^{-\gamma_m y}, & y > \frac{d}{2} \\ e^{\gamma'_m y}, & y < -\frac{d}{2} \end{cases} \quad (1.9)$$

Her er parameteren γ_m ekstinksjonkoeffisienten for feltet på oversiden av bølgelederen mens γ'_m er ekstinksjonkoeffisienten for feltet på undersiden av bølgelederen. Denne parameteren sier hvor raskt det elektriske feltet avtar med avstanden y , og er gitt ved [6]

$$\gamma_m = \sqrt{\beta_m^2 - n_2^2 k_0^2}, \quad \gamma'_m = \sqrt{\beta_m^2 - n_3^2 k_0^2} \quad (1.10)$$

Her er n_2 og n_3 brytningsindeksen av det mediumet som det evanescent feltet forplanter seg i, henholdsvis på over og undersiden (substratet) av bølgelederen.

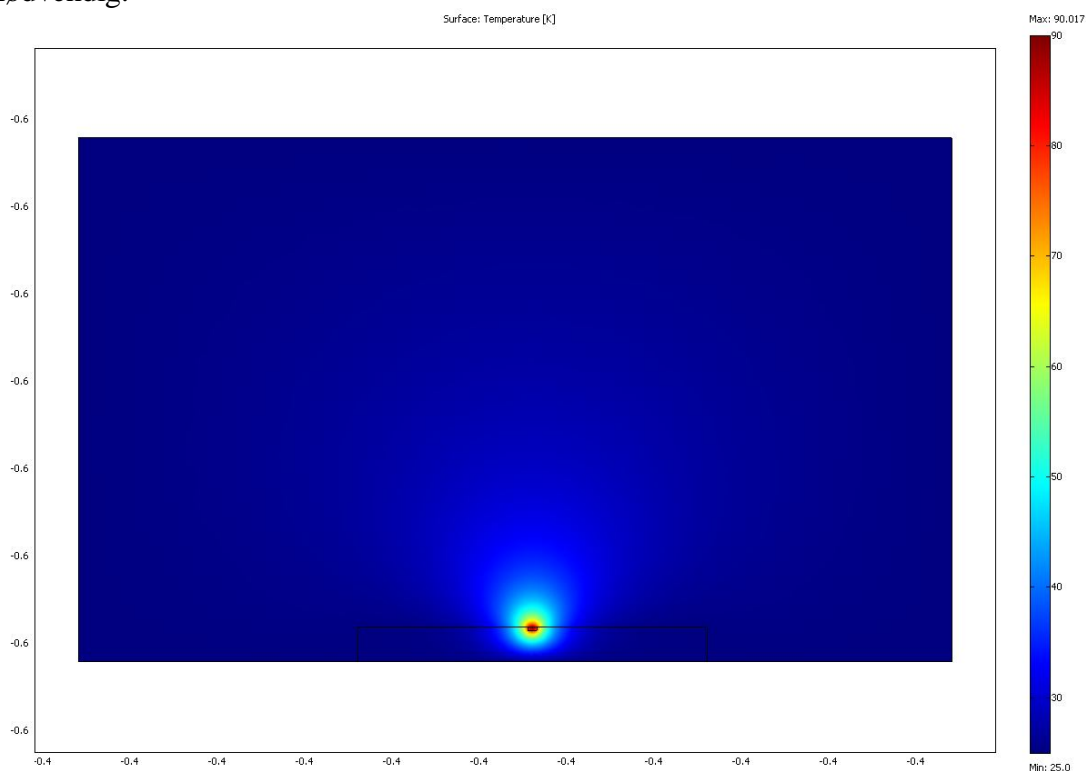


Figur 1.2 Tverrsnitt av plan dielektrisk bølgeleder med uendelig utstrekning langs x-aksen (ut av planet). Tykkelsen til bølgelederen er gitt ved parameteren d .

Figur 1.2 viser en plan bølgeleder i xz -planet med brytningsindeks n_1 , n_2 og n_3 for de forskjellige lagene, 1, 2 og 3. Den viser også intensiteten av feltet for primær-moden som vi kan se har sin topp i midten av bølgelederen og avtar eksponentielt på over og undersiden av bølgelederen.

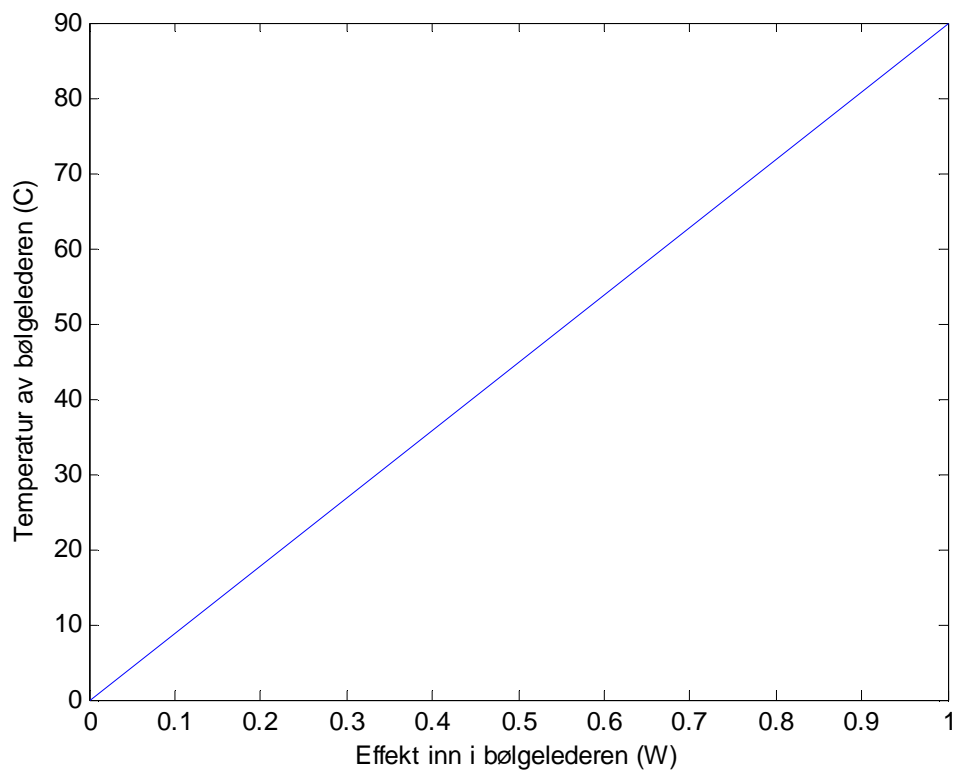
1.5 - Temperaturutbredning i optiske bølgeledere

En del av energien til lyset som går gjennom bølgelederen vil absorberes av urenheter i glasset i bølgelederen. Det er som nevnt dette som skaper opphetingen av den optiske bølgelederen. Absorpsjonskoeffisienten er vanskelig å anslå. Målinger gjort av bølgeledere laget av C^+ ionebutting av glasstypen Menzel har vist et effekttap på opp til 4db/cm. Dette er en typisk verdi for flere typer bølgeledere. Dersom man så tar utgangspunkt i at alt effekttap skyldes absorpsjon i bølgelederen, har en simulering i Comsol Multiphysics vist en overflatetemperatur på bølgelederen på rundt 90° Celsius, med en inngangseffekt på 1W. Da med luft på oversiden av bølgelederen. En del av det målte tapet er nok knyttet til tap i forhold til innkobling av lys til bølgelederen samt et spredningstap med tanke på at noe av lyset unnslipper bølgelederen og blir spredt ut i alle retninger. Men det kan ikke utelukkes at temperaturen kan stige opp mot 40 til 50°C med en inngangseffekt opp mot 1W. Dette vil selvfølgelig variere for ulike typer bølgeledere. Med dette kan det konkluderes at en temperaturområdeovervåking av optiske bølgeledere til bruk til flytting av levende celler er nødvendig.



Figur 1.3 Simulering av temperaturprofilen i tverrsnitt til en optisk bølgeleder.

I simuleringen i figur 1.3 er det tatt utgangspunkt i en bølgeleder med 4db/cm tap med en inngangseffekt på 1W, der alt effekttapet omgjøres til varme i bølgelederen. Bølgelederen er plassert i luft. Bølgelederen er 5 μ m bred og 2 μ m høy. Glassplaten (svart oppmerking i figuren) som bølgelederen er integrert i, er 0.2mm bred og 0.02mm høy. Disse verdiene er bestemt ut i fra at lavere verdier ga seg utslag i temperaturen i bølgelederen, mens høyere verdier ikke ga noe utslag. Grensebetingelsene er satt til 25°C (romtemperatur) ved alle ytre grenser og kontinuitet ved alle indre grenser. Vi kan se at varmen er konsentrert i bølgelederen og brer seg lite ut i x og y retning.



Figur 1.4 Simulering av temperaturen i bølgeledern som funksjon av inngangseffekt.

I figur 1.4 er det tatt utgangspunkt i en bølgeleder med tap på 4db/cm der all den tapte effekt omgjøres til varme i bølgelederen. Temperaturen er plottet for forskjellige verdier av optisk inngangseffekt i bølgelederen. Her kan vi se at temperaturen i bølgelederen er lineært avhengig av effekten som absorberes inne i bølgelederen.

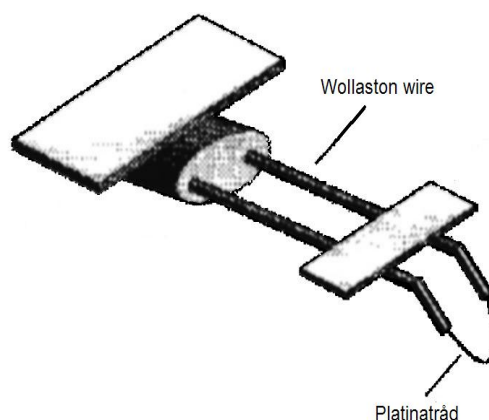
Kapittel 2

Ulike metoder for temperaturmåling

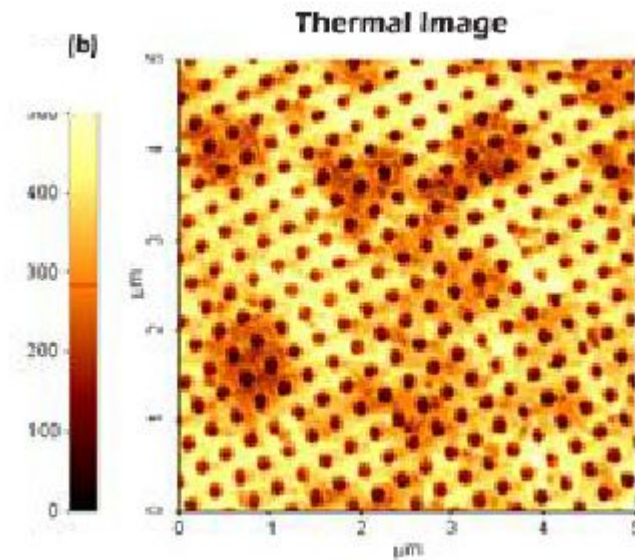
I dette kapitlet skal det presenteres fire ulike målemetoder som kan være aktuelle for temperaturmåling på optiske bølgeledere. Prinsipper og teori bak de ulike målemetodene vil bli gjennomgått, og det vil bli foretatt en vurdering av hvor vidt metoden er egnet til dette formålet.

2.1 - Scanning thermal microscope

Generelt sett er dette en mekanisk målemetode der en mikroskopisk probe settes i kontakt med det legeme den skal måle temperaturen til. Slike prober brukes til å skanne over en overflate og ut ifra dette, danne et bilde av den termiske profilen av den gitte overflaten. Derav navnet Scanning thermal microscope. Probene kan lages meget små. De kan ha en romlig oppløsning helt ned mot 100nm [9]. Denne type probe er derfor aktuell for temperaturmåling på optiske bølgeledere. Det finnes ulike typer prober men prinsippet er likt for alle. Denne målemetoden har dog en meget stor svakhet; slike prober kan være meget følsomme for lys, noe som er problematisk når det kommer til temperaturmåling på optiske bølgeledere. Prinsipper og teori rundt denne målemetoden blir grundig gjennomgått i kapittel 3. Da med spesiell vekt på en bestemt type probe, kalt wollaston-wire thermal probe. Videre i denne oppgaven vil denne type probe bli referert til som mikro-temperaturprobe.



Figur 1.5 Figuren viser et bilde av en standard type wollaston wire temperaturprobe.



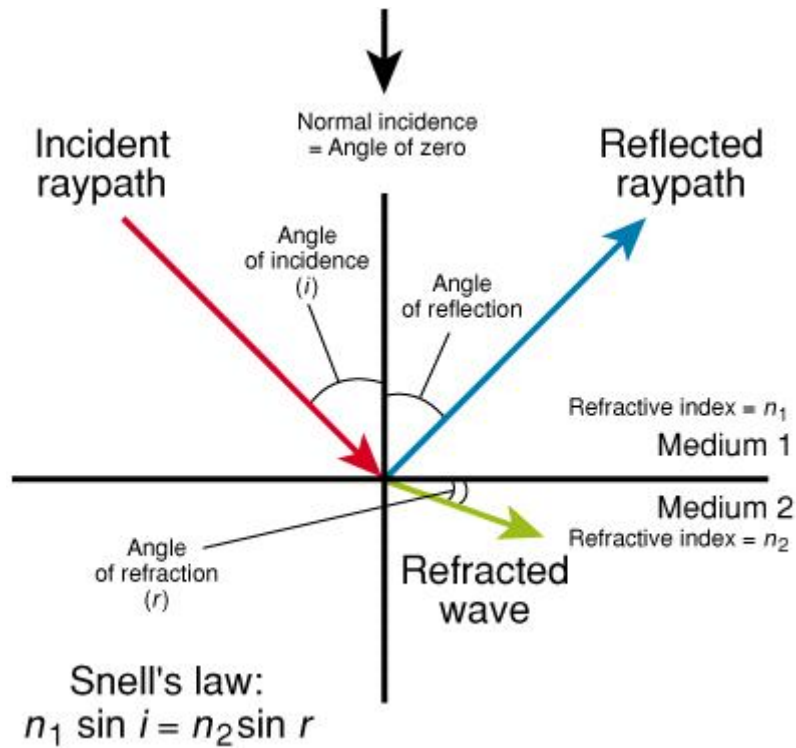
Figur 1.6 Figuren viser et eksempel på et termisk bilde gjort med en mikrotemperaturprobe.

2.2 - Laser-reflektometer

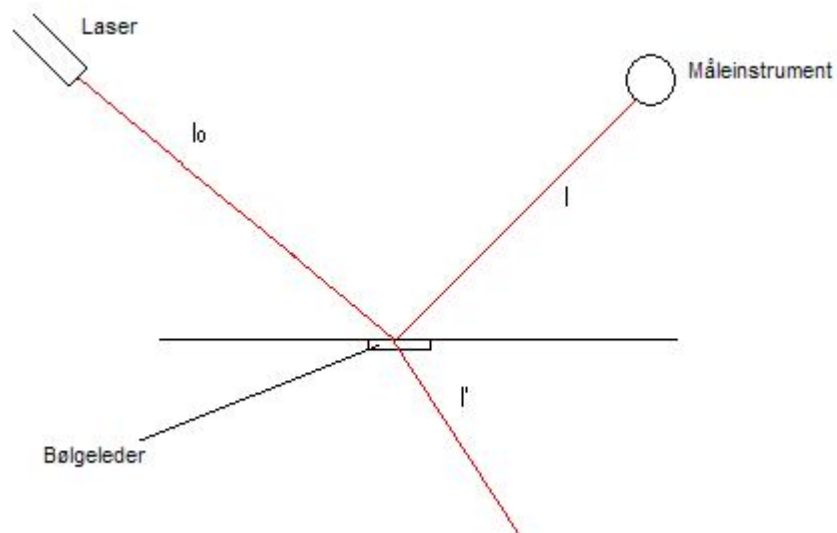
Denne metoden er en optisk målemetode som utnytter hvordan brytningsindeksen til et medium varierer med temperaturen. Forandring i brytningsindeksen gir seg utslag i refleksjonskoeffisienten til overflaten av mediet. Refleksjonskoeffisienten er målbar som forholdet mellom intensiteten av reflektert stråle, I , og inngående stråle, I_0 .

$$R = \frac{I}{I_0} \quad (2.1)$$

Dette gjelder for både TE og TM-polarisert lys.



Figur 2.1 Figuren viser refleksjon og refraksjon av strålen P mellom to medier med brytningsindeks n_1 og n_2 .



Figur 2.2 Figuren viser et enkelt oppsett av målemetoden laser reflektometer.

Dersom man sender en laserstråle på en gitt overflate og gjør målinger på hvordan intensiteten, I , forandrer seg og dermed også refleksjonskoeffisienten, kan man finne forandringen i temperatur ved bruk av Fresnel's ligninger for enten TE eller TM-polarisert lys.

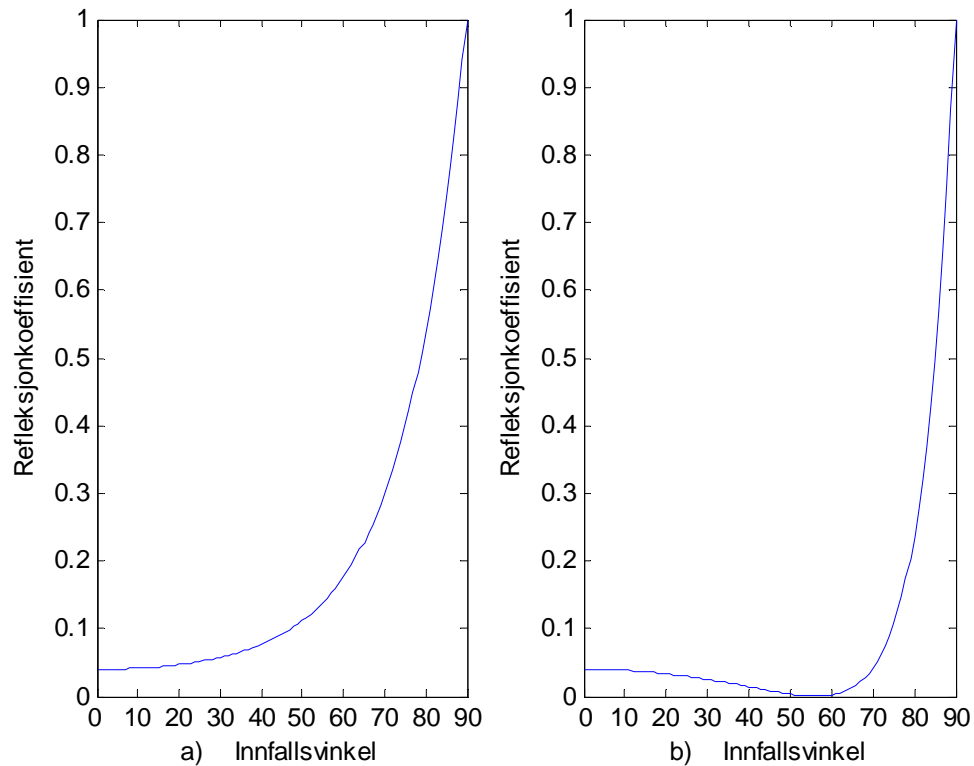
Refleksjonskoeffisienten for TE-polarisert lys er gitt ved [10]

$$R_{te}(n_1, \theta_1) = \left| \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \right|^2 \quad (2.2)$$

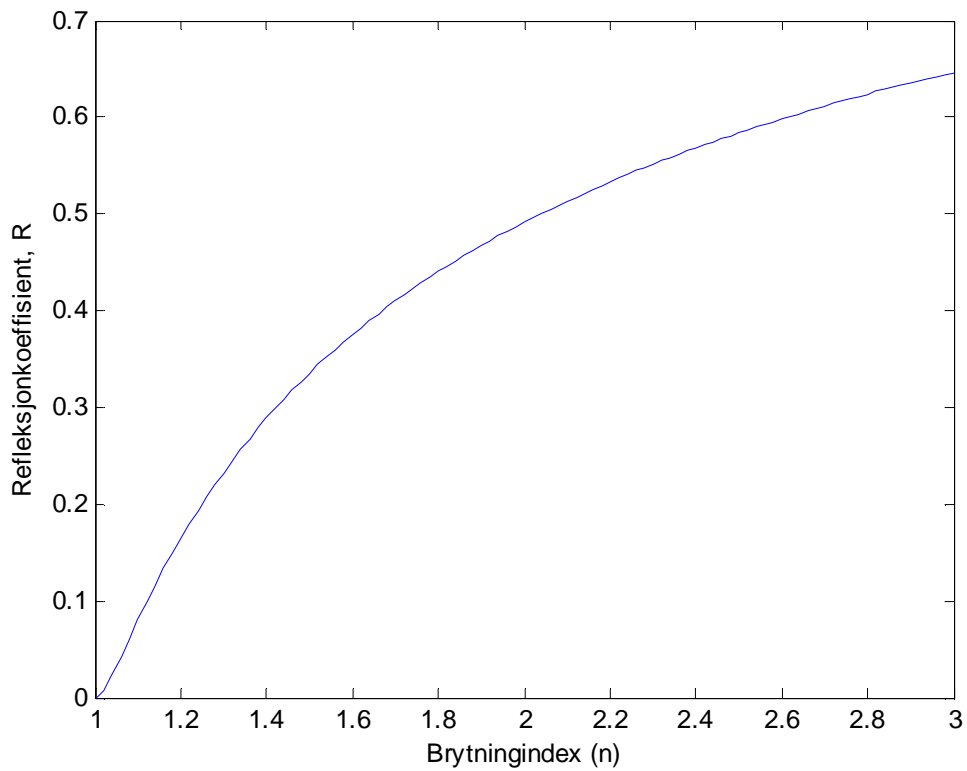
Mens refleksjonskoeffisienten for TM-polarisert lys er gitt ved [10]

$$R_{tm}(n_1, \theta_1) = \left| \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} \right|^2 \quad (2.3)$$

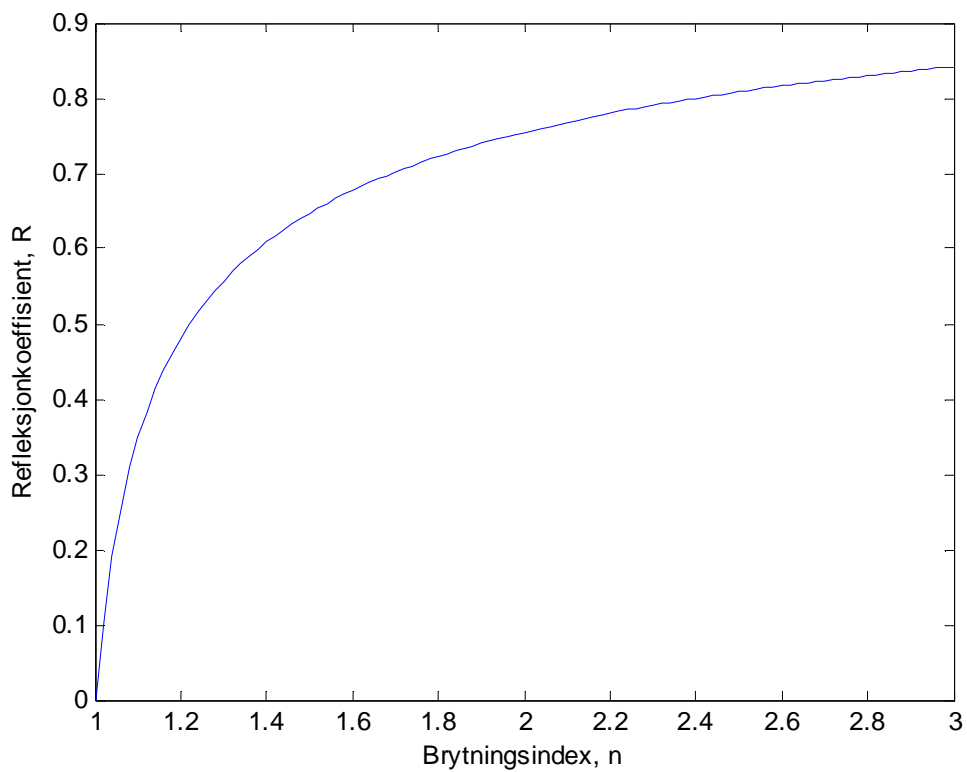
Her er n_1 brytningsindeksen til det mediet den innkommende strålen forplanter seg i, mens n_2 er brytningsindeksen til det mediet man ønsker å måle temperaturen av. θ_1 er Innfallsvinkelen mens θ_2 beregnes av Snells lov, ligning 1.2. Fresnels ligninger er illustrert i figur 2.1.



Figur 2.3 Refleksjonskoeffisient som funksjon av innfallsvinkel, θ_1 , gitt i grader. a) TE-polarisert lys og b) TM-polarisert lys. For denne figuren gjelder $n_2/n_1 = 1.5$.



Figur 2.4 Figuren viser hvordan refleksjonskoeffisienten for TE-polarisert lys som funksjon av brytningsindeksen, n_2 . Med en Innfallsvinkel på 72° . ($n_1 = 1$)



Figur 2.5 Figuren viser refleksjonskoeffisienten av TM-polarisert lys som funksjon av n_2 , med en innfallsvinkel på 83° . ($n_1 = 1$)

For å benytte seg av denne målemetoden er man nødt til å vite hvordan brytningsindeksen for et gitt medium forandrer seg med temperaturen. Dette kan en finne ut ved hjelp av eksperimentell kalibrering eller i relevant litteratur. Denne parameteren kan kalles ψ , og er gitt ved

$$\psi = \frac{dn}{dT} \quad (2.4)$$

Her er dn/dT forandringen i brytningsindeks pr. grad K. ψ kan være en konstant, men kan også variere som funksjon av temperaturen. Alt avhengig av ulike typer medier. Dersom man implementerer denne parameteren i Fresnels ligninger, kan man uttrykke refleksjonskoeffisienten, R , som funksjon av forandring i temperatur, ΔT , slik

$$R_{te}(\theta_1, \Delta T) = \left| \frac{n_1 \cos \theta_1 - (n_2 + \Delta T \cdot \psi) \cdot \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + (n_2 + \Delta T \cdot \psi) \cdot \cos \theta_2} \right|^2 \quad (2.5)$$

for TE-polarisert lys og

$$R_{tm}(\theta_1, \Delta T) = \left| \frac{(n_2 + \Delta T \cdot \psi) \cos \theta_1 - n_1 \cdot \cos \theta_2}{(n_2 + \Delta T \cdot \psi) \cos \theta_1 + n_1 \cdot \cos \theta_2} \right|^2 \quad (2.6)$$

for TM-polarisert lys.

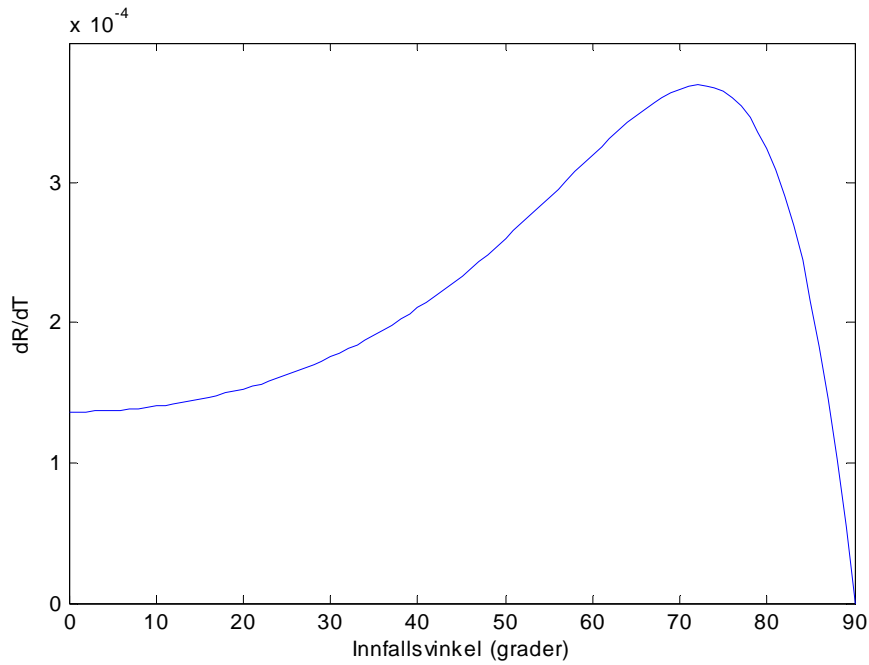
Siden refleksjonskoeffisienten er målbar som forholdet mellom effekten av inngangstrålen og reflektert stråle, er det enkelt å finne temperaturen ut ifra ligning 2.5 eller 2.6, om man velger å ta i bruk TE eller TM-polarisert lys.

La oss se nærmere på noen simuleringer av Fresnels ligninger for å se hvordan denne metoden egner seg for temperaturmåling på optiske bølgeledere. Siden de aller fleste optiske bølgeledere er laget av glass, er det passende å ta utgangspunkt i en gitt bølgeleder av glass med en ambient brytningsindeks på 1.6. For ulike typer glass vil ψ variere og er gitt ved [11].

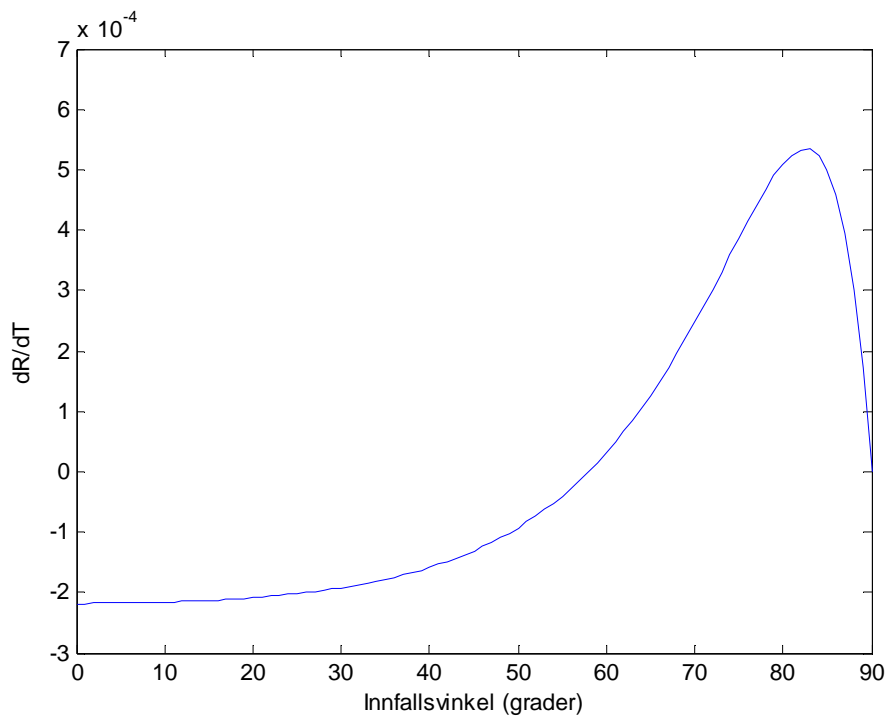
$$0.1 \cdot 10^{-5} K^{-1} \leq \psi \leq 1 \cdot 10^{-5} K^{-1} \quad (2.7)$$

Det er klart at målinger på en glasstype med høy ψ , vil gi en bedre måleoppløsning og vil være mindre sensitiv for støy. Det skal derfor tas utgangspunkt i en simulering av en glasstype med $\psi = 10^{-5} K^{-1}$.

For å oppnå best mulig oppløsning på målingene er det viktig at en bruker en innfallsvinkel som gir størst mulig forandring av refleksjonskoeffisienten i forhold til forandringen av temperatur. En numerisk simulering av Fresnels ligninger ga en optimal innfallsvinkel på 72° for TE-polarisert lys og 83° for TM-polarisert lys. Dette gjelder for en overflate med nominell brytningsindeks, $n_2 = 1.6$ fra luft, $n_1 = 1$. Dette kan vi se av figur 2.6 og 2.7.

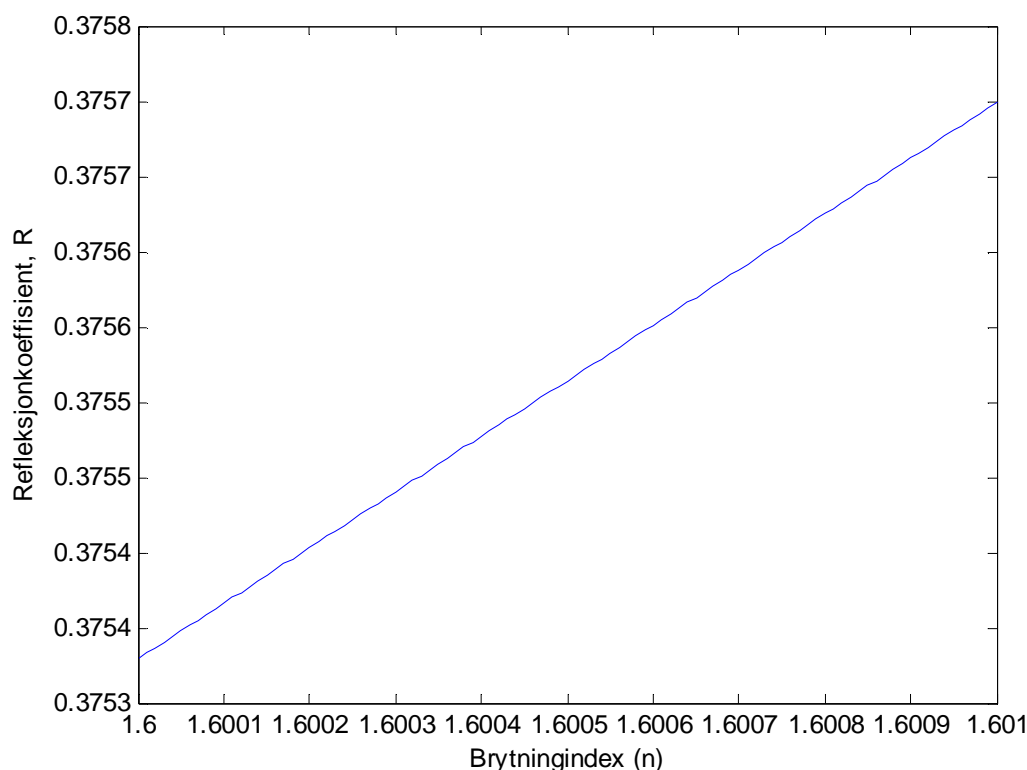


Figur 2.6 Forandring av refleksjonskoeffisient i forhold til temperaturen, dR/dT , plottet som funksjon av innfallsvinkelen. Figuren gjelder for TE-polarisert lys og en glasstype med nominell brytningsindeks, $n_2 = 1.6$, i et temperaturområde fra 0 til 100°C . $n_1 = 1$, $\psi = 10^{-5}$.



Figur 2.7 Forandring av refleksjonskoeffisient i forhold til temperaturen, dR/dT , plottet som funksjon av innfallsvinkelen. Figuren gjelder for TM-polarisert lys og en glasstype med nominell brytningsindeks, $n_2 = 1.6$, i et temperaturområde fra 0 til 100°C . $n_1 = 1$, $\psi = 10^{-5}$.

Vi betrakter først TE-polarisert lys.



Figur 2.8 Figuren viser en simulering basert på ligning 2.5 for nevnte glasstype. For simuleringen gjelder $\theta_1 = 72^\circ$ og $n_1 = 1$.

Av figur 2.8 kan vi se endringer i refleksjonskoeffisienten som funksjon av brytningsindeksen (temperaturen). Endringen i brytningsindeksen går fra 1.6 til 1.601, dette tilsvarer en temperaturendring på 100°C for en glasstype med $\psi = 10^{-5}\text{K}^{-1}$. Innenfor dette området kan vi se av figur 2.8 at refleksjonskoeffisienten er tilnærmet lineært avhengig av brytningsindeksen. I denne simuleringen varierer R fra 0.37536 til 0.3757, noe som gir en forandring i refleksjonskoeffisient pr. grad K for nevnte glasstype

$$\frac{dR}{dT} = 3.4 \cdot 10^{-4} \quad (2.8)$$

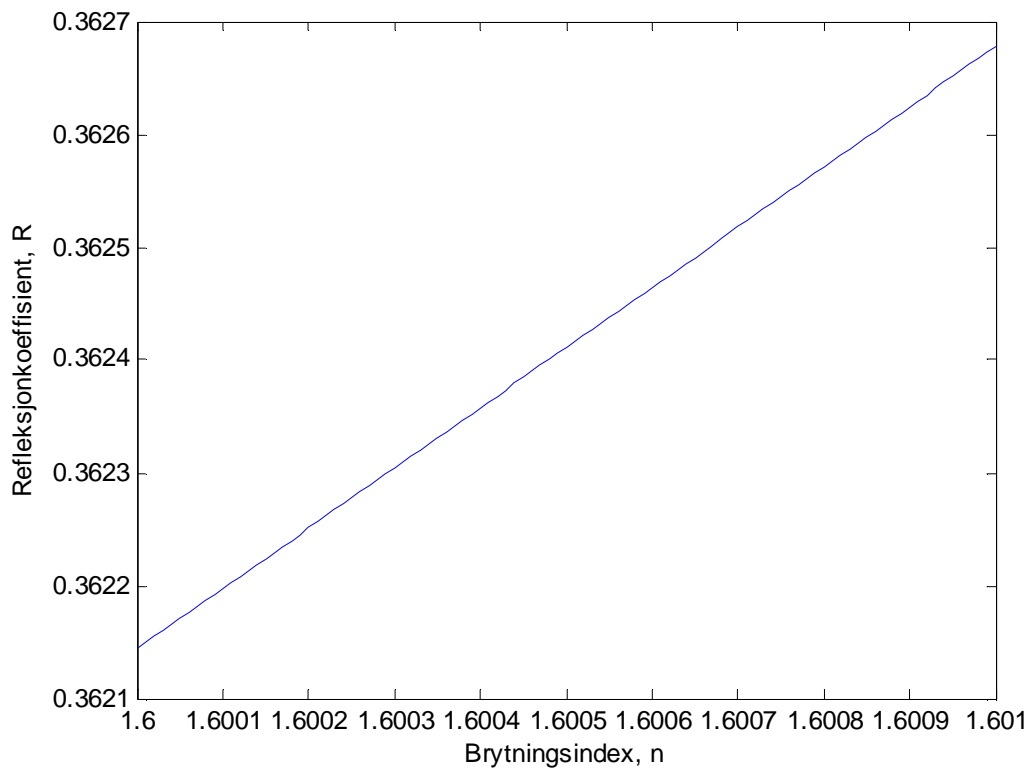
Vi ser at refleksjonskoeffisienten varierer svært lite med temperaturen. Dette vil kreve at målingene må gjøres i et meget støyfritt miljø, med meget sofistikert utstyr. Målemetoden krever et svært nøyaktig måleinstrument, samt en laser med meget stabil utgansseffekt.

Dersom man setter som kriterium at målemetoden ikke skal gi større svingninger av den målte temperaturen, enn Λ , gitt i Kelvin (eller Celsius). Kan maksimalt tillat ustabilitet av laseren, χ , gitt i prosent i forhold til utgangseffekten, beregnes av følgende formel

$$\chi = \left(\frac{R + \Lambda \cdot \frac{dR}{dT} - 1}{R} \right) \cdot 100\% \quad (2.9)$$

Dersom man setter inn $R \approx 0.3755$, $\frac{dR}{dT} = 3.4 \cdot 10^{-4}$ og $\Lambda = 2^\circ\text{C}$, vil dette gi en $\chi \approx 0.18\%$. Dette er en meget lav verdi for stabilitet av en laser.

Vi går så videre ved å studere TM-polarisert lys.



Figur 2.9 Figuren viser en simulering av refleksjonskoeffisienten som funksjon av brytningsindeks, for TM-polarisert lys fra et medium med brytningsindeks 1.6 med en innfallsvinkel på 83° . ($n_1 = 1$)

Av figuren kan vi se at refleksjonskoeffisienten endrer seg fra 0.36215 til 0.36268. Tar man utgangspunkt i at refleksjonskoeffisienten er lineært proporsjonal med brytningsindeksen i dette området får man

$$\frac{dR}{dT} = 5.3 \cdot 10^{-4} \quad (2.10)$$

for en glasstype med $\psi = 10^{-5}$. Setter man denne verdien inn i ligning 2.9 sammen med $R \approx 0.3625$, får man $\chi \approx 0.29\%$. Vi ser altså at målinger med TM-polarisert lys er noe mindre sensitiv for ustabiliteter av laseren. Men også her kreves det en meget stabil laser.

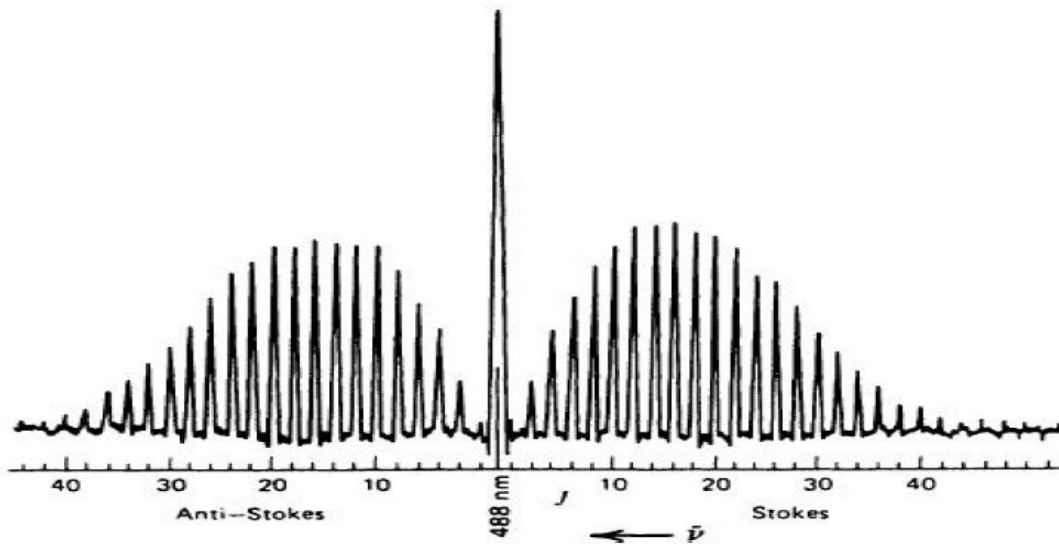
Vi har her sett på to eksempler på simuleringer av laser-reflektometer. I simuleringene ovenfor er det brukt en glasstype med $\psi = 10^{-5} \text{K}^{-1}$. For glasstyper med en lavere verdi av ψ , vil målingene gi måldata som er mer sensitiv for støy. Konklusjonen blir da at målinger på glass vil bli meget vanskelig å gjennomføre med denne metoden. Dette på grunn av at refleksjonskoeffisienten for glass er lite avhengig av temperaturen. Men det eksisterer optiske bølgeledere av andre typer materialer. Det viktigste dersom man skal benytte seg av denne metoden, er at mediet man skal måle temperaturen av har en relativt høy verdi av ψ . Det er dog mulig å kompensere for ustabiliteter i laseren ved å overvåke effekten av den strålen man sender mot bølgelederen og bruke denne som referanse til de målte verdiene. Dette kan gjøres ved at laserstrålen splittes i to stråler med lik effekt der den ene strålen brukes til temperaturmåling, mens den andre brukes som referanse. Ellers har målemetoden en svært bra romlig oppløsning siden laseren fint kan fokuseres til et punkt med diameter under en $1 \mu\text{m}$. Dette gjelder for korte bølgelengder.

2.2 - Raman-spektroskopi

Dette er en optisk målemetode med likhetstrekk til metoden laser-reflektometer. Men i stedet for å bare måle intensiteten av den reflekterte strålen, studeres også frekvensspekteret til strålen. Raman spektroskopi baserer seg på prinsippet av molekylær spredningseffekt. Når materie blir utsatt for stråling utenfor det frekvensområdet det klarer å absorbere vil en del av strålingen bli spredt ut i alle retninger. Mesteparten av det spredte lyset har en frekvens som samsvarer med det innkommende lyset, dette kalles Rayleigh spredning. Men en liten andel av det spredte lyset, ca 1 av 10^7 fotoner[28], vil være av andre bølgelengder. Dette er kalt Raman effekten. Ved å studere frekvenspektret til det spredte reflekterte lyset vil man se at linjespektret består av en fremtredende linje lik frekvensen av den innkommende strålingen pluss noen mindre fremtredende linjer på hver side av denne, kalt Stokes og anti-Stokes. Dette er vist i figur 2. Temperaturen til mediet er avhengig av forholdet av intensitet mellom toppene av Stokes og anti-Stokes bølgelengdene. Dette forholdet, R , er gitt av følgende ligning [12]

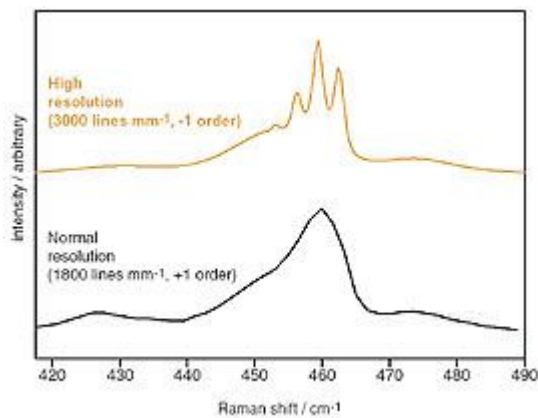
$$R(T) = \left(\frac{\lambda_s}{\lambda_a} \right)^4 \cdot \exp\left(-\frac{hcv}{kT} \right) \quad (2.11)$$

Her er λ_s og λ_a bølgelengdene for Stokes og anti-Stokes, mens h er Planck's konstant, c er lyshastigheten, k er Boltzmanns konstant og v er differansen i bølgetall mellom Stokes og anti-Stokes bølgelengdene og den innkommende strålen. T er temperaturen til mediet man måler på gitt i Kelvin.



Figur 2.10 Figuren viser et eksempel på frekvensspekteret av reflektert lys fra en innkommende lyskilde med bølglengde 488nm.

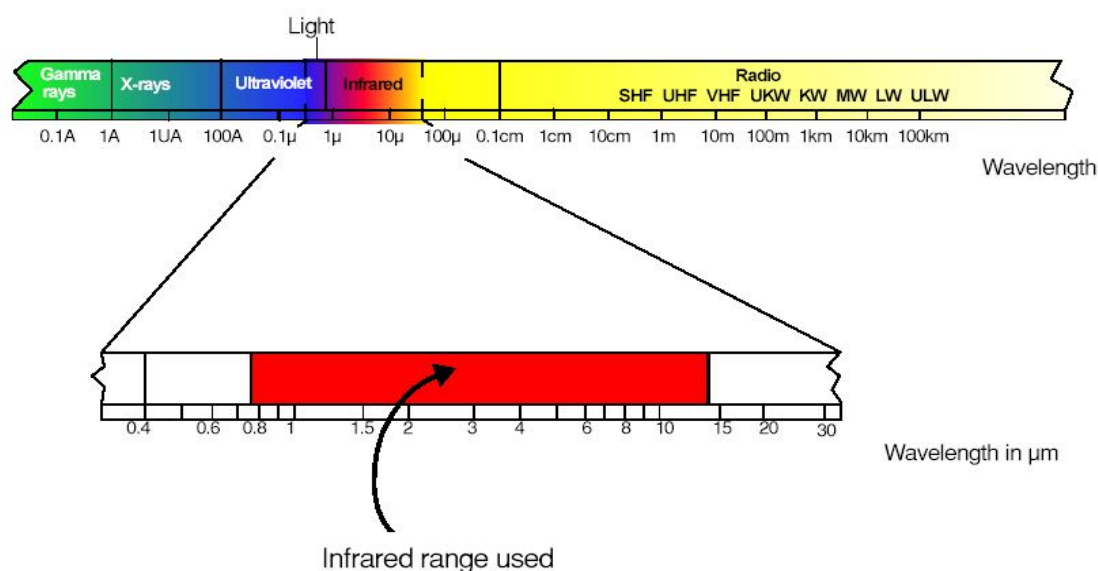
I likhet med laser-reflektometer kan strålen ved hjelp av linser fokuseres for å oppnå tilstrekkelig romlig oppløsning. Slikt sett er denne metoden egnet til måling på optiske bølgeledere. Et problem med denne metoden kan være støypåvirkningen fra lys som spres ut av den optiske bølgelederen. Måلمetoden krever også et spektrometer med meget god spektral oppløsning, for å skille Stokes og anti-Stokes toppene fra hovedlinjen i det spektrale spekteret. Dette er illustrert i figur 2.9.



Figur 2.11 Figuren illustrerer to kurver i frekvensspekteret av spredt reflektert lys med ulik spektral oppløsning.

2.3 - IR-termometer

Ir-termometer kan bestemme temperaturen til et legeme ved å måle intensiteten av svart-legemestråling som emitteres fra all materie, som et resultat av temperaturen av legemet. Et svart legeme er betegnelsen på et legeme som ikke reflekterer noe elektromagnetisk stråling, men som absorberer alt. Det er da sagt at legemet har emissivitet, $\varepsilon = 1$. Svart legeme stråling emitteres i et vidt spekter av bølgelengder, men mesteparten av intensiteten er innenfor det infrarøde spektret opp til temperatur rundt 870 K [13]. Strålingen med høy intensitet kan for høye temperaturer komme inn i det synlige spektret [14]. F. eks glødende varmt metall.



Figur 2.10 Figuren viser hvor det infrarøde spektret er plassert i det elektromagnetiske spektret.

Intensiteten som funksjon av bølgelengden av strålingen emitert fra legemet, og temperaturen av legemet, er gitt av plancks lov [15]

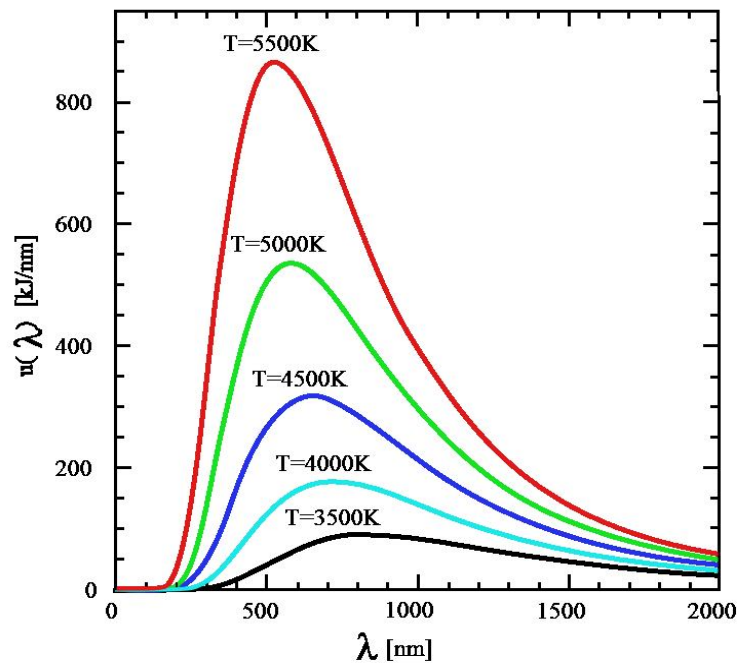
$$I(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (2.14)$$

Ut ifra denne ligningen er det mulig å finne temperaturen av et legeme ved å måle intensiteten av den emiterte strålingen.

Den bølgelengden som opptar størst intensitet av den emitterete strålingen, er gitt ved Wiens lov [16]

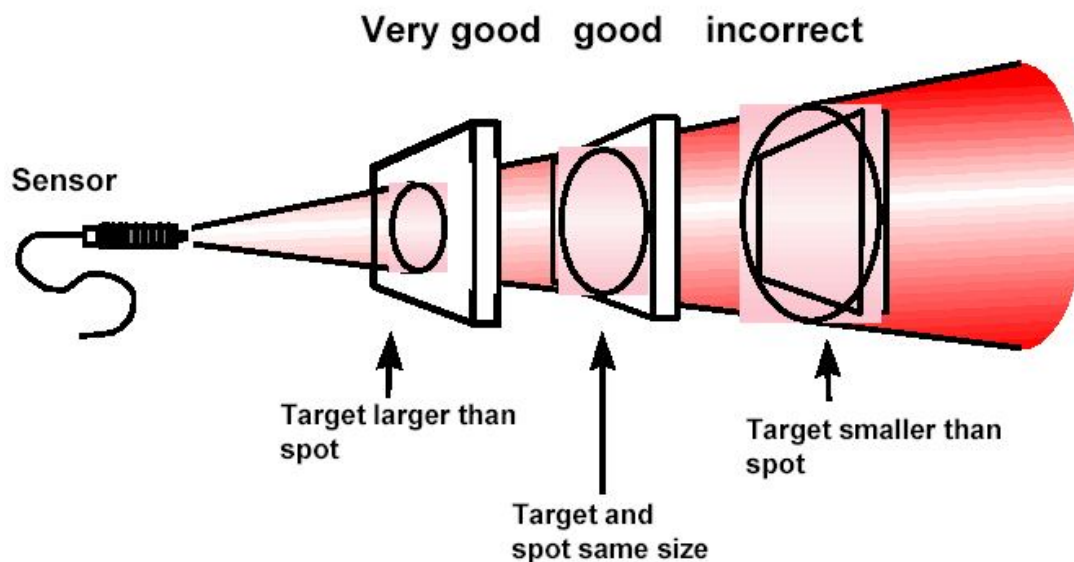
$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T} \quad (2.15)$$

Her er b Wien's konstant, $b = 2.8977685 \cdot 10^6$ nmK.



Figur 2.11 Figuren viser intensiteten av svart-legemestråling spredt utover forskjellige bølgelengder fra 0 til 2000nm ved forskjellige temperaturer.

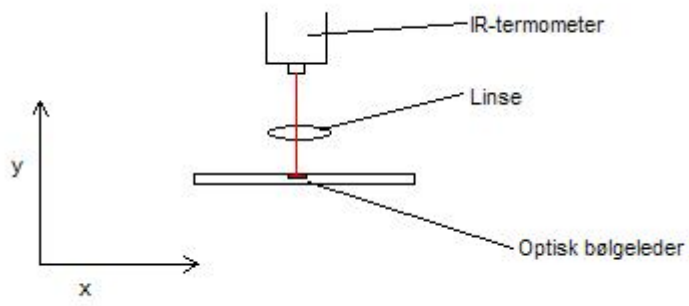
Så dersom man tar i bruk et IR-termometer som kan måle på kun gitte bølgelengder, kan det være lurt å måle på den bølgelengden som opptar mest intensitet for å få et så godt som mulig signal/støy forhold. Dersom man skal gjøre målinger med IR termometer på optiske bølgeledere er det et par ting som er viktig og merke seg. Det optiske systemet i et IR-termometer måler intensiteten av strålingen emitert fra et sirkulært område. Det er da meget viktig at det objektet man måler temperaturen av fyller dette området helt. Hvis ikke vil sensoren plukke opp stråling fra andre kilder, noe som påvirke målingene og gjøre dem ukorrekt [17]. Dette er illustrert i figur 2.12.



Figur 2.12 Figuren illustrerer hvordan spot-størrelsen ikke bør overskride størrelsen av det objektet man måler på.

Optiske bølgeledere er som nevnt meget smal, fra 1 til $5\mu\text{m}$ bred. Det kan bli en problematisk oppgave å gjøre nøyaktige målinger på en så liten skala. På grunn av diffraksjon er IR begrenset til en romlig oppløsning på rundt 2 til $5\mu\text{m}$ [30]. Dette vil igjen kreve en meget sofistikert linse med høy numerisk apertur. IR målinger blir derfor meget vanskelige på bølgeledere under $5\mu\text{m}$, men kan være aktuell for bølgeledere mellom 5 og $10\mu\text{m}$. Et annet problem er at den termiske strålingen er meget svak og dermed blir det vanskelig å måle på et så lite område. Dette pga. at målingene vil være svært utsatt for støy. Da kan lys som blir spredt ut av bølgelederen gjøre målingene unøyaktige. Hvor mye dette vil spille inn er usikkert, siden det er vanskelig å anslå hvor mye lys som blir spredt ut av bølgeledere. Dette kan unngås ved å benytte seg av et IR-termometer med innebygde filter, der en kan stille inn hvilke bølgelengder IR-sensoren skal gjøre målinger av. På denne måten kan en filtrere bort den bølgelengden som er gitt for lyset i bølgelederen. Men denne filtreringen vil igjen gå på bekostning av signal/støy-forholdet. Et annet problem er at glass har en emissivitet, $\epsilon \approx 0.85$, og reflekterer derfor en del lys. Det er derfor anbefalt for måling av lave temperaturer på overflaten av glass, å måle på bølgelengder fra 8 til 14 mikrometer for å kompensere for reflektert lys [18]. Dersom IR-termometeret har innstillinger for emissivitet bør det kalibreres i forhold til den overflaten som det skal gjøres målinger av. Dette for å få en så korrekt måling som mulig. Dette gjøres ved å varme opp overflaten til en kjent temperatur, for så å prøve for ulike verdier av emissiviteten til målingen angir korrekt temperatur av den gitte overflaten. Denne innstillingen beholdes for framtidige målinger av denne type overflate.

For å utføre en temperaturmåling på en optisk bølgeleder med et IR-termometer kan følgende oppsett benyttes: Sensoren plasseres vertikalt over bølgelederen, med en linse som gir ønsket spotstørrelse imellom bølgelederen og IR-sensoren. Det er her viktig at linsen plasseres i en avstand fra bølgelederen lik fokallengden til linsen. Dette oppsettet er illustrert i figur 2.13. Når dette er satt opp kan en foreta en horisontal skanning der en flytter på IR-sensoren frem og tilbake i x-retning til man observerer maks utslag for den målte temperaturen. Man kan da anta at en har bølgelederen perfekt i siktet.



Figur 2.13 Figuren illustrerer oppsett for IR-temperaturmåling på optisk bølgeleder.

Kapittel 3

Prinsipper og teori for mikro-temperaturprobe

I dette kapittelet skal det ses nærmere på en del teori og prinsipper knyttet til denne målemetoden. Da med hovedvekt på en bestemt type probe kalt Wollaston wire thermalprobe, levert av Veeco probes. En Wollaston wire er en sølvtråd med en kjerne av en 5µm i diameter tykk platinatråd. Tråden er bøyd i en V- form og i tuppen er sølvet etset bort slik at platinatråden blir eksponert. For å gjøre en temperaturmåling kjøres en svak strøm gjennom sølvtrådene og platinatråden, mens platinatråden settes i kontakt med overflaten man ønsker å måle temperaturen til. En slik probe er illustrert i figur 1.5 og 3.2.

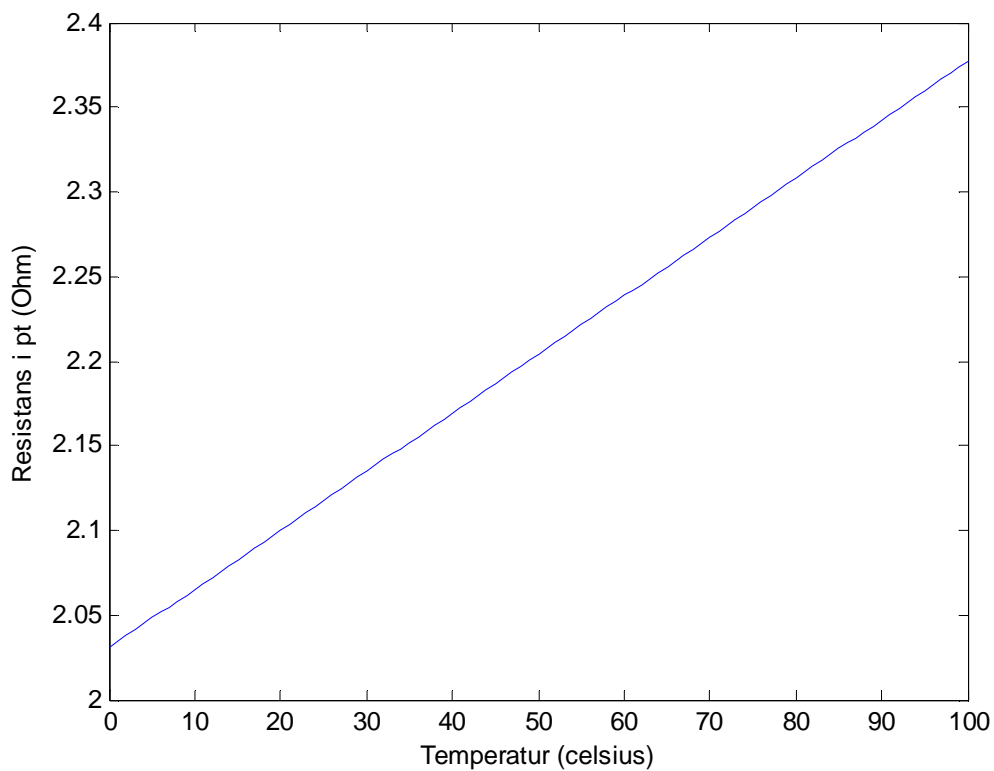
3.0 - Innføring i temperaturmåling med mikro-temperaturprobe

Prinsippet for denne målemetoden baserer seg på hvordan den elektriske motstanden i et ledende element endrer seg med temperaturen. Ved å kjøre en strøm gjennom elementet vil en kunne måle forandring i spenningen ettersom det kommer i kontakt med medier av ulik temperatur.

Motstanden som funksjon av temperaturen i temperaturområdet 0 til 100°C er gitt av følgende ligning [19]

$$R_T = R_0[1 + \alpha(T - T_0)] \quad (3.1)$$

Her er R_0 nominell resistans ved en gitt temperatur, T_0 . Parameteren α er temperaturkoeffisienten. For platinatråden på temperaturproben som er brukt i forbindelse med denne oppgaven er temperaturkoeffisienten $1.65 \cdot 10^{-3}/K$ [20].



Figur 3.1 Simulering av resistansen til platinatråd med temperaturkoeffisient $0.00165K^{-1}$ og nominell resistans 2.1Ω (ved $20^{\circ}C$), som funksjonen av temperaturen.

Vi ser at forholdet mellom temperatur og resistans er lineært. Temperaturen kan da enkelt beregnes;

$$T(U) = a \cdot U + b \tag{3.2}$$

Parameterene a og b kan bestemmes ved hjelp av eksperimentell kalibrering.

3.1 - Ulike typer temperaturprober

I forbindelse med denne oppgaven er det blitt vurdert to ulike typer mikrotemperaturprober. Den ene er av typen Wollaston wire temperatur probe levert av Veeco probes, mens den andre er en mer sofistikert utgave kalt Xe-series nano temperature probe, levert av Parka.

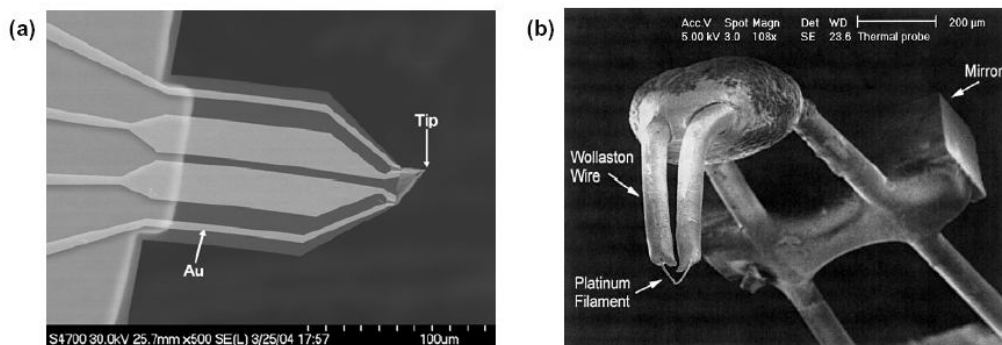


Figure 2. The SEM images of (a) a Xe-Series Nano Thermal Probe and (b) a conventional Wollaston wire .

Figur 3.2 Bilder av (a) *XE-series nano thermal probe* og (b) *en Wollaston-wire temperaturprobe*.

Wollaston-wire temperatur probe som er brukt i forbindelse med denne oppgaven har følgende spesifikasjoner [9,20,21]

- Lengde av platinatråd: 0.2mm.
- Spiss Radius: 2.5μm.
- Romlig oppløsning: <1μm
- Nominell elektrisk resistans: 2.1Ω.
- Varmekonduktivitet (Platina): 37.6 W/mK.
- Temperaturkoeffisient: 0.00165/K.
- Varmekapasitet(Platina): 138 J/WK.

Temperaturproben av typen Xe-series nano thermal probe har følgende spesifikasjoner [9]

- Spiss radius: 100nm.
- Romlig oppløsning: <100nm.
- Tip resistor material: Pd.
- Temperaturkoeffisient: 0.00123/K.
- Temperaturopløsning: 0.1°C

Forskjellen på egenskapene mellom disse to probene er i hovedsak at sistnevnte probe har en del bedre romlig oppløsning. Ellers er den termiske resistoren på denne proben laget av et annet metall, palladium, som er nært beslektet med platina [27].

Man kan da anta palladium også absorberer lys og sånn sett ikke er spesielt bedre egnet enn platinaprobe til måling på optiske bølgeledere. Og så lenge det ikke skal måles på bølgeledere som er under 1µm bred, er platinaprobe vel så godt egnet til dette formålet som den noe mindre Palladiumproben.

3.2 - Temperaturoverføring fra legeme til probe

Når platinatråden kommer i kontakt med en overflate vil det oppstå en varmestrøm mellom platinatråden og overflaten. Temperaturen i kontaktpunktet vil være lik for proben og overflaten.

Varmestrømmen mellom legeme og probe er avhengig av følgende tre faktorer [9];

- Varmeledningsevnen til det mediet man måler på
- Temperaturdifferansen mellom proben og mediet
- Kontaktarealet til proben

Det er et usikkert hvor stor del av platinatråden som er i kontakt med overflaten, men i beregningene presentert her tas det utgangspunkt i at det kun er kontakt på midten av platinatråden. Det vil selvfølgelig være et noe større kontaktareal, men det vil ikke være særlig utslagsgivende i forhold til beregningene. Ved kontakt mellom probe og medium vil varmen bre seg utover hele platinatråden. Det oppstår en temperaturfordeling der platinatråden i midten har temperatur tilnærmet lik legemet den er i kontakt med, og temperatur lik sølvtrådene helt ute i endepunktene. Siden tverrsnittet av sølvtrådene er mye større enn tverrsnittet av platinatråden, og at sølv er en meget god varmeleder ($k = 418 \text{ W/mK}$), kan man anta disse vil holde konstant romtemperatur. Dersom man forenkler problemet til et endimensjonalt problem, og sier at platina tråden har samme temperatur som overflaten gjennom hele sitt tverrsnitt, og ikke bare på overflaten der den har direkte kontakt (siden platina er en god varmeleder og at diameteren for platinatråden bare er 5µm er dette en rimelig antagelse), og at

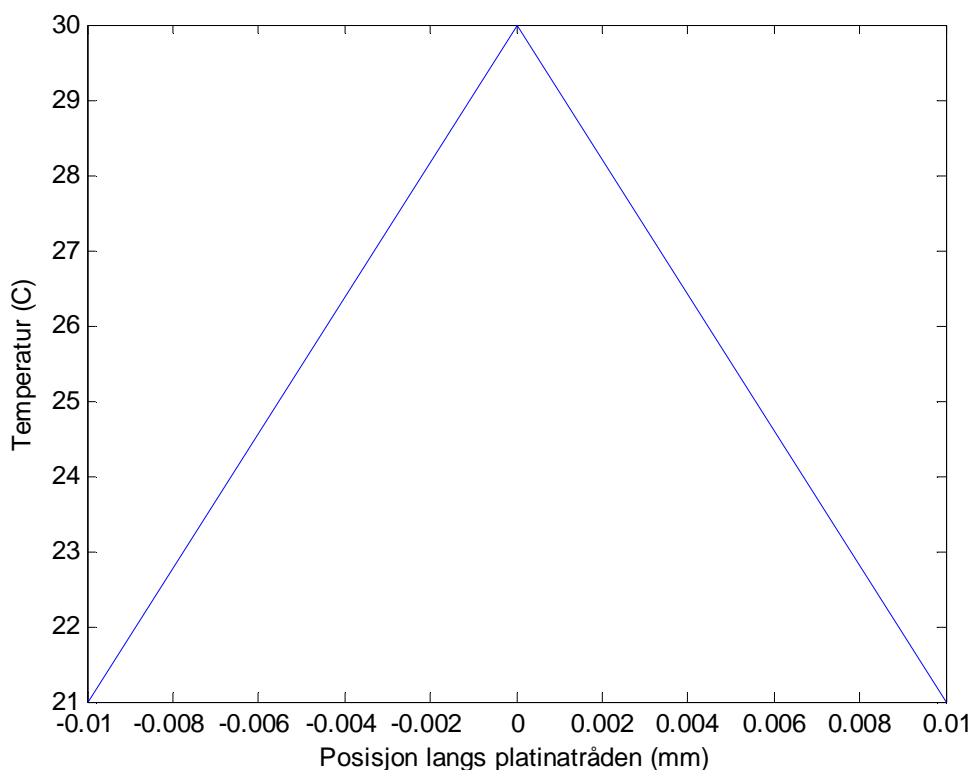
mediet man måler på har en så bra varmeledningsevne at proben vil holde lik temperatur som mediet i kontaktpunktet. Da kan temperaturfordelingen langs tråden utledes fra ligningen for varmeledning i en dimensjon [22].

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \cdot \frac{k}{\rho c} \quad (3.3)$$

Her er T temperaturfordelingen fra endepunkt til endepunkt av platinatråden. k er varmekonduktivet, ρ er materialtetthet og c er varmekapasitet for platina. Prosessen er stasjoner når varmfordelingen i platinatråden og omgivelsene har nådd termisk likevekt, dvs. at $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$. Løser man det stasjonære tilfellet av denne differensialligningen med hensyn på x, som er avstanden fra sentrum i tråden, får man følgende temperaturfordeling langs platinatråden

$$T(x) = \frac{2 \cdot (T_0 - T)}{l} \cdot |x| + T \quad |x| \leq 0.1 \text{ mm} \quad (3.4)$$

Denne ligningen gjelder for at platinatråden har temperatur T i $x = 0$ og temperatur T_0 i $x = \pm 0.1$ mm, som er lengden fra midten og ut til endene til platinatråden. Det er ikke tatt hensyn til at tråden avgir varme til luften rundt, men dette varmetapet vil være så lite i forhold til varmetapet til sølvtrådene at det er neglisjerbart.



Figur 3.3 Grafen viser temperaturfordelingen langs platinatråden i kontakt med et legeme med temperatur 30°C. Platinatråden har romtemperaur i endepunktene, 21°C.

Resistansen for platinatråden kan regnes ut ifra den gjennomsnittelige temperaturen til platinatråden insatt i ligning 1.1. Resistansen av pt elementet når det måler på en overflate med temperaturen T kan da uttrykkes slik

$$R_{pt} = R_0 \cdot [1 - \alpha (\overline{T}_{pt} - T_0)] \quad (3.5)$$

3.3 - Egenoppvarming av platinatråden

Når det går en strøm gjennom platinatråden, vil det oppstå en egenoppvarming av tråden pga den elektriske motstanden. Den tilførte varmeenergien pr tidsenhet er lik det elektriske effekttapet som kan beregnes av følgende ligning

$$P = I^2 \cdot R_{pt} \quad (3.6)$$

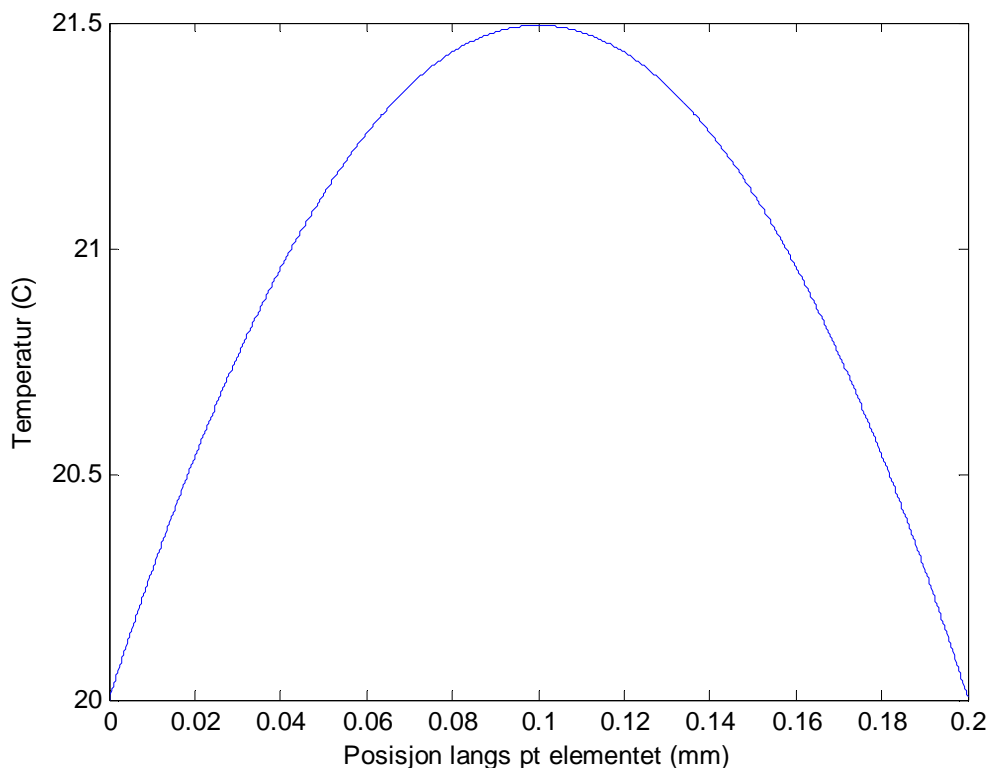
Det er viktig at egenoppvarmingen ikke blir for stor, i og med at dette vil gi en feilmargin i målingene og i verste fall føre til at platinatråden brenner opp.

Det settes kriterierium for maksimalt godtatt egenoppvarming kun i kontakt med luft til 1°C. Det skal nå beregnes hvilken strøm som vil gi en egenoppvarming på 1°C.

For å forenkle problemet noe, kan man se bort ifra at noe av den tilførte varmen vil gå tapt til luften rundt platinatråden, men at den tilførte varmen kun ledes bort gjennom sølvtrådene. Dette er en rimelig antakelse siden luft er en meget dårlig varmeleder med en varmeledningskoeffisient på bare $k = 0.025 \text{ W/mK}$, i forhold til sølv og platina, som nevnt tidligere har, $k = 418 \text{ W/mK}$ og $k = 37.6 \text{ W/mK}$. Dessuten bidrar luften bare til ekstra kjøling av platinatråden, så dersom man forholder seg til disse beregningene vil egenoppvarmingen i realiteten være noe mindre. Man vil derfor uansett holde seg på den "sikre siden". For å beregne egenoppvarmingen som funksjon av strømmen gjennom platinatråden, tas det utgangspunkt varmeledningsligningen inkludert kildeledd for tilført effekt [23]

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \cdot \frac{k}{\rho c} + \frac{P}{V\rho c} \quad (3.7)$$

Her er kildeleddet P den elektriske effekten som tapes til varme, mens V er volumet, k varmekonduktiviteten og ρ er materialtettheten til platinatråden. En numerisk simulering av denne ligningen viser at en strømstyrke på 4.6mA, gir en egenoppvarming på ca 1°C. Det er da regnet med at platinatråden har spesifikasjonene oppgitt i avsnitt 3.1.



Figur 3.4 Egenoppvarmingen av platinatråden for en strøm på ca 4.6mA. Her representerer $x = 0\text{mm}$ den ene enden av platinatråden mens $x = 0.2\text{mm}$ er den andre enden.

Vi ser av figur 3 at for strømverdien 4.6mA, vil temperaturen til platinatråden i snitt øke med ca 1°C. Ut ifra kriteriet som er satt at egenoppvarmingen ikke skal utgjøre mer enn en 1°C i luft, kan man bruke en strømstyrke opp til 4.6mA for denne proben.

3.4 - Egenoppvarming av platinatråd med kontakt med et annet legeme

Dersom egenoppvarmingen blir for stor, vil platinaprobene kunne varme opp kontaktpunktet på det legemet det måler på. Dette kan bli utslagivende dersom varmeledningsevnen til dette legemet er dårlig. Dette betyr at en vil kunne måle forskjellig temperatur av to legemer med samme temperatur, men med ulik varmekonduktivitet. På denne måten kan proben brukes til å måle varmekonduktivitet til ulike medier [9]. Men dersom en forholder seg kriteriet om at egenoppvarmingen ikke skal overstige 1°C i luft, vil dette aldri føre til en feilmargin for målingene på mer enn 1°C, uansett verdi av varmekonduktiviteten det til mediet man måler på. Et annet element som kan være verdt å nevne i denne sammenhengen er at proben vil påvirke varmekonduktiviteten av det systemet det måler på. Proben vil altså kunne lede bort varme fra bølgelederen og dermed også påvirke temperaturen.

3.5 - Absorpsjon av lys i platinatråden

Denne målemetoden har en meget stor svakhet: platinatråden absorberer lys. Dette betyr at platinatråden vil absorbere lys fra det evanescente feltet av bølgelederen. Noe som igjen vil føre til en oppvarming av selve platinatråden uavhengig av en oppvarming av bølgelederen. Altså en feilkilde i målingene. Det skal her ses nærmere på i hvilken grad proben absorberer lys, og hvordan det evanescente feltet vil påvirke målingene.

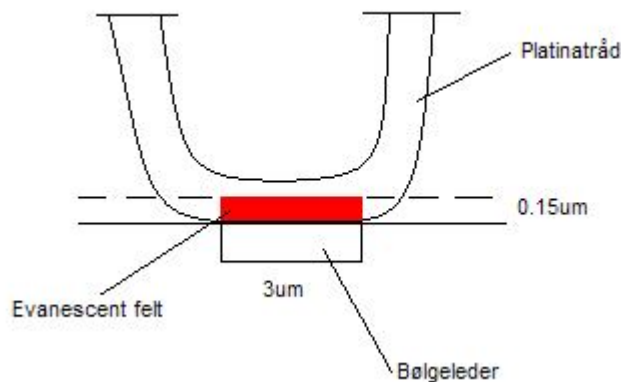
For å finne ut en omtrentlig verdi på hvor stor effekt platinatråden utsettes for av det evanescente feltet på bølgelederen, tas det utgangspunkt i en simulert verdi som sier at det evanescente feltet har en intensitet på 4.2 GW/m^2 på bølgelederens overflate [24]. Dette gjelder for en bestemt type bølgeleder med en inngangseffekt på 140 mW . Intensiteten til det evanescente feltet vil variere for ulike typer bølgeledere og selvfølgelig også effekten av lyset inn i bølgelederen. Høyere inngangseffekt gir følgelig et mer intensivt felt. 140 mW er en relativt lav inngangseffekt med tanke på at det er tenkt brukt en effekt på $500 \text{ mW} - 1 \text{ W}$ til å flytte på mikropartikler. Men verdien beregnet ut i fra en inngangseffekt på 140 mW kan brukes som en referanse på hvorvidt målingene gjort med denne målemetoden vil være av tilfredstillende nøyaktighet, eller om lyset fra det evanescente feltet vil påvirke målingene i en så sterk grad at denne metoden ikke er holdbar. Vi tar utgangspunkt i en bølgeleder med tykkelse $3 \mu\text{m}$. Proben utsettes for en optisk effekt P_{pt} lik [25]

$$P_{pt} = \iint_A I(x, y) dy dx \quad (3.8)$$

Her er A overflaten av platinatråden som utsettes for det evanescente feltet, mens $I(x, y)$ beskriver intensiteten av det evanescente lysfeltet til bølgelederen i x og y-retning. Ved å anta at det evanescente feltet har en utstrekning på $0.15 \mu\text{m}$ (se avsnitt 3.7 for bestemmelsen av denne verdien), kan man finne en omtrentlig verdi av P_{pt}

$$P_{pt} \approx 3 \mu\text{m} \cdot 0.15 \mu\text{m} \cdot 4.2 \text{ GW} / \text{m}^2 \approx 1.89 \text{ mW} \quad (3.9)$$

Denne verdien kan settes inn i ligning 4.5, noe som gir en uavhengig oppvarming av platinatråden på ca 11°C .



Figur 3.5 Figuren viser platinatråden i kontakt med bølgelederen. Det røde feltet tilsvarende den omtrentlige optiske effekten platinatråden utsettes for.

Det er her vist at målinger på en bølgeleder med en inngangseffekt på 140mW, vil kunne foresake en uavhengig oppvarming av proben på ca 11°C. Det er altså klart at det evanescente feltet vil påvirke målingene i en så sterk grad at resultatet ikke blir tilfredsstillende. Med tanke på at denne beregningen tok utgangspunkt i en optisk inngangseffekt på bare 140mW, vil nok målinger der det tas i bruk en inngangseffekt på opp mot 1W være totalt verdiløse. Metoden slik den blir presentert her, er ikke god nok. Men dersom innvirkningene fra det evanescente feltet kan unngås under målingene, kan metoden vise seg å kunne duge. Det skal nå presenteres en teori på hvordan dette kan la seg gjøre.

3.6 - Modifikasjon av mikro-temperaturprobe

Hovedproblemet med denne målemetoden er som nevnt ovenfor at platinatråden som fungerer som termisk resistor, absorberer lys. Det evanescente feltet har svært liten utstrekning, og tilfredsstillende målinger kan oppnås dersom man kunne gjøre målinger på bølgelederen uten at platinatråden utsettes for den optiske energien fra dette feltet. For å oppnå dette er det tenkt å påføre platinatråden en tynn film av et transparent materiale, som vil kunne lede varme til platinatråden samtidig som lyset fra det evanescente feltet vil fare rett gjennom materialet uten å bli absorbert. På denne måten vil man klare å løfte selve platinatråden ut av det området der det evanescente feltet har høy intensitet, men samtidig ha en direkte termisk kontakt med bølgelederen. Vi skal videre se nærmere på det evanescente feltet og presentere en del teori og beregninger på hvordan man kan utføre en slik modifikasjon av platinaprobe i praksis. Som passende materiale for å innkapsle platinatråden, er det ideelt med en type flytende lim man kan dyppe proben ned i. Når limet er tørket bør det være mest mulig transparent slik at så lite som mulig av lyset fra det evanescente feltet absorberes i limet og genererer varme. Limet bør ikke fungere som en termisk isolator, men lede varme relativt godt. Her er det dog snakk om et meget tynt lag, så den termiske ledeevnen trenger ikke å være så veldig høy, bare ikke ekstremt lav. Det må også tas med i betraktning at brytningsindeksen til dette materialet vil føre til en brytning av lyset, slik at det brytes opp og treffer platinatråden. Dette er ikke ønskelig. Brytningsindeksen bør være så nærme luft, vann eller den substans som omgir bølgelederen som mulig. Dette for å få så liten som mulig brytning av lyset. Ellers bør limet være av en slik karakter at det danner et tynt og jevnt lag på overflaten av platinaprobe. Dette er noe

avhengig av viskositeten til limet, men også andre egenskaper vil kunne spille inn. Til dette formålet er det mulig å bruke optisk epoksy. Denne typen epoksy har den egenskapen at det er nesten 100% transparent. Brytningsindeksen er også forholdsvis lav og varierer noe for ulike typer. Det er også mulig å skaffe epoksy med forskjellig viskositet. Det er vanskelig å anslå hvilken verdi av viskositeten som vil gi ønsket tykkelse av epoxylaget. Det eneste minuset med dette materialet er at den termiske ledevnen er meget lav. Dette gjør at proben vil få dårligere følsomhet og en noe lengre responstid.

3.7 - Beregning av tilstrekkelig tykkelse av innkapsling

For å finne ut hvor tykk innkapslingen av platinatråden må være for å oppnå tilfredstillende målinger, må en først se nærmere på utstrekningen av det evanescente feltet for optiske bølgeledere. Ved å benytte seg av passende verdier kan man beregne en omtrentlig verdi av utstrekningen av det evanescente feltet. Hvis man bruker ε som en omtrentlig verdi av utstrekningen og setter $\varepsilon = 1/\gamma$, vil det elektriske feltet på oversiden av bølgelederen være gitt ved, $E(\varepsilon) = E_0 \cdot 1/e$. Her er E_0 verdien av det elektriske feltet på den øvre grenseflaten av bølgelederen. Siden intensiteten av et elektrisk felt er gitt ved $I \propto |E|^2$, vil intensiteten av det evanescente feltet i en avstand ε fra bølgelederen være gitt ved

$$I(\varepsilon) = I_0 \cdot \frac{1}{e^2} \quad (3.10)$$

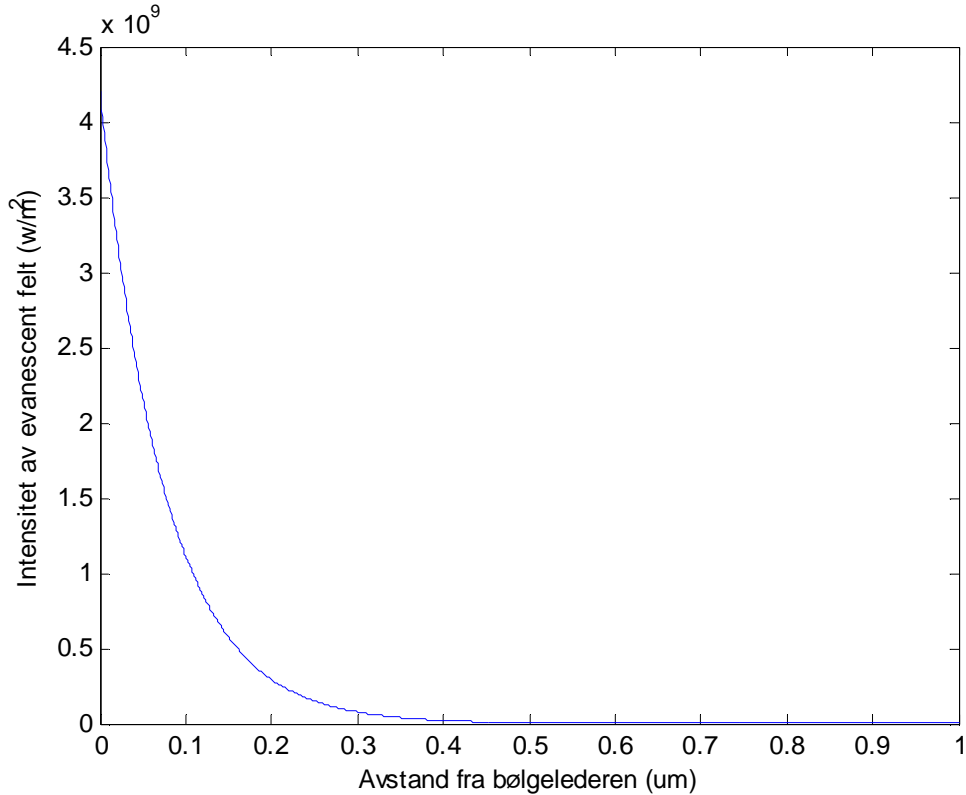
Her er I_0 intensiteten av feltet på bølgelederens overflate. Dette kan brukes som et omtrentlig mål på utstrekningen av det evanescente feltet. Ut ifra ligning 1.10 vil denne verdien være gitt av

$$\varepsilon = \frac{1}{\gamma} = \frac{1}{\sqrt{\beta_m^2 - n_2^2 k_0^2}} \quad (3.11)$$

For å finne en numerisk verdi på utstrekningen kan man ta utgangspunkt i passende verdier. Gitt et substrat med en brytningsindeks $n = 1.51$ og $\Delta n \approx 0.01$ mellom substrat og bølgeleder. Dette gir ifølge ligning 1.7, $\beta_m \approx 8.76 \cdot 10^6 \text{m}^{-1}$ for lys med bølgelengde 1083nm. Disse verdiene kan så settes inn i ligning 1.10, noe som gir en ekstinksjonkoeffisient for det evanescente feltet, $\gamma \approx 6.56 \cdot 10^6 \text{m}^{-1}$. Implementerer man disse verdiene og brytningsindeksen for luft, $n_2 = 1$, inn i ligning 3.11, får man følgende numerisk aproksimasjon for ε

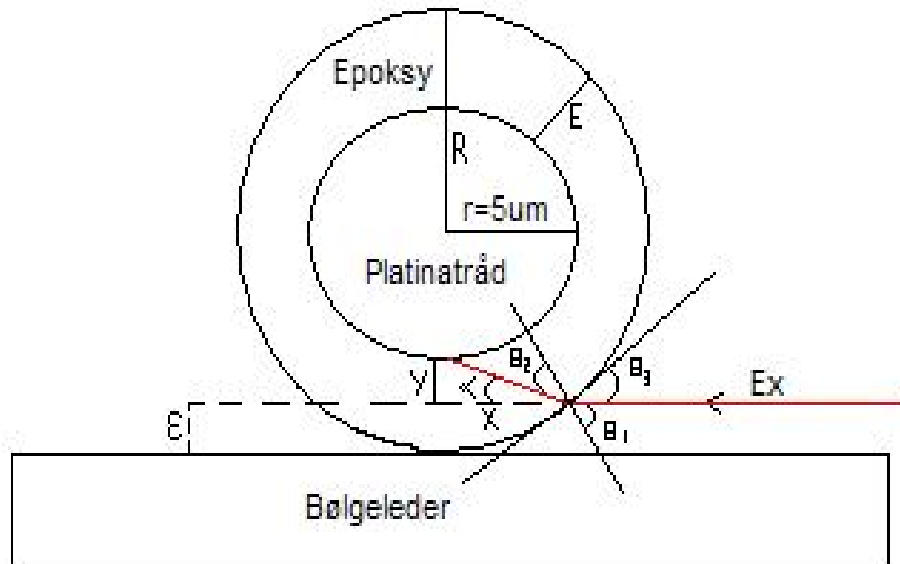
$$\varepsilon \approx \frac{1}{\sqrt{(8.76 \cdot 10^6)^2 - 1^2 \cdot \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2}} \approx 150 \text{ nm} \quad (3.12)$$

Vi kan her se at utstrekningen av det evanescente feltet er meget liten.



Figur 3.6 Simulering av intensiteten av evanescent felt i luft fra en singelmodus bølgeleder med brytningsindeks 1.51, med en intensitet $4.2GW/m^2$ på bølgelederens grenseflate.

Jo høyere brytningsindeks bølgelederen har, desto kortere vil utstrekningen av det evanescente feltet være, dette kan man se av ligning 1.10. Man kan derfor gå ut ifra at disse beregningene beregningen skulle være tilstrekkelige for bølgeledere med høyere brytningsindeks. Det er derfor i simuleringen i figur 3.6, tatt utgangspunkt i en singelmodus bølgeleder med en lav brytningsindeks på 1.51, mens det evanescente feltet forplanter seg i luft, som har en brytningsindeks lik 1. Med dette som utgangspunkt er det klart at epoksyaget må være mer enn $0.15\mu m$ tykk. Men dersom man hensyn til at lyset fra det evanescente feltet brytes opp mot platinatråden, pga. brytningsindeksen av innkapslingen er noe høyere enn luft eller vann, bør tykkelsen av innkapslingen være noe tykkere. For å finne en omtrentlig verdi for en tilstrekkelig tykkelse av innkapslingen, kan man ta utgangspunkt i figur 3.7. Figuren viser tverrsnittet av platinatråden og innkapslingen og hvordan lyset fra det evanescente feltet brytes opp mot platinatråden. Det skal nå bestemmes en omtrentlig numerisk verdi av tykkelsen av innkapslingen, E, slik at brutte lyset ikke treffer selve platinatråden.



Figur 3.7 Figuren viser hvordan lyset fra det evanescente feltet, E_x , brytes av innkapslingen og treffer platinatråden. Her er platinatråden plassert på tvers av bølgelederen.

For å finne en tilfredstillende verdi av tykkelsen på innkapslingen, E , er det tatt utgangspunkt i snells brytningslov, ligning 1.4. Her er n_1 brytningsindeksen for luft, mens n_2 er brytningsindeksen for innkapslingen. Videre er vinkelen $\theta_1 = 90 - \theta_3$. θ_3 er gitt ved

$$\theta_3 = a \cos\left(\frac{R - 0.2 \mu m}{R}\right) \quad (3.13)$$

R er som vist i figuren summen av radiusen av platinatråden og tykkelsen av innkapslingen, $R = r + E$. Videre er vinkelen θ_2 , ifølge snells lov

$$\theta_2 = \arcsin\left(\frac{n_1 \cdot \sin \theta_1}{n_2}\right) \quad (3.14)$$

Vinkelen α i figuren er gitt ved, $\alpha = \theta_1 - \theta_2$. Mens linjestykket $x = \sin \theta_3 \cdot R$. Dette gir videre, $y = \tan \alpha \cdot x$. For at innkapslingen skal være tykk nok må følgende krav overholdes

$$E > y + \varepsilon \quad (3.15)$$

Her er ε den estimerte verdien av utstrekningen av det evanescente feltet i luft. Setter man inn verdien for radiusen av platinatråden, $r = 2.5 \mu m$, brytningsindeksen for luft og for et passende materiale for innkapslingen. For eksempel optisk epoksy med brytningsindeks, $n_2 \approx 1.4$. Og verdien for $\varepsilon \approx 0.15 \mu m$, gir dette en tilstrekkelig tykkelse av innkapslingen

$$E \approx 0.9 \mu\text{m}$$

(3.16)

Dersom mediet over bølgelederen ikke er luft, men f. eks vann, som brukes til lab on a chip, vil brytningsvinkelen α til lyset være lavere siden vann har en brytningsindeks nærmere brytningsindeksen til den optiske epoksien. Tilstrekkelig tykkelse av epoxylaget blir da noe mindre. Men det evanescente feltet har dog en noe bedre utstrekning i vann enn i luft. Setter man inn brytningsindeksen for vann, $n_2 = 1.33$, inn i ligning 3.11, gir dette en omtrentlig utstrekning av de evanescente feltet, $\varepsilon_v = 0.24 \mu\text{m}$. Setter man disse verdiene inn i ligningene ovenfor gir dette en tilstrekkelig tykkelse av epoxylaget for vann på oversiden av bølgelederen, $E_v \approx 0.55 \mu\text{m}$.

Vi har her ut ifra utstrekningen til det evanescente feltet og en enkel geometrisk modell fått et lite innblikk i hvor tykk innkapslingen bør være for at platinatråden ikke skal bli betydelig påvirket av det evanescente lysfeltet. Dersom man bruker en tykkelse på rundt $1 \mu\text{m}$ bør det være tilstrekkelig for de fleste typer bølgeledere, under de fleste forhold. Dette vil nok heller ikke påvirke sensitiviteten og responstiden til proben dramatisk.

Kapittel 4

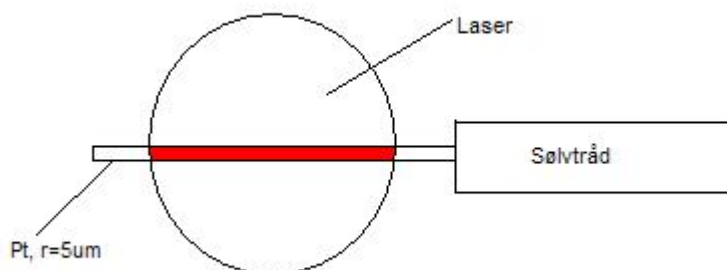
Temperaturmåling og modifisering av mikrotemperaturprobe

I dette kapittelet skal det presenteres noen resultater fra en del eksperimenter som er gjort i forbindelse med målemetoden mikro-temperaturprobe. Laseren som er benyttet i disse eksperimentene har en bølgelengde, $\lambda = 1083\text{nm}$. I alle eksperiment der det er brukt en platinaprobe, er platinaproben koblet i serie med en $10\text{k}\Omega$ motstand og med et 12.5V batteri som spenningskilde. Dette gir en strøm gjennom platinaproben på $I \approx 1.25\text{mA}$. Probene som blir benyttet er alle av typen Veeco wollaston wire thermal probe. For å måle spenningen over proben benyttes et Keithley presisjonsvoltmeter som kan gjøre nøyaktige målinger helt ned i nanovolt-området.

4.1 - Absorpsjon av lys for platinaproben

Hensikten med dette eksperimentet er å se i hvor stor grad platinaproben absorberer lys, for å se hvordan dette vil kunne påvirke målinger gjort på optiske bølgeledere.

Utførelsen av dette eksperimentet er enkel; ved hjelp av et mikroskop sikter man inn en laser til å treffe platinatråden på proben, og leser av forandring spenning over proben for forskjellige verdier av utgangseffekten til laseren.



Figur 4.1 Figuren illustrer laseren som treffer platinatråden. Det røde feltet er området der platinatråden utsettes for laserlys.

Laserstrålen som brukes kommer fra en optisk fiber med et utgangsfelt med radius $W_0 = 3\mu\text{m}$. Fiberen plasseres i en avstand $z \approx 240\mu\text{m}$ fra proben. For å finne den totale optiske effekten platinatråden utsettes for kan følgende ligning brukes

$$P'_{pt} = \iint_{\Omega} I(x, y) dy dx \quad (4.1)$$

Her er $I(x,y)$ intensiteten av laseren som funksjon av de romlige kordinatene x og y , mens Ω er arealet av det området der platinatråden utsettes for lys. Dette er vist som det røde feltet i figur 4.1.

Siden lyset ut fra fiberen er en gaussisk stråle kan $I(x,y)$ skrives slik [29]

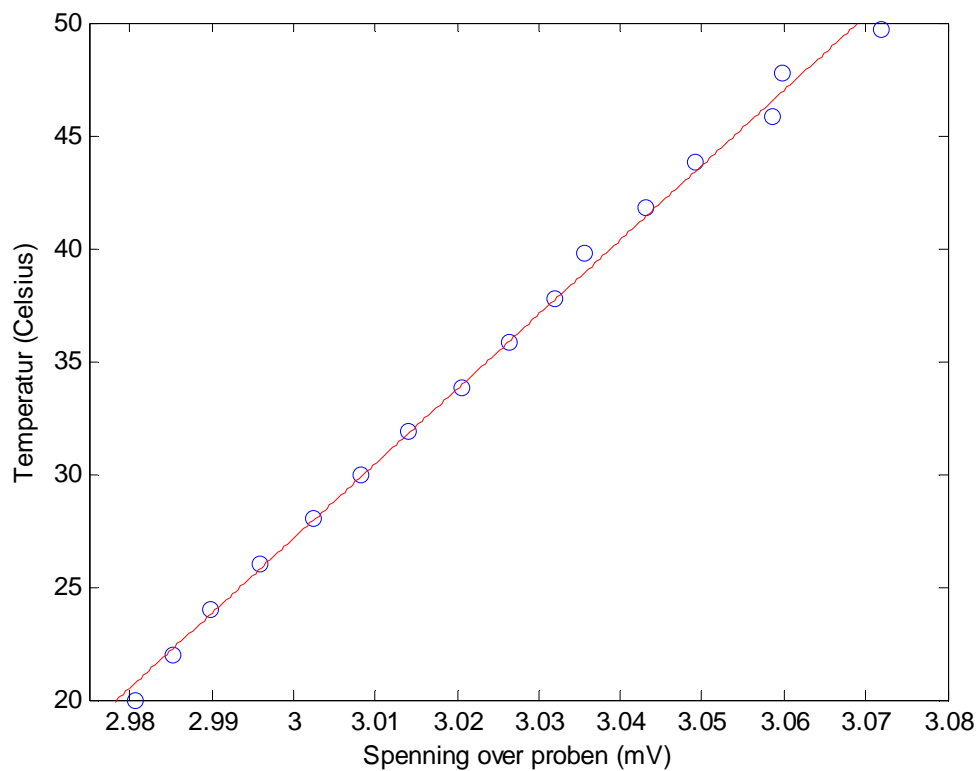
$$I(x, y) = \frac{2P}{\pi W^2(z)} e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{W^2(z)}} \quad (4.2)$$

I denne ligningen er P utgangseffekten til laseren, mens $W(z)$ er radiusen av det gaussiske lysfeltet i avstanden z . $W(z)$ kan beregnes av følgende ligning [29]

$$W(z) = \sqrt{W_0 + \left(\frac{\lambda z}{\pi W_0}\right)^2} \quad (4.3)$$

Ved å sette inn oppgitte verdier inn i disse ligningene, kan en beregne den optiske effekten platinatråden utsettes for, P'_{pt} .

Temperaturproben som er brukt i dette forsøket er kalibrert, og har for oppsettet som er brukt i dette forsøket, et spenning/temperatur-forhold som vist i figur 4.2 [26].



Figur 4.2 Figuren viser forholdet mellom temperatur og spenning over proben.

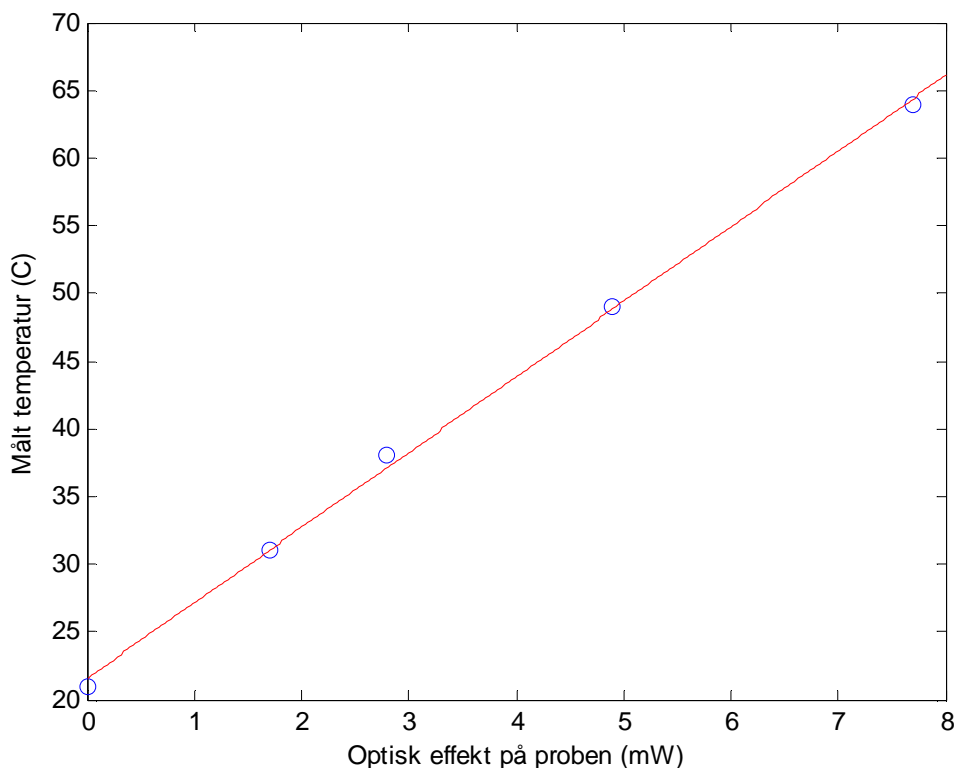
Ligningen for den tilpassede linjen i figur 4.2 er gitt ved

$$T(U) = 331.12 \text{ mV}^{-1} \cdot U - 966.24^\circ\text{C} \quad (4.4)$$

Her er temperaturen, T, gitt som funksjon av den målte spenningen over proben, U. Denne ligningen er beregnet ved bruk av minste kvadraters metode ut i fra målepunktene som er presentert i figur 4.2. Denne ligningen vil brukes videre til å finne temperaturen ut ifra de målte verdiene av spenningen over proben.

Tabell 4.1 Tabellen viser resultatene av målingene som ble utført.

Utgangseffekt av laser, P. (mW)	Beregnet optisk effekt som platinatråden eksponeres for,	Spenning over platinaprobe, U. (mV)	Temperatur, T, beregnet ut i fra ligning 4.4. (°C)
0	0	2.9810	21
12	1.7	3.0120	31
20	2.8	3.0340	38
35	4.9	3.0670	49
55	7.7	3.1100	64



Figur 4.3 Figuren viser et plot av målt temperatur som funksjon av den optiske effekten som platinatråden ble utsatt for. Figuren viser også en tilpasset linje ved bruk av minste kvadraters metode.

Ligningen for den tilpassede linjen i figur 4.3 er gitt ved

$$T(P_{pt}) = 5.563 \text{ mW}^{-1} \cdot P_{pt} + 21.576 \text{ } ^\circ\text{C} \quad (4.5)$$

Ligningen beskriver temperaturen av platinatråden som funksjon av den optiske effekten, P_{pt} , som treffer platinatråden.

I dette forsøket har vi sett på hvordan lys varmer opp platinatråden. Forholdet mellom temperatur og den totale optiske effekten platinatråden eksponeres for, er tilsynelatende lineært. Dette gjelder kun for relativt lave temperaturer, ettersom varmekonveksjonen til omgivelsene øker med temperaturen. Det er liten tvil om at temperaturen av platinatråden er meget sensitiv for lys. En optisk effekt på $P_{pt} = 7.7 \text{ mW}$ ga en oppvarming av platinatråden på ca 43°C . Dette kan vi se av tabell 4.1.

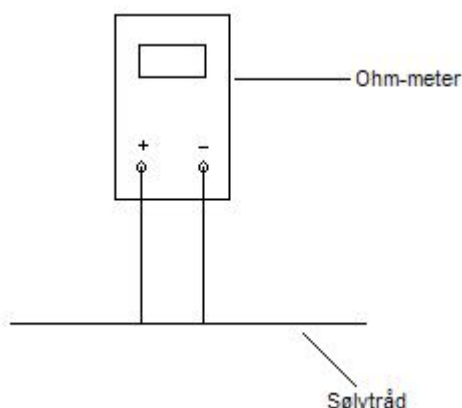
4.2 - Dekningsgrad av hurtiglim og optisk epoksy

I dette eksperimentet skal vi se på noen ulike typer lim, og se hvilke type(r) som egner seg til å danne en tynn film av lim på yttersiden av platinatråden. Dette gjøres ved å dyppe en metalltråd i limet for så å se om den er blitt elektrisk isolert. Er den det, vil det innebære at tråden er innkapslet i limet. Siden både hurtiglim og optisk epoksy ikke er elektrisk ledende materiale. Fire forskjellige biter av en $70\mu\text{m}$ tykk sølvtråd dyppes i henholdsvis hurtiglim og i tre ulike typer optisk epoksy. Når limet er tørket benyttes et Ohmmeter som måleinstrument for å se om de ulike sølvtrådene er elektrisk ledende, eller om den er blitt elektrisk isolert av et tynt lag med lim. De tre typene lim som ble brukt i dette forsøket var: Loctite hurtiglim, Norland optical adhesive 61, Norland Optical adhesive 63 og Norland Optical adhesive 65.

Disse limtypene har følgende verdier for viskositet [31,32,33,34]:

Tabell 4.2 Viskositet for de ulike limtypene.

	Norland 61	Norland 63	Norland 65	Loctite 406
Viskositet (cps)	300	2000	1200	20



Figur 4.4 Figuren viser en enkel skisse av oppsettet for eksperimentet.

Det viste seg at det var kun hurtiglimet som ga ønsket resultat. Etter kun ett dypp i dette limet var sølvtråden fullstendig elektrisk isolert. De andre typene av optisk epoksy dekker tilsynelatende dårlig, ettersom sølvtråden var meget ledende etter 3 dypp i disse limtypene. I mikroskop kunne man se at ingen av de forskjellige optiske epoksytypene ga et jevnt dekkende lag av lim på yttersiden av sølvtråden, men at limet samlet seg i flere små dråper langs med sølvtråden. Hvilken egenskap med denne epoksyen som fører til dette fenomenet er usikkert, viskositeten av den optiske epoksien var betraktelig høyere enn for hurtiglimet. Men det kan være molekyler polarisasjon som gjør at molekylene tiltrekkes hverandre og samler seg i dråper, slik som vann. Hurtiglimet derimot, har ikke denne egenskapen. I mikroskopet var det mulig å skimte et meget tynt, men jevnt lag hurtiglim på yttersiden av sølvtråden.

Tykkelsen av dette laget var vanskelig å anslå i mikroskopet, men det kunne se ut som om det var noe i overkant av 1µm. Av de fire forskjellige limtypene som ble testet i dette eksperimentet er det kun hurtiglimet som er aktuelt for bruk til modifisering av platinaprosen, siden det ikke er ønskelig at limet samler seg i store dråper langs platinatråden. Men dersom hurtiglim skal kunne brukes til dette formålet er det også viktig at det har en tilfredsstillende verdi av transmisjonskoeffisienten. Dette skal vi se nærmere på i neste eksperiment.

4.3 - Optisk tapskoeffisient for Loctite 406 hurtiglim

I dette eksperimentet skal man ved hjelp av noen enkle målinger finne en omtrentlig verdi av tapskoeffisienten for Loctite 406 hurtiglim, for å se om denne type lim kan være aktuell for bruk til å dekke platinatråden. Det er viktig at tapskoeffisienten er så lav som mulig, slik at lys fra det evanescente feltet ikke vil føre til en oppvarming av limet. Den totale tapskoeffisienten vil alltid være større enn absorpsjonskoeffisienten.

Eksperimentet utføres på følgende måte: et tynt lag på 0.1mm med hurtiglim festes imellom to glassplater. Det sendes så lys fra en laser gjennom glassplatene og hurtiglimet og en måler tapet av effekten til lyset. Dette resultatet sammenlignes med identiske målinger gjort med to identiske glassplater, bare uten laget med hurtiglim. Men med et tynt lag optisk olje med brytningsindeks tilnærmet lik brytningsindeksen av glassplatene. Dette gir en tilnærmet 100% transparent kobling mellom glassplatene. Bølgelengden til laseren er, $\lambda = 1083\text{nm}$. Tapskoeffisienten for hurtiglim mellom glassplatene, A_{lim} , beregnes av følgende formel

$$A_{\text{lim}} = \frac{P_{\text{tap}}}{P_0} \quad (4.6)$$

Her er P_{tap} det målte effekttapet i limet mens P_0 er utgangseffekten av laseren.

Følgende målinger ble gjort, presentert i tabell 4.2

Tabell 4.2 Resultatene av målingene som ble gjennomført.

Utgangseffekt av laser, P_0 . (mW)	Målt effekt av laser etter to glassplater. (mW)	Målt effekt av laser etter to glassplater og 0.1mm hurtiglim (mW)	Optisk tap i hurtiglimet, P_{tap} . (mW)	Beregnet tapskoeffisient, A_{lim}
8.5	7.1	6.9	0.2	0.024
20.2	16.7	16.1	0.6	0.030
30.1	25.0	24.2	0.8	0.027

Dette eksperimentet viste at tapskoeffisienten for et 0.1mm tykt lag Loctite hurtiglim ligger på rundt 0.027 for lys med bølgelengde 1083nm. Dette er en tilfredsstillende verdi, med tanke på at det laget som er tenkt å dekke platinatråden

bare skal være rundt $1\mu\text{m}$ tykt, og at lyset da maksimalt kan tilbakelegge en strekning på rundt $7\mu\text{m}$ i limet. Brytningsindeksen av hurtiglimet er ukjent, men har sannsynligvis noe ulik brytningsindeks i forhold til glassplatene. Dette gir en refleksjon av lyset ved grensene mellom limet og glassplatene. Noe av det målte tapet vil altså være tilknyttet dette. En del av tapet kan også skyldes at lyset blir spredt av ujevnheter i limet. Man kan derfor anta at absorpsjonskoeffisienten for hurtiglimet er lavere enn den målte tapskoeffisienten. Men dersom man sier at alt målt tap skyldes absorpsjon av lys i limet kan denne verdien sammenlignes med absorpsjonskoeffisienten til platinatråden. Denne kan beregnes ut ifra resultatet fra målingene i kapittel 4.1. Resultatet der sier at dersom platinatråden blir eksponert for en optisk effekt på 7mW , gir dette en uavhengig oppvarming av proben på ca 43°C . En numerisk simulering av egenoppvarmingen av platinatråden ga tilsvarende oppvarming for en tilført effekt på 1.3mW . Dette gir en omtrentlig verdi for den optiske absorpsjonskoeffisienten til platinatråden, A_{platina} , gitt ved

$$A_{\text{platina}} \approx \frac{1.3\text{mW}}{7\text{mW}} \approx 0.19 \quad (4.7)$$

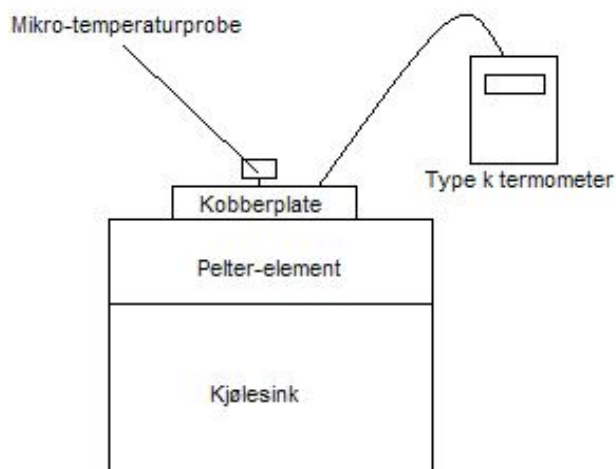
Vi ser altså at absorpsjonskoeffisienten for hurtiglimet er betraktelig lavere enn for platinatråden. Men dersom absorpsjonskoeffisienten er lik den målte taps-koeffisienten, vil nok dette kunne føre til en så sterk oppvarming av limet slik at målingene ikke blir av tilfredsstillende nøyaktighet. Dersom det evanescente feltet er kraftig nok.

Dette limet skal tas i bruk for modifisering av en probe som skal testes ut for temperaturmåling på optiske bølgeledere.

4.4 - Kalibrering av platinaprobe med og uten lim

I dette forsøket skal to platinaprober kalibreres der den ene av disse probene er modifisert ved at den er dyppet i hurtiglim. Disse probene skal i eksperiment 5.4 testes opp mot hverandre der det skal gjøres temperaturmålinger på optiske bølgeledere.

Kalibreringen gjøres ved å måle på en kobberplate der temperaturen styres av et Peltier varmeelement. Temperaturen av kobberplaten overvåkes av et Comark km-43 type k termometer som probene blir kalibrert opp i mot. Oppsettet er illustrert i figur 4.5. For hver måling som gjøres, tas det fem uavhengige målinger i løpet av et tidsrom på ca et minutt. Disse resultatene midles og presenteres i tabell 4.3 og 4.4 som den målte verdien for en gitt temperatur. Det blir også beregnet standardavvik for de fem målingene, noe som gir en indikasjon på støynivået og nøyaktigheten i målinger gjort i ettertid med denne kalibreringen. Siden det teoretiske forholdet mellom temperatur og spenning er lineært, se ligning 3.1, blir all måldata tilpasset en lineær kurve ved bruk av minste kvadraters metode. Ligningen for denne kurven brukes for å beregne temperaturen ut ifra de målte verdiene av og spenningen for de respektive probene i neste forsøk, der det skal utføres temperaturmåling på optiske bølgeledere.



Figur 4.4 Enkel skisse av oppsettet for kalibreringen av probene.

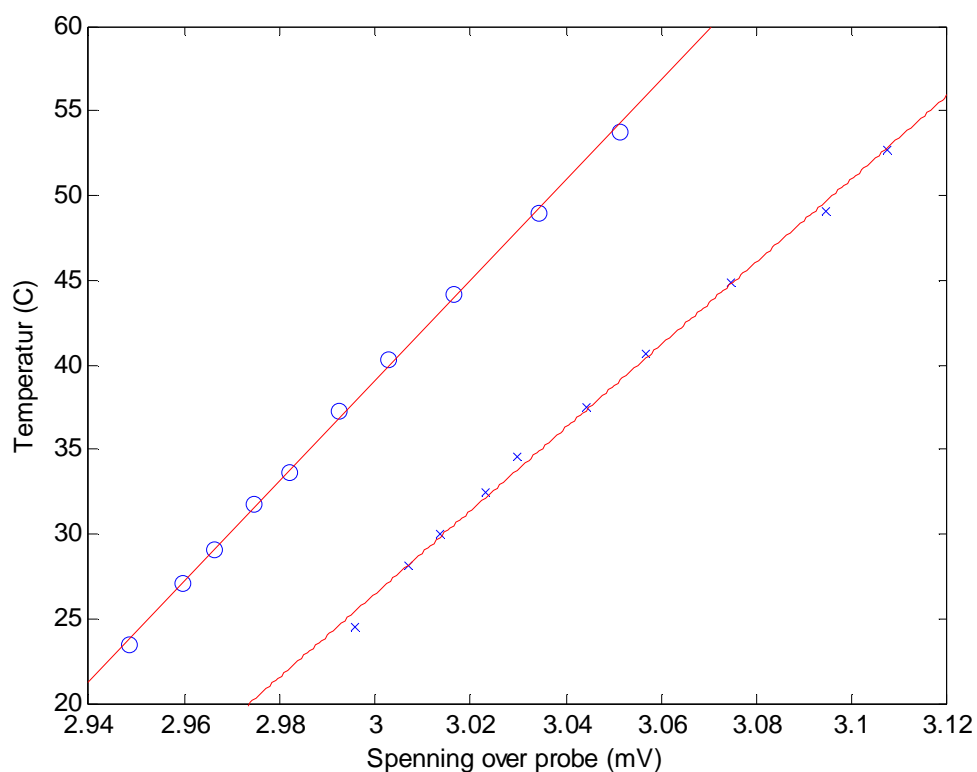
Målingene for kalibrering av modifisert probe er vist i tabell 4.3 og målingene for umodifisert probe er vist i tabell 4.4 .

Tabell 4.3 Tabellen viser de målte verdiene for ulike temperaturer for en modifisert probe. Tabellen viser også standardavviket for målingene.

Termometer (°C)	Målt spenning over modifisert probe, U_m (mV)	Standardavvik for målingene (mV)
23.4	2.9487	$1.7 \cdot 10^{-5}$
27.1	2.9599	$1.2 \cdot 10^{-4}$
29.1	2.9663	$1.0 \cdot 10^{-5}$
31.7	2.9745	$3.3 \cdot 10^{-4}$
33.6	2.9822	$4.8 \cdot 10^{-4}$
37.2	2.9925	$1.5 \cdot 10^{-4}$
40.3	3.0029	$3.6 \cdot 10^{-4}$
44.1	3.0165	$2.2 \cdot 10^{-4}$
49.0	3.0342	$3.6 \cdot 10^{-4}$
53.8	3.0515	$1.9 \cdot 10^{-4}$

Tabell 4.4 Tabellen viser de målt spenning for ulike temperaturer gjort med den umodifiserte proben.

Termometer (°C)	Målt spenning over umodifisert probe U_{um} (mV)	Standardavvik for målingene (mV)
24.5	2.9957	$5.3 \cdot 10^{-5}$
28.1	3.0071	$4.5 \cdot 10^{-4}$
30.0	3.0138	$8.7 \cdot 10^{-5}$
32.4	3.0232	$1.2 \cdot 10^{-4}$
34.6	3.0306	$3.3 \cdot 10^{-4}$
37.5	3.0443	$1.7 \cdot 10^{-4}$
40.6	3.0567	$5.1 \cdot 10^{-4}$
44.9	3.0747	$1.7 \cdot 10^{-4}$
49.1	3.0944	$1.8 \cdot 10^{-4}$
52.7	3.1073	$2.7 \cdot 10^{-4}$



Figur 4.5 Plot av måleresultatene tilpasset en lineær kurve. Måledata som er plottet med o svarer til den modifiserte proben, mens x svarer til den umodifiserte proben.

Ligningene for de tilpassede kurvene i figur 4.5, for henholdsvis modifisert og umodifisert probe, er gitt ved

$$T_m(U) = 295.24mV^{-1} \cdot U - 846.71^{\circ}C \quad (4.8)$$

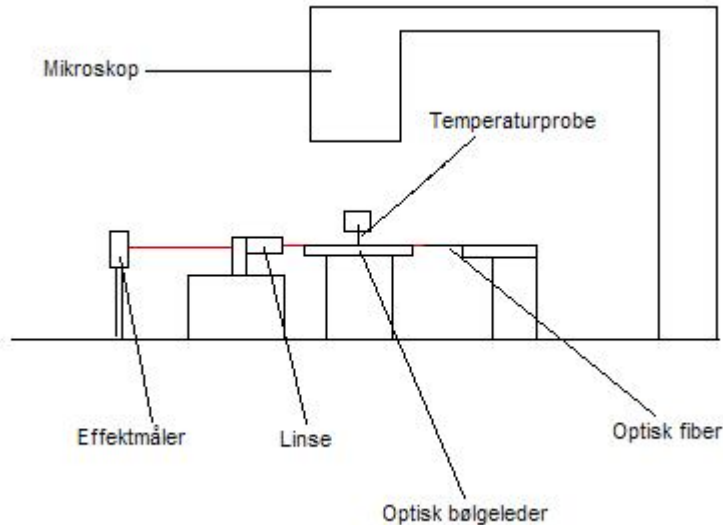
$$T_{um}(U) = 245.46mV^{-1} \cdot U - 709.91^{\circ}C \quad (4.9)$$

Det er verdt å merke seg at stigningstallet for ligningen for den modifiserte proben, ligning 4.8, er en del høyere enn for den umodifiserte proben, 4.9. Dette betyr at følsomheten for den modifiserte proben er noe lavere. Dette skyldes nok mest sannsynlig limfilmen.

I dette eksperimentet er probene kalibrert opp mot et Comark km-43 type k termoelement. Måleusikkerheten for dette termometeret er uvisst, men en kan anta at det ligger godt innenfor $\pm 1^{\circ}C$. Kalibreringen har også en annen svakhet. Temperaturen av Peltier-elementet var lite stabil og dette førte til en del svingninger i den målte temperaturen av type k termoelementet. Men spenningen over proben ble lest av i det termometeret viste den temperaturen som er oppgitt i tabellene. Men dette vil nok gå ut over nøyaktigheten av kalibreringen. Måleusikkerheten til denne målemetoden kan sies å være tilfredsstillende, med tanke på kriteriet som ble satt for minimum måleusikkerhet på $\pm 1^{\circ}C$. Det er kun en måling som viser en temperatur overskrider dette kriteriet, sett ut ifra den tilpassede linjen. Dette er den første målingen for den umodifiserte proben. Denne målingen viser et avvik på ca $1.5^{\circ}C$ i forhold til den tilpassede linjen. Vi kan se av figur 4.5 at alle målepunktene ligger meget nært den tilpassede linjen, dette gjelder for begge probene. Ut ifra standardavviket for de forskjellige målingene, presentert i tabell 4.3 og 4.4 kan vi se at støynivået holder seg godt innenfor $\pm 1^{\circ}C$. Man kan ut ifra dette si at kalibreringen av probene virker tilfredsstillende, målepunktene danner en tilnærmet lineær kurve, i tråd med teorien. For målinger der det kreves ekstra presisjon, anbefales det å utføre kalibreringer under mer støyfrie forhold med en mer stabil referansetemperatur.

5.5 - Temperaturmåling på optisk bølgeleder ved bruk av mikro-temperaturprobe med og uten lim

I dette eksperimentet skal det prøves ut en modifisert probe opp mot en ordinær probe. For den modifiserte proben, er platinatråden dekket med et tynt lag hurtiglim, ca $1\mu m$. Det skal gjøres målinger på to bølgeledere med ulik bredde for å se på eventuelle forskjeller i resultat for de to ulike probene. Oppsettet består av en glassplate med flere ulike bølgeledere. Som lyskilde brukes en optisk fiber som siktes inn på inngangen til bølgelederen. På utgangen til bølgelederen plasseres en linse som fokuserer lyset inn i en optisk effektmåler. Denne brukes til å måle effekten av det lyset som går gjennom bølgelederen. Platinaprobeen plasseres ved hjelp av mikroskop og skrubord, ned på bølgelederen. Oppsettet er illustrert i figur 4.6.



Figur 4.6 Enkel skisse av oppsettet for temperaturmåling på optisk bølgeleder.

Det gjøres fire målinger for ulike verdier av effekten til laseren, for hver av probene (modifisert og umodifisert). Det gjøres målinger på to ulike bølgeledere med tykkelse på henholdsvis 7 og 10 μ m. Resultatene settes i forhold til den målte effekten ut fra bølgelederen. For hver måling noteres det 5 ulike verdier av spenningen over proben, tatt på tilfeldige tidspunkt innenfor ca 1 minutt. Gjennomsnittet av disse verdiene presenteres som den målte verdien. Dette gjelder også for den målte effekten ut av bølgelederen. For å beregne temperaturen ut ifra den målte spenningen, brukes ligning 5.7 og 5.8 for henholdsvis den modifiserte og den umodifiserte proben. Bølgelederne som ble brukt i dette forsøket er av glasstypen Menzel. De er fabrikkert ved K⁺ (Kalium) ionebyting og har en brytningsindeks, $n = 1.51$. Brytningsindeksen til bølgelederen har en indeksøkning, $\Delta n \approx 0.01$, i forhold til substratet.

Følgende måleresultater ble observert, presentert i tabell 4.5 til 4.8.

Tabell 4.5 Måleresultater for 10 μ m bølgeleder med umodifisert probe

Utgangseffekt av laser (mW)	Målt effekt etter bølgeleder (mW)	Målt spenning over probe (mV)	Målt temperatur beregnet av ligning 4.8 (°C)	Standardavvik for målingene (mV)	Standardavvik for målingene (°C)
0	0	2.9983	26.5	$4.8 \cdot 10^{-5}$	0.012
75	25	3.0015	27.3	$3.2 \cdot 10^{-5}$	0.009
115	40	3.0038	27.8	$6.3 \cdot 10^{-5}$	0.015
120	43	3.0042	27.9	$5.1 \cdot 10^{-5}$	0.013

Tabell 4.6 Måleresultater for 10 μ m bølgeleder med modifisert probe.

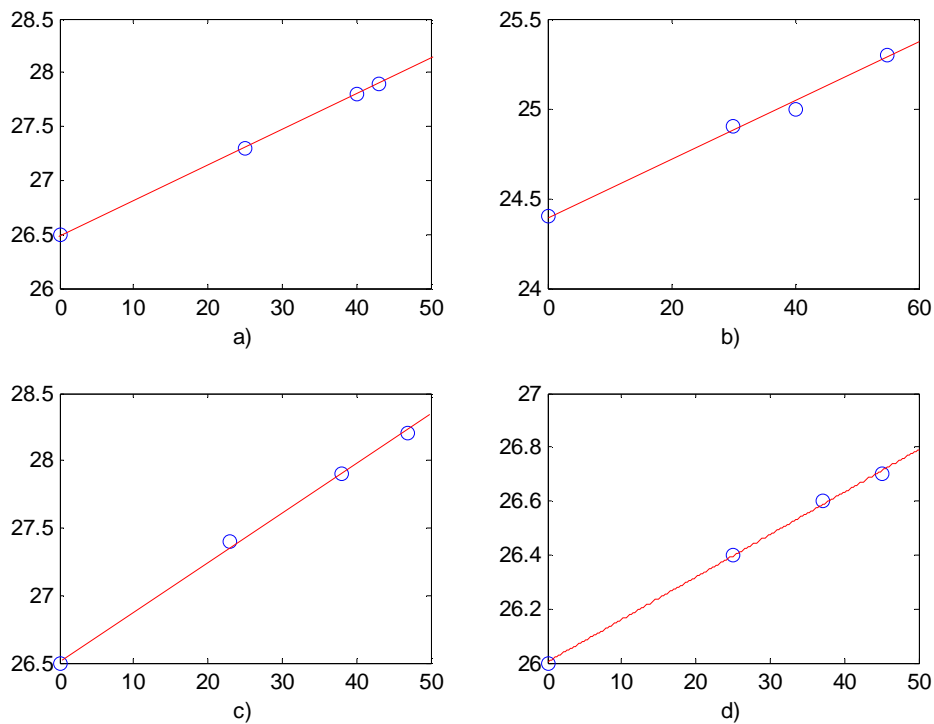
Utgangseffekt av laser (mW)	Målt effekt etter bølgeleder (mW)	Målt spenning over probe (mV)	Målt temperatur beregnet av ligning 4.7 (°C)	Standardavvik for målingene (mV)	Standardavvik for målingene (°C)
0	0	2.9504	24.4	$2.1 \cdot 10^{-5}$	0.006
75	30	2.9521	24.9	$1.2 \cdot 10^{-4}$	0.035
115	40	2.9524	25.0	$1.2 \cdot 10^{-4}$	0.035
120	55	2.9535	25.3	$1.1 \cdot 10^{-4}$	0.032

Tabell 4.7 Måleresultater for 7 μ m bølgeleder med en umodifisert probe.

Utgangseffekt av laser (mW)	Målt effekt etter bølgeleder (mW)	Målt spenning over probe (mV)	Målt temperatur beregnet av ligning 4.8 (°C)	Standardavvik for målingene (mV)	Standardavvik for målingene (°C)
0	0	2.9986	26.5	$7.1 \cdot 10^{-5}$	0.017
75	23	3.0022	27.4	$8.1 \cdot 10^{-5}$	0.020
115	38	3.0040	27.9	$8.3 \cdot 10^{-5}$	0.020
120	47	3.0055	28.2	$9.9 \cdot 10^{-5}$	0.024

Tabell 4.8 Måleresultater for 7 μ m bølgeleder med modifisert probe.

Utgangseffekt av laser (mW)	Målt effekt etter bølgeleder (mW)	Målt spenning over probe (mV)	Målt temperatur beregnet av ligning 4.7 (°C)	Standardavvik for målingene (mV)	Standardavvik for målingene (°C)
0	0	2.9559	26.0	$1.2 \cdot 10^{-4}$	0.035
75	25	2.9572	26.4	$4.7 \cdot 10^{-5}$	0.014
115	37	2.9580	26.6	$1.1 \cdot 10^{-4}$	0.041
120	45	2.9582	26.7	$9.7 \cdot 10^{-5}$	0.029



Figur 4.7 Figuren viser plot av måleresultatene gjort på de to forskjellige bølgelederne med umodifisert og modifisert probe. a) Umodifisert probe, 10 μm. b) Modifisert probe, 10 μm. c) Umodifisert probe, 7 μm. d) Modifisert probe, 7 μm. Temperaturen (°C) er plottet som funksjon av den målte effekten på utgangen av bølgelederen (mW).

I plotene i figur 4.7 er målepunktene tilpasset med en lineær kurve. Disse kurvene kan brukes som et omtrentlig forhold mellom optisk effekt i bølgelederen og den målte temperaturen for de ulike bølgelederne og probene.

Ligningene for de lineært tilpassede kurvene i plot a til d, i figur 4.7 er gitt ved

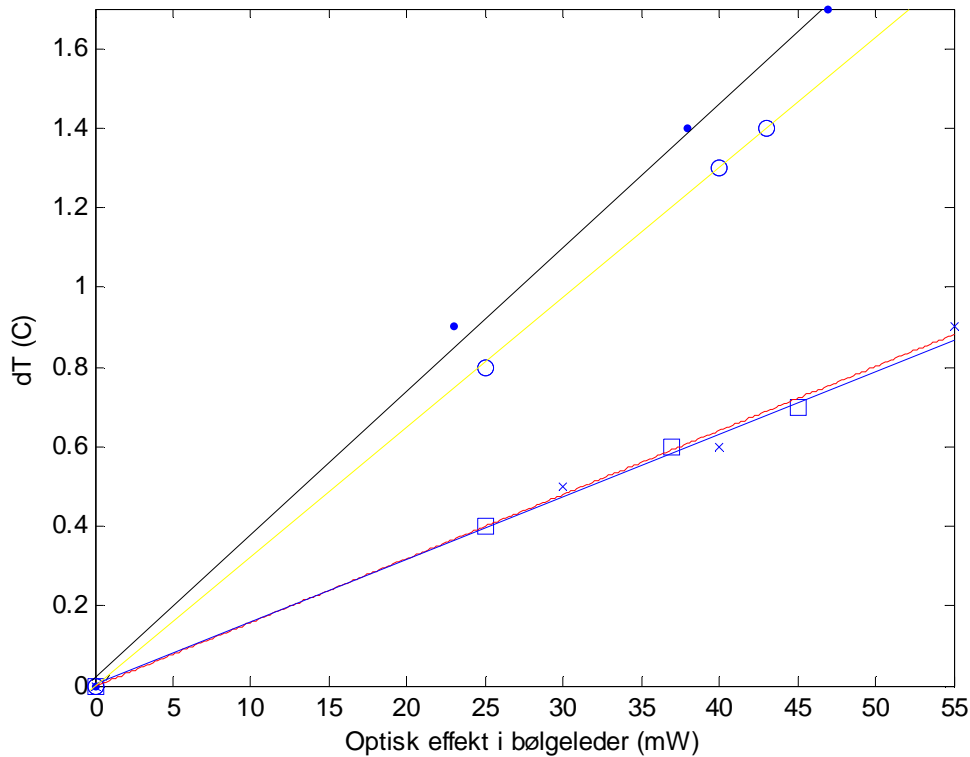
$$T_a(P) = 0.0326mW^{-1} \cdot P + 26.496^{\circ}C \quad (4.10)$$

$$T_b(P) = 0.0161mW^{-1} \cdot P + 24.398^{\circ}C \quad (4.11)$$

$$T_c(P) = 0.0362mW^{-1} \cdot P + 26.523^{\circ}C \quad (4.12)$$

$$T_d(P) = 0.0158mW^{-1} \cdot P + 26.000^{\circ}C \quad (4.13)$$

Her er det også interessant å se på temperaturendringen i forhold til romtemperatur, dT , som funksjon av effekten i bølgelederen for de ulike målingene. Dette vist i figur 4.8.



Figur 4.8 Plot av forandring i temperatur i forhold til romtemperatur, dT , som funksjon av den målte optiske effekten i bølgelederen. Gul kurve: Umodifisert probe, $10\mu\text{m}$. Svart kurve: Umodifisert probe, $7\mu\text{m}$. Blå kurve: Modifisert probe, $10\mu\text{m}$. Rød kurve: Modifisert probe $7\mu\text{m}$.

Ligningene for de tilpassede kurvene i figur 4.8 er gitt ved

$$dT_{s\text{ var }t} = 0.0362\text{mW}^{-1} \cdot P + 0.023223^\circ\text{C} \quad (4.14)$$

$$dT_{gul} = 0.0326\text{mW}^{-1} \cdot P - 0.0040155^\circ\text{C} \quad (4.15)$$

$$dT_{rød} = 0.0161\text{mW}^{-1} \cdot P - 0.0019305^\circ\text{C} \quad (4.16)$$

$$dT_{blå} = 0.0158\text{mW}^{-1} \cdot P + 0.003544^\circ\text{C} \quad (4.17)$$

Av ligning 4.14 og 4.15, som representerer proben uten lim, kan vi se at stigningstallet for disse ligningene ligger i snitt på ca $0.035 \text{ mW}/^\circ\text{C}$, mens stigning-stallet til ligningene 4.16 og 4.17 som er for den modifiserte proben ligger på ca $0.016 \text{ mW}/^\circ\text{C}$. Dette kan tolkes som en klar indikasjon på at den modifiserte proben er mindre utsatt for det evanescente feltet enn den umodifiserte proben. Dette er i tråd med forventningene. Resultatet av dette eksperimentet virker lovende med tanke på modifikasjonen av platinaprobene. Den modifiserte proben målte en klart lavere temperatur i forhold til den optiske effekten enn den umodifiserte proben. Ved å studere resultatene nærmere er temperaturforandringen målt med den umodifiserte proben, over dobbelt så høy i

forhold til målingene gjort med den modifiserte proben. Da sett i forhold til den målte effekten gjennom bølgelederen. Dette er mye, og ganske likt for målingene både på 10 og 7 μm bølgeleder. Hvorvidt temperaturen målt med den modifiserte proben er den reelle temperaturen av bølgelederen er uvisst. For å få en klarere indikasjon på dette bør måledataene sammenlignes med en del teoretiske verdier for den spesifikke bølgelederen. Eksempelvis styrken og utstrekningen til det evanescente feltet for den gitte bølgelederen, for forskjellige verdier av inngangseffekten. I tillegg er tykkelsen på limlaget på den modifiserte proben ukjent, men er anslått ved å studere den i et mikroskop til å være noe i overkant av 1 μm . Det kan også være en ide gjenta dette forsøket med en bølgeleder med en større tapskoeffisient. Resultater bør da vise at påvirkningen av det evanescente feltet er mindre i forhold til oppvarmingen av bølgelederen. Forskjellen i målingene gjort med de ulike probene skal da være mindre synlig.

Kapittel 5

Konklusjon og videre arbeid

Vi har i denne oppgaven sett nærmere på hvordan det er mulig å utføre temperaturmålinger på optiske bølgeledere, og flere problemstillinger knyttet til denne oppgaven. Det er blitt presentert en del teori og momenter for de ulike målemetodene som kan være til nytte for å løse dette problemet. Å finne en egnet metode har vist seg å være en vanskelig oppgave. For mikro-temperaturproben er det største problemet oppvarming av proben på grunn av det evanescente feltet. Lim-modifikasjon av mikroproben kan vise seg å være en løsning på dette problemet. Eksperimenter gjort med denne proben virket lovende, men her gjenstår det en del arbeid for at metoden skal kunne oppfylle kravene som er satt for denne oppgaven. Da med tanke på måleusikkerhet, det er enda uvisst om metoden viser reell temperatur av optiske bølgeledere. Det bør også jobbes videre med å optimalisere selve modifikasjonen. Det bør finnes et bedre egnet materiale for å kapsle inn proben. Hurtiglim er neppe det beste alternativet. Et annen problem i forbindelse med dette, er å finne en egnet metode for å måle tykkelsen på innkapslingen. Det kan nevnes at metoden slik den er presentert her kan benyttes for å overvåke at temperaturen på bølgeledere ikke overstiger en gitt temperatur. Dette fordi den målte temperaturen på bølgelederen alltid vil være høyere enn den reelle temperaturen til bølgelederen. Så dersom den målte temperaturen er under denne grensen vil dette også gjelde for temperaturen til bølgelederen. Men man vil altså ikke kunne angi konkret temperatur til bølgelederen.

For å få en sterkere indikasjon på at den temperaturen man måler på en optisk bølgeleder er den reelle temperaturen, er det ideelt å kunne oppnå samme resultat ved bruk av to eller flere uavhengige målemetoder. Det bør da jobbes videre med andre metoder som kan sammenlignes opp mot en modifisert mikro-temperaturprobe.

Her kan en se nærmere på metoden Raman spektroskopi. Denne metoden er lite omhandlet i denne oppgaven og kan vise seg som en egnet metode. Det kan i forbindelse med denne metoden tenkes at en kan studere lyset som brytes ut av bølgelederen og ut ifra dette angi temperaturen. Når det kommer til Laser-reflektometer metoden vil temperaturopløsningen og påvirkningen av støy i målingene, bli den største utfordringen å overkomme. Her vil det kreves utstyr med meget høy presisjon. Det samme gjelder for IR-termometer. For denne metoden vil det også være problematisk å oppnå ønsket romlig oppløsning. Men denne metoden kan kanskje være aktuell for bølgeledere med en bredde på rundt $10\mu\text{m}$. Den kan da brukes som en sammenligning til målinger gjort med en mikro-temperaturprobe på en slik bølgeleder.

En bør også lete videre etter andre metoder som ikke er omhandlet i denne oppgaven, ettersom det sannsynligvis eksisterer flere målemetoder som kan være aktuelle for temperaturmåling på optiske bølgeledere.

Referanseliste

- [1] <http://en.wikipedia.org/wiki/Temperature>
- [2] Egil lillestøl, Ola Hunderi & Jan R. Lien, "Generell fysikk Bind 2 Varmelære og elektromagnetisme" s.440.
- [3] Bahaa E. A. Saleh & Malvin Carl Teich, "Fundaments of Photonics" s. 47
- [4] Bahaa E. A. Saleh & Malvin Carl Teich, "Fundaments of Photonics" s. 6
- [5] Egil lillestøl, Ola Hunderi & Jan R. Lien, "Generell fysikk Bind 2 Varmelære og elektromagnetisme" s.436
- [6] Bahaa E. A. Saleh & Malvin Carl Teich, "Fundaments of Photonics" s. 253
- [7] Bahaa E. A. Saleh & Malvin Carl Teich, "Fundaments of Photonics" s. 250
- [8] Bahaa E. A. Saleh & Malvin Carl Teich, "Fundaments of Photonics" s. 48
- [9] PSIA, "XE mode note: Scanning thermal microscope" s. 4
- [10] Bahaa E. A. Saleh & malvin Carl Teich, "Fundaments of Photonics" s. 205 & 209
- [11] Polymicro newsletter 01.2004, "Polymers vs Glass" s.10
- [12] Electronics letters 20 juni 1985 vol 21, "Distributed optical fibre Raman temperature sensor using a semiconductor light source and detector" s.569
- [13] Claus Dieter Gruner, "Principals of non contact temperature measurements" s. 8
- [14] Claus Dieter Gruner, "Principals of non contact temperature measurements" s. 7
- [15] http://en.wikipedia.org/wiki/Planck_law
- [16] http://en.wikipedia.org/wiki/Wien's_Displacement_Law
- [17] Claus Dieter Gruner, "Principals of non contact temperature measurements" s. 16
- [18] Claus Dieter Gruner, "Principals of non contact temperature measurements" s.14
- [19] Elfa katalog "Faktaside Temperaturmetning" s.99
- [20] Veeco probes "Wollaston wire specification sheet" s. 1

- [21] Stephane Lafevre, Sebastian volz, Jean-Bernard Soulner & Cathrine Fuentes, "Thermal conductivity calibration for hot wire based dc scanning thermal microscopy" s. 2
- [22] Egil Lillestøl, Ola Hunderi & Jan R. Lien, "Generell fysikk Bind 2 Varmelære og elektromagnetisme" s.189
- [23] Egil Lillestøl, Ola Hunderi & Jan R. Lien, "Generell fysikk Bind 2 Varmelære og elektromagnetisme" s.191
- [24] James S. Wilkinson, "Propulsion and sorting of gold Nanospheres on Optical Waveguides" s.1
- [25] Bahaa E. A. Saleh & Malvin Carl Teich, "Fundamentals of Photonics" s. 44
- [26] Jon Andreassen, "Prosjektoppgave i kommunikasjon og mikroelektronikk, Temperaturmåling på optiske bølgeledere" s. 13, 14 og 15.
- [27] <http://en.wikipedia.org/wiki/Palladium>
- [28] <http://www.kosi.com/raman/resources/tutorial>
- [29] Bahaa E. A. Saleh & Malvin Carl Teich, "Fundamentals of Photonics" s. 85
- [30] A. Saura, Hangfeng Ji, M. Kuball, M.J. Uren, T. Martin, K.P. Hilton & R.S. Balmer, "Combined Infrared and Raman temperature measurements on device structures"
- [31] http://www.loctite.com/int_henkel/loctite_no/index.cfm?pageid=279&layout=2
- [32] <http://www.norlandprod.com/adhesives/NOA%2061.html>
- [33] <http://www.norlandprod.com/adhesives/NOA%2063.html>
- [34] <http://www.norlandprod.com/adhesives/NOA%2065.html>