



FYS-3921

**MASTERGRADSOPPGAVE I KOMMUNIKASJON OG
MIKROELEKTRONIKK**

**OPTISKE BØLGELEDERE AV SILISIUM-RIK NITRID FOR MANIPULERING AV
MIKRO- OG NANOPARTIKLER**

Thomas Nermo

Juni, 2007

**DET MATEMATISK-NATURVITENSKAPELIGE FAKULTET
INSTITUTT FOR FYSIKK OG TEKNOLOGI
NORDLYSOBSERVATORIET
UNIVERSITETET I TROMSØ**

FYS-3921

MASTERGRADSOPPGAVE I KOMMUNIKASJON OG
MIKROELEKTRONIKK

Optiske bølgeledere av silisium-rik nitrid for
manipulasjon av mikro- og nanopartikler

Thomas Nermo

Juni, 2007

Innholdsfortegnelse

Forord.....	7
Kapittel 1 Introduksjon.....	9
1.1 Mål og motivasjon.....	9
1.2 Optisk fanging og optisk pinsett.....	9
1.3 Optiske bølgeledere for fanging og flytting av partikler.....	10
1.4 Oppgavens strukturer.....	10
Kapittel 2 Teori for optiske bølgeledere.....	13
2.1 Kort om bølgelederne.....	13
2.2 Symmetrisk planbølgeleder.....	13
2.3 Asymmetrisk planbølgeleder.....	17
2.4 Effektivindeksmetoden og kanalbølgeledere.....	21
Kapittel 3 Kutting av bølgeledere.....	27
3.1 Kutting av bølgeledere for hånd.....	27
3.2 Kutting av bølgeledere med maskin.....	29
Kapittel 4 Karakterisering av bølgelederne.....	31
4.1 Eksperimentelle oppsett.....	31
4.2 Måling av brytningsindeks.....	33
4.3 Måling av tap.....	35
4.4 Måling av propagasjonstap med bakover-kutting.....	38
4.5 Måling av propagasjonstap med bilder av spredt lys.....	39
4.6 Antall modi og måling av koblingstap.....	40
4.7 Simuleringer.....	44
4.8 Flytting av partikler.....	47
Kapittel 5 Konklusjoner og videre arbeid.....	49
5.1 Oppsummering og diskusjon.....	49
5.2 Videre arbeid.....	50
Vedlegg 1: Tabeller for måleresultater.....	53
Referanseliste.....	57

Forord

Jeg vil gjerne takke alle de som har hjulpet meg til å bli ferdig med denne oppgaven. Først vil jeg takke veilederen min Olav Gaute Hellesø, uten hans hjelpsomhet, tips og erfaring hadde jeg ikke kommet langt. Katarina Grújić skal også ha en takk for at hun tok seg tid fra sine studier for å være med ned på laben når partiklene ikke ville flytte på seg.

Jeg vil også takke samboeren og forloveden min, Catalina, som holdt ut med å være hjemme og ta seg av sønnen vår som ble født i februar den tiden jeg var å jobbet med oppgaven på sene kvelder, helger og helligdager.

Foreldrene mine fortjener også en takk for at de har støttet meg igjennom hele studietiden min.

Jeg takker alle vennene mine som har vært flinke til å sørge for at jeg fikk meg en og annen kaffepause innimellom arbeidsøktene.

Jeg vil takke Jon Andreassen, som jobbet med sin mastergradsoppgave samtidig med meg nede på laben, for alle diskusjonene og samtalene.

Det mekaniske verkstedet på NOBS skal ha tusen takk for alle delene de laget/tilpasset som var nødvendig for å få ting til å passe sammen.

Jeg takker alle professorer, forelesere og lærere som har undervist meg.

Kapittel 1 Introduksjon

1.1 MÅL OG MOTIVASJON

Målet med denne oppgaven er å karakterisere bølgeledere av silisium-rik nitrid, Si₃N₄, med hensyn på koblingstap, propagasjonstap, tall på modi og feltfordeling. Det skal gjøres forsøk på å redusere tapet mest mulig ved å prøve ut forskjellige måter å koble inn lys og forbedre kuttingen av bølgelederene. Det skal også gjøres forsøk på å finne tykkelse og brytningsindeks på bølgelederene ved hjelp av prismekobler og hvittlys-målinger med spektrometer. Oppgaven er derfor mest basert på eksperimentelt arbeide. Comsol Multiphysics skal bli brukt for simuleringer av feltfordelingen for bølgelederen. Det skal ut fra de eksperimentelle resultatene og simuleringene foreslås forbedringer av bølgelederene. Det skal også gjøres forsøk for å måle hvor effektiv bølgelederene er til å fange og flytte mikropartikler ved å måle fart som funksjon av effekt på laseren for en eller flere typer partikler.

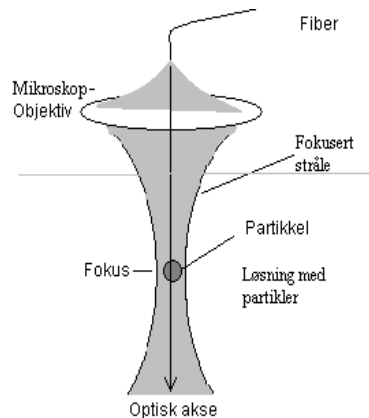
Prinsippet med å bruke høyeffektlaser igjennom optiske bølgeledere for å flytte og posisjonere mikropartikler kan brukes i en såkalt Lab-on-a-chip som fungerer som et mikrolaboratorium på en databrikke, som kan brukes for å analysere mikropartikler og celler.

1.2 OPTISK FANGING OG OPTISK PINSETT

Arthur Ashkin startet i 1969 [1] å gjøre beregninger på strålingstrykket på partikler og i 1970 kunne han flytte partikler med en fokusert laserstråle. Senere brukte han to motgående laserstråler slik at en partikkel kunne holdes fast mellom de to motgående laserstrålene [1]. Det er mulig å flytte og posisjonere mange forskjellige typer partikler ved hjelp av laser.

Partiklene kan for eksempel være atomer, større molekyler, små dielektriske kuler (polystyren, glass, gull etc.) med radius fra noen ti-talls nanometer til noen ti-talls mikrometer. Det går også å flytte på biologiske partikler som enkle levende celler, organeller inni celler og virus. Organeller er organene til cellen, som kan sammenlignes med organe i menneskekroppen [1]. Optisk fanging med laser gir god kontroll over flytting av partiklene, og kan med fordel brukes innenfor biologien uten at det biologiske materialet (partikkelen) blir merkbart skadet. I starten brukte Ashkin en grønn argon laser for å fange og flytte partikler, men denne skadet biologiske partikler. Derfor gikk han over til å gjøre forsøk med infrarød laser, f.eks. Nd: YAG med bølgelengde 1064nm, som viste seg å være mindre skadelig for biologiske partikler [1, 2, 3].

Optisk pinsett blir brukt for å holde fast og flytte partikler som flyter rundt i en løsning i en prøvebeholder. Det blir brukt et mikroskopobjektiv for å fokusere laserstrålen i et punkt i løsningen. Partikler som havner i den fokuserte laserstrålen blir utsatt for optiske gradientkrefter. Partikkelen blir da dratt mot fokuspunktet av disse kreftene. Hvis strålen er fokusert nok, slik at strålen divergerer fort nok etter fokuspunktet, vil partikkelen bli holdt fast i fokuspunktet. Hvis ikke strålen er fokusert nok vil partiklene bli sendt avgårde langs den optiske akse i propagasjonsretningen til lyset. For at partiklene skal kunne fanges og flyttes må de ha en brytningsindeks som er høyere enn løsningen de flyter rundt i. I figur 1.2-1 vises en enkel skisse over oppsettet for en enkel optisk pinsett som bruker en enkelt laserstråle og kan dermed holde på en enkelt partikkel.

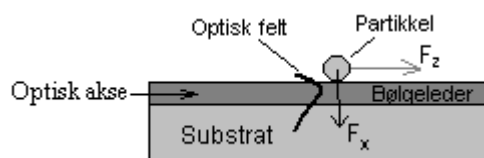


Figur 1.2-1: Skisse av oppsettet for enkle optiske pinsetter.

Det er mulig å bruke optisk pinsett for å fange flere partikler samtidig og sette dem i bestemte mønster. Dette gjøres mulig ved å bruke flere laserstråler samtidig, man kan for eksempel bruke en enkelt stråle som blir delt av et gitter, strålene kan da bli satt i et ønsket mønster og kontrollert av en datamaskin. Man kan da lage mikroskopiske motorer, pumper og lignende [4].

1.3 OPTISKE BØLGELEDERE FOR FANGING OG FLYTTING AV PARTIKLER

En annen måte å flytte og sortere flere partikler er å bruke det evanessente feltet rett ovenfor en optisk bølgeleder. Man kan fange, flytte og sortere celler, dielektriske og metalliske partikler på denne måten [5, 6]. Man kan manipulere flere partikler samtidig fordi det evanessente optiske feltet er sammenhengende langs hele bølgelederen [5, 7]. Figur 1.3-1 viser en skisse av et tverrsnitt langs den optiske akse av en bølgeleder med en partikkel og det tilhørende optiske feltet.



Figur 1.3-1: Skisse av tverrsnitt av en bølgeleder med partikkel og optisk felt.

Man kan sortere partikler med å bruke en bølgeleder med Y-ledd, det blir da mulig å styre en enkelt partikkel inn i den ønskede greinen av Y-leddet [8].

1.4 OPPGAVENS STRUKTURER

Denne oppgaven er delt inn i et teoretisk kapittel og to eksperimentelle kapittel.

Kapittel 2 tar for seg teori for symmetriske og asymmetriske bølgeledere, og en gjennomgang for effektivindeksmetoden for kanalbølgeledere.

Kapittel 3 handler om kutting av bølgeledere for hånd, kapittelet inneholder også en oversikt over forskjellige metoder for kutting av bølgeledere maskinelt.

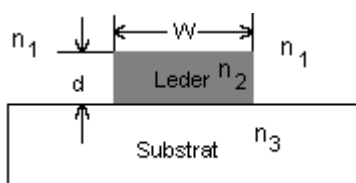
Kapittel 4 tar for seg måling av brytningsindeks med hvittlysmålinger gjort med halogenlampe og spektrometer, og målinger gjort med prismekobler. I dette kapittelet blir det også gjort målinger av totalt tap, propagasjonstap, med to forskjellige metoder, antall modi og koblingstap. Kapittelet har også litt om flytting av partikler. Det blir også gjort simuleringer av bølgeledere med forskjellige størrelser.

Kapittel 5 inneholder et sammendrag og konklusjoner til eksperimentene. Kapittelet tar også for seg forslag til videre arbeid og forbedringer av oppsett, metoder og utstyr.

Kapittel 2 Teori for optiske bølgeledere

2.1 KORT OM BØLGELEDERENE

De bølgeledere som ble brukt i dette prosjektet er kanalbølgeledere, eller såkalte “strip” bølgeledere som en stripe oppå substratet [9], se figur 2.1-1. De er laget for oss av DanChip i Danmark. Bølgelederne er oppgitt å ha en brytningsindeks $n=2.12$, og substratet en indeks $n=1.46$. Bølgelederne er laget av materialet SiRN. Bølgelederne som er brukt i prosjektet hadde bredde $w = 2, 5$ og $10\mu\text{m}$, og høyde $d=0.2$ og $0.6\mu\text{m}$.

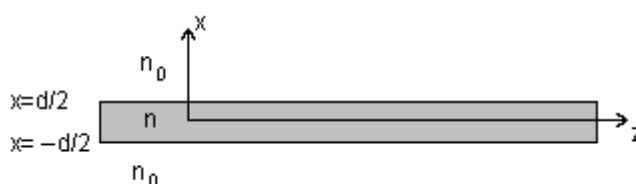


Figur 2.1-1: Tverrsnittet til bølgelederne som ble brukt.

For denne typen bølgeledere er det komplisert å gjøre beregninger av feltfordelingen, og det er derfor en stor fordel å bruke numeriske metoder. For stegindeks bølgeledere kan feltfordelingen tilnærmes med effektivindeksmetoden [9]. Og for mer kompliserte geometrier og store indeksforandringer kan FEM, “finite element method”, brukes.

2.2 SYMMETRISK PLANBØLGELEDER

En symmetrisk bølgeleder er en bølgeleder med brytningsindeks n som er omgitt av et annet medium med en annen lavere brytningsindeks n_0 som for eksempel en glassplate omgitt av luft. Figur 2.2-1 viser geometrien for en slik symmetrisk planbølgeleder.



Figur 2.2-1: Symmetrisk planbølgeleder.

Maxwell's ligninger ligninger er gitt som [10]

$$\nabla \times \vec{\mathbf{H}} = j\omega\epsilon_0 \vec{\mathbf{E}} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{\mathbf{E}} = -j\omega\mu_0 \vec{\mathbf{H}} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{\mathbf{E}} = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{\mathbf{H}} = 0 \quad (2.4)$$

Der \mathbf{E} er det elektriske feltet, \mathbf{H} er det magnetiske feltet, ω er frekvensen, μ_0 er permeabiliteten i vakuum og ϵ_0 er permitiviteten i vakuum. Men for at \mathbf{E} og \mathbf{H} skal tilfredsstill Maxwell's ligninger må både x, y og z komponentene til $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ og $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ feltene tilfredsstill bølge ligningen gitt som [10]

$$\nabla^2 u - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \quad (2.5)$$

Der $c_0 = 3 \cdot 10^8$ m/s og u er enten x, y eller z komponenten til $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ eller $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ som er

$$E(\mathbf{r}, t) = \Re \{ \mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{j\omega t} \} \quad (2.6)$$

$$H(\mathbf{r}, t) = \Re \{ \mathbf{H}(\mathbf{r}) e^{j\omega t} \} \quad (2.7)$$

Og siden komponentene til $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ og $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ tilfredsstiller bølge ligningen må komponentene til \mathbf{E} og \mathbf{H} tilfredsstill Helmholtz' ligning som er gitt som [10]

$$\nabla^2 U + k^2 U = 0 \quad (2.8)$$

Der $U = U(\mathbf{r})$ er en av de seks komponentene til \mathbf{E} og \mathbf{H} vektorene, og

$$k = \omega \sqrt{\epsilon \mu_0} = n k_0 \quad (2.9)$$

$$k_0 = \frac{\omega}{c_0} \quad (2.10)$$

Man kan da utlede feltfordelingen for TE modi, det vil si at det elektriske feltet ligger langs y-aksen, til å bli [9]

$$E_y(x, z) = \begin{cases} A_1 e^{-\alpha_x x} & x > d/2 \\ A_2 \begin{bmatrix} \cos(k_{2x} x) \\ \sin(k_{2x} x) \end{bmatrix} & |x| \leq d/2 \\ \pm A_1 e^{\alpha_x x} & x < -d/2 \end{cases} e^{-jk_z z} \quad (2.11)$$

Der cosinus gir like løsninger og sinus gir odde løsninger, og k_{2x} og α_x er gitt som

$$k_{2x} = \sqrt{\omega^2 \mu \epsilon - k_z^2} \quad (2.12)$$

$$\alpha_x = \sqrt{k_z^2 - \omega^2 \mu \epsilon_0} \quad (2.13)$$

Der k_z er propagasjonskonstanten, $\epsilon = n^2$, $\epsilon_0 = n_0^2$, med n som brytningsindeksen til bølgelederen og n_0 som brytningsindeksen til mediet rundt. Og A_1 og A_2 er ukjente amplitudekoeffisienter. Og man antar at $\mu = \mu_0$, altså permeabiliteten for vakuum, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m. Amplitudekoeffisientene, A_1 og A_2 , gjøres avhengig av hverandre ved å kreve at de tangentielle komponentene \mathbf{E} og \mathbf{H} skal være kontinuerlig på randa $x = \pm d/2$. \mathbf{H} komponenten hentes direkte ut fra Maxwell's "curl" ligning

$$H_z(x, z) = \frac{j}{\omega \mu_0} \frac{\partial}{\partial x} E_y(x, z) \quad (2.14)$$

Og H komponenten blir da gitt som

$$H_z(x, z) = \frac{-j}{\omega \mu} \begin{cases} \alpha_x A_1 e^{-\alpha_x x} & x > d/2 \\ \pm k_{2x} A_2 \begin{bmatrix} \sin(k_{2x} x) \\ \cos(k_{2x} x) \end{bmatrix} & |x| \leq d/2 \\ \mp \alpha_x A_1 e^{+\alpha_x x} & x < -d/2 \end{cases} e^{-jk_z z} \quad (2.15)$$

Der sinus gir like løsninger og cosinus gir odde løsninger. Siden dette er en symmetrisk bølgeleder er det nok å se på randa $x=d/2$ og tilpasse denne, randa $x=-d/2$ vil da bli tilpasset samtidig på grunn av symmetrien.

Dermed får en at

$$E_{\tan}: A_1 e^{-\alpha_x d/2} = A_2 \cos(k_{2x} d/2) \quad (2.16)$$

$$H_{\tan}: A_1 e^{-\alpha_x d/2} = \frac{k_{2x}}{\alpha_x} A_2 \sin(k_{2x} d/2) \quad (2.17)$$

Hvis man bruker E_{\tan} for å se på det elektriske feltet for like løsninger får jeg

$$E_y(x, z) = A_2 \begin{cases} \cos(k_{2x} d/2) e^{-\alpha_x(x-d/2)} & x > d/2 \\ \cos(k_{2x}) & |x| \leq d/2 \\ \cos(k_{2x} d/2) e^{+\alpha_x(x+d/2)} & x < -d/2 \end{cases} e^{-jk_z z} \quad (2.18)$$

Og for at både E_{\tan} og H_{\tan} skal være riktig for like løsninger må H_{\tan}/E_{\tan} gi

$$\tan(k_{2x} d/2) = \alpha_x / k_{2x} \quad (2.19)$$

Ved å sette inn α_x som en funksjon av k_{2x} og bruke denne i forrige ligning får jeg egenverdi ligningen

$$\tan(k_{2x} d/2) = \frac{\sqrt{(\Delta k d/2)^2 - (k_{2x} d/2)^2}}{k_{2x} d/2} \quad (2.20)$$

Der

$$\Delta k^2 \equiv \omega^2 \mu (\epsilon - \epsilon_0) \quad (2.21)$$

Denne ligningen kan løses enten numerisk eller grafisk ved å plote begge sider av ligningen. Ligningen gir antall modi, k_z og dermed feltfordelingen for bølgelederen.

For odde løsningene får en [9]

$$E_y(x, z) = A_2 \begin{cases} \sin(k_{2x} d/2) e^{-\alpha_x(x-d/2)} & x > d/2 \\ \sin(k_{2x}) & |x| \leq d/2 \\ -\sin(k_{2x} d/2) e^{+\alpha_x(x+d/2)} & x < -d/2 \end{cases} e^{-jk_z z} \quad (2.22)$$

For at E_{\tan} og H_{\tan} skal være riktig for odde løsninger må H_{\tan}/E_{\tan} gi

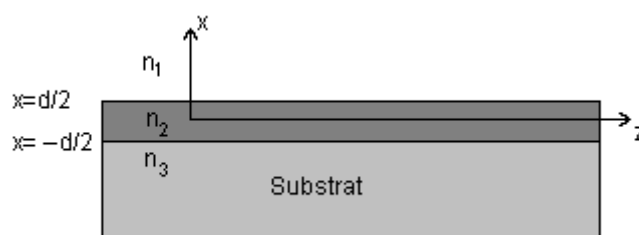
$$\cot(k_{2x} d/2) = -\alpha_x/k_{2x} \quad (2.23)$$

Og dermed får jeg egenverdi ligningen ved å skrive α_x som en funksjon av k_{2x}

$$\cot(k_{2x} d/2) = \frac{-\sqrt{(\Delta k d/2)^2 - (k_{2x} d/2)^2}}{k_{2x} d/2} \quad (2.24)$$

2.3 ASYMMETRISK PLANBØLGELEDER

I en asymmetrisk planbølgeleder har bølgelederen et såkalt substrat under seg og typisk luft eller vann oppå seg. Substratet bruker vanligvis å ha en brytningsindeks som er større enn for mediet over bølgelederen, men mindre enn selve bølgelederen, slik at i figur 2.3-1, er $n_1 < n_3 < n_2$.



Figur 2.3-1: Tverrsnitt av en asymmetrisk planbølgeleder.

Siden symmetrien er borte har bølgelederen hverken like eller odde løsninger, men man kan bruke nesten samme oppsettet som for symmetriske planbølgeledere [9]

$$E_y(x, z) = \begin{cases} A_1 e^{\alpha_{1x} x} & x > d/2 \\ A_2 \cos(k_{2x} x + \xi) & |x| \leq d/2 \\ A_3 e^{+\alpha_{3x} x} & x < -d/2 \end{cases} e^{-jk_z z} \quad (2.25)$$

der

$$\alpha_{1x} = \sqrt{k_z^2 - \omega^2 \mu_1 n_1^2} \quad (2.26)$$

$$\alpha_{3x} = \sqrt{k_z^2 - \omega^2 \mu_3 n_3^2} \quad (2.27)$$

$$k_{2x} = \sqrt{\omega^2 \mu_2 n_2^2 - k_z^2} \quad (2.28)$$

Konstanten ξ ble innført fordi løsningene som regel ikke er like eller odde. Man finner sammenhengen den har til amplitudekoeffisientene A_1 til A_3 ved å kreve av tangentialkomponentene til \mathbf{E} og \mathbf{H} skal være kontinuerlig på randa $x = d/2$ og $x = -d/2$.

På samme måte som for symmetriske planbølgeledere finner man tangentialkomponenten til \mathbf{H} ved å bruke Maxwell's "curl" ligning, og får da

$$H_z(x, z) = \begin{cases} \frac{-j \alpha_{1x}}{\omega \mu_1} A_1 e^{-\alpha_{1x} x} & x > d/2 \\ \frac{-j k_{2x}}{\omega \mu_2} A_2 \sin(k_{2x} x + \xi) & |x| \leq d/2 \\ \frac{+j \alpha_{3x}}{A_3 e^{-\alpha_{3x} x}} & x < -d/2 \end{cases} e^{-jk_z z} \quad (2.29)$$

Ved å kreve kontinuitet på randa $x=d/2$ ender man opp med

$$E_{\text{tan}}: A_1 e^{-\alpha_{1x}d/2} = A_2 \cos(k_{2x}d/2 + \xi) \quad (2.30)$$

$$H_{\text{tan}}: A_1 e^{-\alpha_{1x}d/2} = \frac{\mu_1 k_{2x}}{\mu_2 \alpha_{1x}} A_2 \sin(k_{2x}d/2 + \xi) \quad (2.31)$$

Ved å dividere disse to ligningene fjerner en A_1 og A_2 , og får

$$\tan(k_{2x}d/2 + \xi) = \frac{\mu_2 \alpha_{1x}}{\mu_1 k_{2x}} \quad (2.32)$$

På samme måte finner man for randa $x=-d/2$ og ender opp med

$$\tan(k_{2x}d/2 - \xi) = \frac{\mu_2 \alpha_{3x}}{\mu_3 k_{2x}} \quad (2.33)$$

Bruker periodisiteten til tangensfunksjonen, $\tan(x) = \tan(x \pm n\pi)$, en kan da skrive ligningene (2.32) og (2.33) som

$$k_{2x}d/2 + \xi = \frac{1}{2} \phi_1^{TE} \pm n\pi \quad (2.34)$$

$$k_{2x}d/2 - \xi = \frac{1}{2} \phi_3^{TE} \pm m\pi \quad (2.35)$$

med

$$\phi_1^{TE} = 2 \tan^{-1} \left(\frac{\mu_2 \alpha_{1x}}{\mu_1 k_{2x}} \right) \quad (2.36)$$

$$\phi_3^{TE} = 2 \tan^{-1} \left(\frac{\mu_2 \alpha_{3x}}{\mu_3 k_{2x}} \right) \quad (2.37)$$

For å fjerne ξ legger man (2.34) og (2.35) sammen slik at man ender opp med

$$2k_{2x}d - \phi_1^{TE} - \phi_3^{TE} = 2p\pi \quad p=0,1,2,\dots \quad (2.38)$$

Dette er en mer generell form på egenverdi ligningen som ble funnet for symmetriske planbølgeledere, løsningene til den finnes ved å uttrykke alle koeffisientene med k_{2x} eller k_z for så å løse den numerisk eller grafisk. Når man har løst egenverdi ligningen for en gitt modi kan man bruke ligningene som er nevnt tidligere for å finne feltfordelingen gitt som

$$E_y(x, z) = A_2 \begin{cases} \cos(k_{2x}d/2 + \xi) e^{\alpha_{1x}(x-d/2)} & x > d/2 \\ \cos(k_{2x} + \xi) & |x| \leq d/2 \\ \cos(k_{2x}d/2 - \xi) e^{+\alpha_{3x}(x+d/2)} & x < d/2 \end{cases} e^{-jk_z z} \quad (2.39)$$

der ξ blir bestemt av enten (2.34) eller (2.35). TM, når det elektriske feltet ligger langs x-aksen, løsningene finner man direkte med å bruke dualitet [9]. Dualitet finner en ved å se på Maxwell's ligninger som er gitt i ligningene (2.1) – (2.4). Og deretter bytte om på

$$\begin{aligned} \underline{E} &\rightarrow -\underline{H} \\ \underline{H} &\rightarrow \underline{E} \\ \mu &\rightarrow \epsilon \\ \epsilon &\rightarrow \mu \end{aligned}$$

Da ender man opp med ligninger identisk lik de man startet med. Dette betyr at når man har funnet en løsning til Maxwell's får man en til løsning ved å gjøre ombyttingen vist ovenfor. Derfor får man

$$2k_{2x}d - \phi_1^{TM} - \phi_3^{TM} = 2p\pi \quad (2.40)$$

der

$$\phi_1^{TM} = 2 \tan^{-1} \left(\frac{n_2^2 \alpha_{1x}}{n_1^2 k_{2x}} \right) \quad (2.41)$$

$$\phi_3^{TM} = 2 \tan^{-1} \left(\frac{n_2^2 \alpha_{3x}}{n_3^2 k_{2x}} \right) \quad (2.42)$$

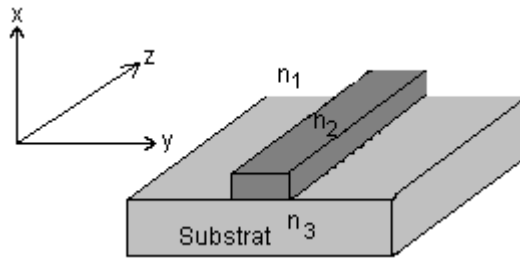
og med

$$H_y(x, z) = A_2 \begin{cases} \cos(k_{2x} d/2 + \hat{\xi}) e^{(-\alpha_{1x}(x-d/2))} & x > d/2 \\ \cos(k_{2x} + \hat{\xi}) & |x| \leq d/2 \\ \cos(k_{2x} d/2 - \hat{\xi}) e^{+\alpha_{1x}(x+d/2)} & x < d/2 \end{cases} e^{-jk_z z} \quad (2.43)$$

der $\hat{\xi}$ er gitt av dualiteten av enten (2.34) eller (2.35). Denne metoden kan også brukes for symmetriske planbølgeledere for å finne TM løsningene.

2.4 EFFEKTIVINDEKSMETODEN OG KANALBØLGELEDERE

De bølgelederne som ble brukt i denne oppgaven er “stegindeks” kanalbølgeledere som det ikke kan gjøres analytiske beregninger for. Figur 2.4-1 viser en skisse av stegindeks kanalbølgelederne som er brukt. Men det finnes metoder for å finne tilnærmede løsninger for feltene. En numerisk metode er “Finite element” metoden, denne metoden egner seg for bølgeledere med kompliserte geometrier og store brytningsindekskontraster. I dette prosjektet brukes det kanalbølgeledere som er rette, uten noen kompliserte geometrier og liten brytningsindekskontrast. Det er derfor mer naturlig å bruke en annen tilnæringsmetode som er enklere og som gir gode tilnæringer for bølgeledere med enkle geometrier. Denne metoden heter effektivindeksmetoden [9]. Med denne metoden finner man en effektivindeks slik at det blir mulig å bruke teorien for symmetriske og asymmetriske planbølgeledere for å finne feltfordelingen.



Figur 2.4-1: 3D skisse av en kanalbølgeleder.

Først ser man på bølgelederen i xz-planet slik at den ser ut som en asymmetrisk planbølgeleder hvor y-aksen strekker seg i det uendelige uten endringer, som vist i figur 2.3-1. Det er da mulig regne ut frekvensparameteren

$$v = k_0 d \sqrt{(n_2^2 - n_3^2)} \quad (2.44)$$

der

$$k_0 \equiv \omega \sqrt{\mu \epsilon_0} \quad (2.45)$$

med ϵ_0 som permitiviteten i vakuum, $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ F/m, og permeabiliteten $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m. Neste steg er å beregne asymmetrikonstanten, a^{TE} eller a^{TM} , avhengig om man har valgt TE- eller TM-polarisasjon. Asymmetrikonstantene er gitt som

$$a^{TE} = \frac{n_3^2 - n_1^2}{n_2^2 - n_3^2} \quad (2.46)$$

$$a^{TM} = \left(\frac{n_2^2}{n_1^2} \right)^2 \frac{n_3^2 - n_1^2}{n_2^2 - n_3^2} \quad (2.47)$$

Man kan da bruke a^{TE} eller a^{TM} , avhengig av hvilken polarisasjon som er valgt, og v for å finne b parameteren for p-te modus.

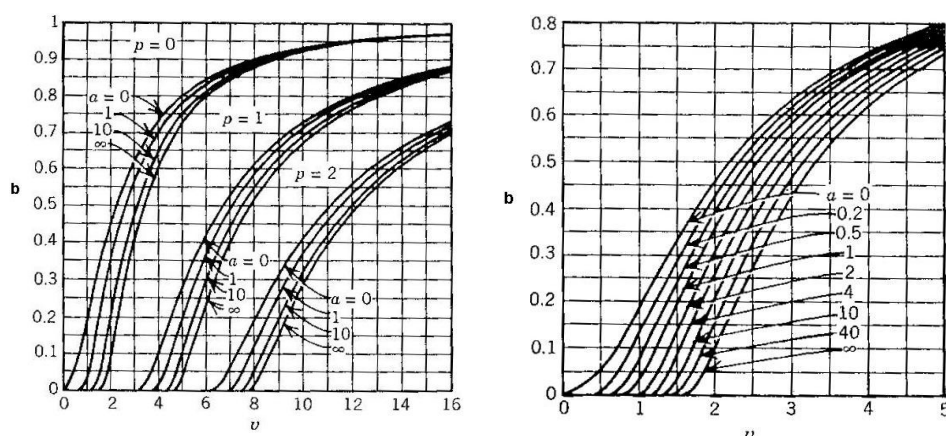
b parameteren finnes ved å slå opp i normaliserte dispersjonskurver gitt i figur 2.4-2 [9 (kap. 4)] som er definert som

$$b_p = \frac{(n_{eff})_p^2 - n_3^2}{n_2^2 - n_3^2} \quad (2.48)$$

Kurvene i figur 2.4-2 er numeriske løsninger for ligningen

$$v\sqrt{1-b} = p\pi + \tan^{-1}\sqrt{\frac{b}{1-b}} + \tan^{-1}\sqrt{\frac{b+a}{1-b}} \quad (2.49)$$

Dispersjonskurvene er løsninger for TE polarisasjon, men de kan også brukes for TM så lenge forskjellen mellom brytningsindeksen i substratet og bølgelederen er liten.



Figur 2.4-2: dispersjonskurver [9] Venstre: Normalisert dispersjonskurve for de 3 første modusene, $p=0,1,2$.
Høyre: Normalisert dispersjonskurve for fundamental modusen, $p=0$.

Når man har funnet b_p ut fra dispersjonskurvene kan man finne n_{eff} med å omformulere ligningen for b_p slik

$$(n_{eff})_p = \sqrt{(n_2^2 - n_3^2)b_p + n_3^2} \quad (2.50)$$

Propagasjonskonstanten som hører til den effektive indeksen er gitt som

$$(k_z)_p = k_0 (n_{eff})_p \quad (2.51)$$

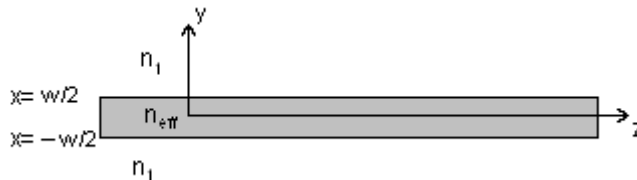
Med dette kan en finne de tilsvarende bølgetallene for hver del av bølgelederen, mediet over bølgelederen, bølgelederen selv og substratet. Disse er da gitt som

$$(\alpha_{1x})_p = \sqrt{k_z^2 - k_1^2} = k_0 \sqrt{(n_{eff})_p^2 - n_1^2} \quad (2.52)$$

$$(k_{2x})_p = \sqrt{k_z^2 - k_2^2} = k_0 \sqrt{n_2^2 - (n_{eff})_p^2} \quad (2.53)$$

$$(\alpha_{3x})_p = \sqrt{k_z^2 - k_3^2} = k_0 \sqrt{(n_{eff})_p^2 - n_3^2} \quad (2.54)$$

Siden all informasjonen i xz-planet er inneholdt i $n_{eff,p}$, så kan hele området med den “asymmetriske bølgelederen” byttes ut med en enkel del med brytningsindeks $n_{eff,p}$. Da kan man gå videre og se på den nye bølgelederen med indeksen til kjernen som $n_{eff,p}$ i yz-planet. Den blir da sendt ut som en symmetrisk planbølgeleder, som er vist i figur 2.2-1, med $n_{eff,p}$ i bølgelederen og n_1 omkring bølgelederen, x-aksen strekker seg i det uendelige uten endringer. Høyden på bølgelederen er nå lik bredden W , se figur 2.4-3.



Figur 2.4-3: Ny geometri for kanalbølgelederen med kjerne $n_{eff,p}$.

Beregner nye parametre som skal brukes i dispersjonskurvene for TE-polarisasjon, figur 2.4-2, som kan brukes så lenge

$$\Delta n = \frac{n_2 - n_3}{n_2} \quad (2.55)$$

er liten, her er $n_2 = n_{eff}$, for å finne ny effektiv indeks for den nye geometrien.

Finner derfor først en ny frekvensparameter, gitt som

$$v' = k_0 W \sqrt{n_{eff,p}^2 - n_3^2} = v \sqrt{b_p} \frac{W}{d} \quad (2.56)$$

Siden man nå ser på bølgelederen som en symmetrisk bølgeleder er asymmetrikonstanten lik null. Og man kan derfor bruke dispersjonskurvene for $a=0$ og med v' for å finne b' , som er gitt

$$(b')_{pq} = \frac{(n_{eff,pq}')^2 - n_3^2}{(n_{eff,p}')^2 - n_3^2} \quad (2.57)$$

For hver løsning p vil det være q løsninger, $q=0, 1, \dots$. Den effektive indeksen $n'_{eff,pq}$ kan skrives som en funksjon av b_p og b'_{pq} ved å kombinere uttrykkene for de slik at man får

$$n'_{eff,pq} = \sqrt{n_3^2 + b_p b'_{pq} (n_2^2 - n_3^2)} \quad (2.58)$$

Og så lenge forskjellen mellom brytningsindeksen mellom substratet og bølgelederen er liten kan

$$n_2^2 - n_3^2 \approx 2 \Delta n n_3 \quad (2.59)$$

slik at man får

$$n'_{eff,pq} \approx n_3 + \Delta n b_p b'_{pq} \quad (2.60)$$

Og den tilhørende propagasjonskonstanten blir da gitt som

$$k_{z,pq} = k_0 n'_{eff,pq} \quad (2.61)$$

Da blir bølgetallene definert som

$$\alpha_{y, pq} = \sqrt{k_{z, pq}^2 - k_3^2} = k_0 \sqrt{n_{eff, pq}'^2 - n_3^2} \approx k_0 \sqrt{2 \Delta n n_3 b_p b'_{pq}} \quad (2.62)$$

$$k_{y, pq} = \sqrt{k_0^2 n_{eff, p}^2 - k_{z, pq}^2} = k_0 \sqrt{n_{eff, p}^2 - n_{eff, pq}'^2} \approx k_0 \sqrt{2 \Delta n n_3 b_p (1 - b'_{pq})} \quad (2.63)$$

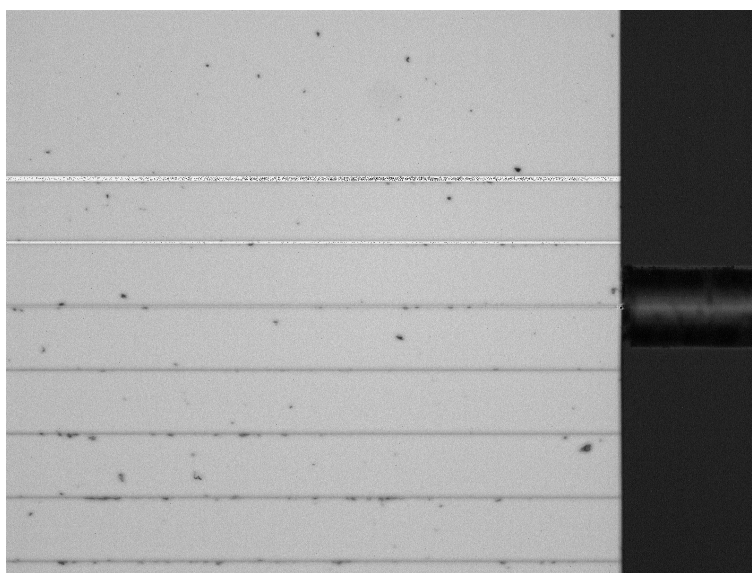
Som kan brukes til å finne en tilnærming for antall modi, n_{eff} og feltfordelingen.

“Finite element” metoden er bedre, men den ble ikke implementert i dette prosjektet. Metoden krever også mye mer resurser for å få resultatet sammenlignet med effektivindeksmetoden, siden effektivindeksmetoden bare gir en grov tilnærming for bølgetallene.

Kapittel 3 Kutting av bølgeledere

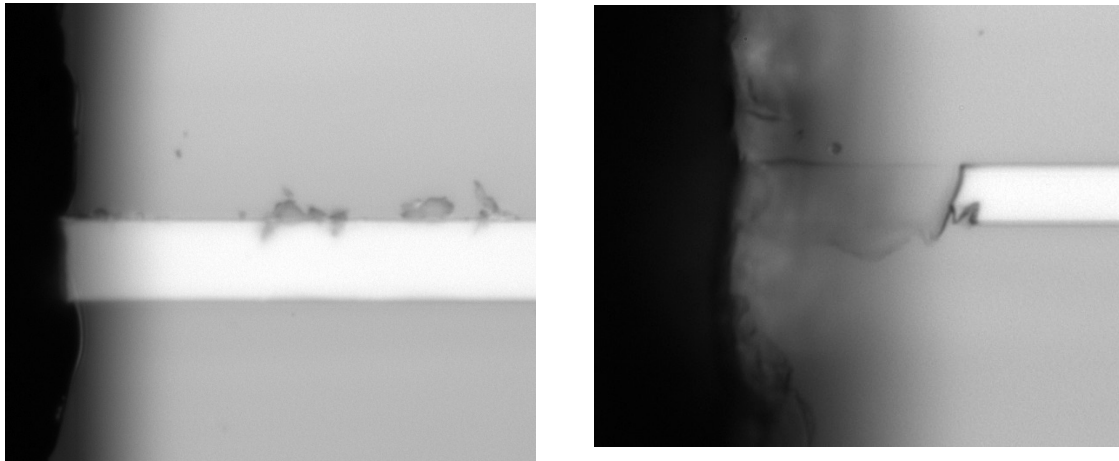
3.1 KUTTING AV BØLGELEDERE FOR HÅND

Bølgelederne blir levert på såkalte wafere, en slik wafer inneholder mange serier med bølgeledere med forskjellige bredder, svinger og strukturer for diverse tester. For dette prosjektet er det mest interessant med bølgeledere som ikke har svinger eller strukturer, de skal være rette, og med forskjellige bredder. På waferne var det flere bølgeledere som var rette og som var 1, 2, 5 og 10 μ m bred. For å bruke disse er det nødvendig å kutte waferen for å gjøre bølgelederne tilgjengelige for bruk. Figur 3.1-1 viser bølgelederne som ble brukt med en fiber som lyser på en 2 μ m bred bølgeleder. Bølgelederne nærmest over bølgelederen som fiberen peker på er 5 μ m, bølgelederen over der igjen er 10 μ m bred. Bølgelederne som er under bølgelederen som fiberen peker på er 1 μ m bred.



Figur 3.1-1: Rette bølgeledere som er 1, 2, 5 og 10 μ m brede. Fiberen peker på en bølgeleder med bredde 2 μ m.

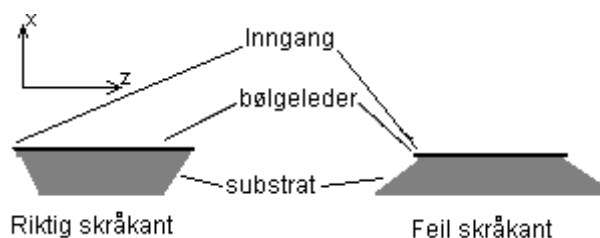
Kutting av wafere burde gjøres maskinelt, men det er ikke noen maskiner som kunne gjøre dette for meg slik at jeg er nødt til å kutte for hånd. Dette gjøres ved å bruke en diamantpenn og risse et hakk i waferen der man ønsker å kutte, så er det bare å knekke den og håpe på at den knekker på riktig sted og at ikke bølgelederen går i stykker. Det ble prøvd ut flere forskjellige teknikker for å risse og knekke. Først ble det prøvd å risse på baksiden, altså i substratet hvor bølgelederne ikke er. Så er det bare å knekke bølgelederen over en bordkant eller kanten på en glassplate med bølgelederne ned. Denne metoden fungerte veldig dårlig, var man heldig så knakk bølgelederen på riktig sted uten å gå i stykker og inngangen/utgangen på bølgelederen var intakt. Figur 3.1-2 viser et eksempel på en bølgeleder som knakk fint og inngangen ble brukbar. Som oftest med denne metoden ble resultatet dårlig, enten at hele bølgelederen gikk i stykker, eller at inngangen/utgangen på bølgelederen ble ødelagt og dermed ubrukelig, som vist i figur 3.1-3. Det var derfor nødvendig å finne en bedre måte å kutte bølgelederne på.



Til venstre, figur 3.1-2: En brukbar inngang på en bølgeleder.

Til høyre, figur 3.1-3: En inngang på bølgeleder som ble ødelagt, og dermed ubrukelig.

Et internettsøk gav tips om at det kunne hjelpe å ha bølgelederen mellom to glassplater når den skulle knekkes [11]. Dette hjalp litt, bølgelederne gikk ikke like ofte i stykker og selve kuttene ble finere, men det var fremdeles problemer med at inn-/utgangen ofte ble ødelagt. Et annet problem som dukket opp var at selve kuttet ikke knekker rett av nedover i substratet, dvs. sett i forhold til figur 2.4-1 så knekker ikke bølgelederen parallelt med x-aksen. Men heller at den knekker slik at det blir en skråkant ut fra x-aksen. Hvilken vei skråkanten gikk på bølgelederen hadde mye og si om det var mulig å koble inn lys eller ikke i bølgelederen. For at det skulle være mulig å koble inn lys må skråkanten gå innover fra bølgeleder og nedover i substratet. Slik at inngangen på bølgelederen er lengre ut enn substratet, som vist på venstre del av figur 3.1-4. Høyre del av figuren viser hvordan skråkanten ikke skal være. Var skråkanten slik at substratet var lengre ut enn bølgelederen ble det veldig mye refleksjon og dermed veldig vanskelig å koble inn lys i bølgelederen. Det ble også problemer med å få fiberen nærme nok inngangen hvis skråkanten gikk feil vei. Siden man ikke kunne se hvor langt ut substratet stakk på grunn av skråkanten lengre ned, stod en i fare for at enden på fiberen kom borti substratet før den var nært nok inngangen for å koble inn mest mulig lys. Dette kunne resultere i enten at bølgelederen flyttet på seg eller at fiberen knakk og at den måtte kuttes på nytt. Det var omtrent 50% sjans for at skråkanten gikk rett vei på inngangen til bølgelederen.



Figur 3.1-4: Bølgeledere med skråkant, sett fra siden.

DanChip mente det kunne hjelpe å risse på oversiden av waferen, på den siden hvor bølgelederne er. Med denne metoden måtte man knekke waferen med bølgelederne opp. Denne metoden ble prøvd og kombinert med å legge bølgelederne mellom to glassplater når den skulle knekkes. Dette

ga bedre resultater, man fikk litt bedre kontroll på hvordan skråkanten ble, samtidig ble kuttene finere, og inn-/utgangene på bølgelederne var oftere intakt. Men man måtte passe på å risse på sidene av bølgelederne og ikke risse over dem fordi de knekker som regel aldri i risset. Har man risset over bølgelederen og den knekker etter selve risset har man ødelagt bølgelederen. Men fremdeles er det et sjansespill om kuttingen av bølgelederen blir bra eller ikke.

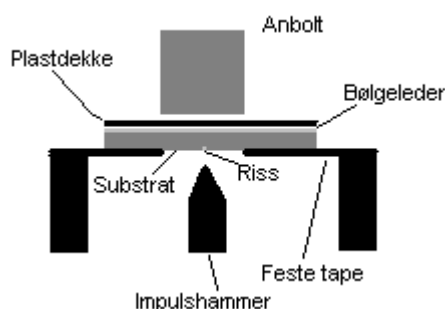
3.2 KUTTING AV BØLGELEDERE MED MASKIN

Det finnes mange forskjellige maskiner som er laget for å kutte wafere, primært wafere uten bølgeledere. De kan også brukes til å kutte wafere med bølgeledere, men det er muligheter for at bølgelederne kan bli skadet i kutteprosessen. Disse maskinene benytter seg av flere forskjellige metoder og teknikker med tanke på selve rissingen og knekkingen [12]. Noen maskiner risser og kutter på lignende måte som ble brukt i dette prosjektet for hånd, mens andre maskiner bruker en vannstråle under høyt trykk for å sage av bølgelederne, men vannstrålen kan skade bølgelederne. Rissingen kan bli gjort med laser, kjemisk etsing eller rissing med diamant. Sistnevnte gir det tynneste risset, typisk mindre enn $5\mu\text{m}$ bred, noe som gir bedre resultater på knekkingen. Det brukes det forskjellige metoder for å knekke på, noen eksempler på disse er [12]:

Statisk bøyning (Roller breaker): Dette er den metoden som ligner mest på det jeg gjør for hånd. Den benytter seg av en rulle som presser ned på waferen hvor risset er. Selve waferen ligger på et underlag som gjør at waferen kan bøye seg og til slutt knekke langs risset.

Brekking med slag (Impact breaking): Ligner på statisk bøyning, men her blir det bare brukt et kort slag, som en impuls, for å brette waferen. Siden det ikke blir brukt noe hardt press over lengre tid er det mulig med denne metoden å brette tykkere wafere, ved å bruke mer kraft i slaget.

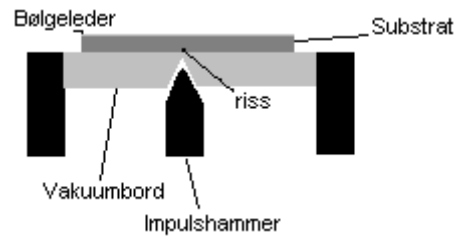
Anboltmetoden: Waferen blir montert hengende, med substratet ned, over en impulshammer som skal slå waferen i to. For å forhindre at waferen blir løftet opp av hammeren blir det lagt et plastdeksel oppå bølgelederne som igjen blir klemt ned med en anbolt. Figur 3.2-1 viser en skisse av anboltmetoden.



Figur 3.2-1: Skisse over oppsettet for anboltmetoden.

Brekking uten kontakt: Dette er en variant av anboltmetoden, men her blir waferen holdt fast med vakuum istedenfor en anbolt. Dette er fordi plastdekselet med anbolten var oppå og i kontakt med

bølgelederne, noe som kan skade bølgelederne. Med vakuum fra undersiden er det ingenting som er i kontakt med bølgelederen og det er derfor mindre sjanse for at bølgelederne blir skadet. Figur 3.2-2 viser en grov skisse over oppsettet.

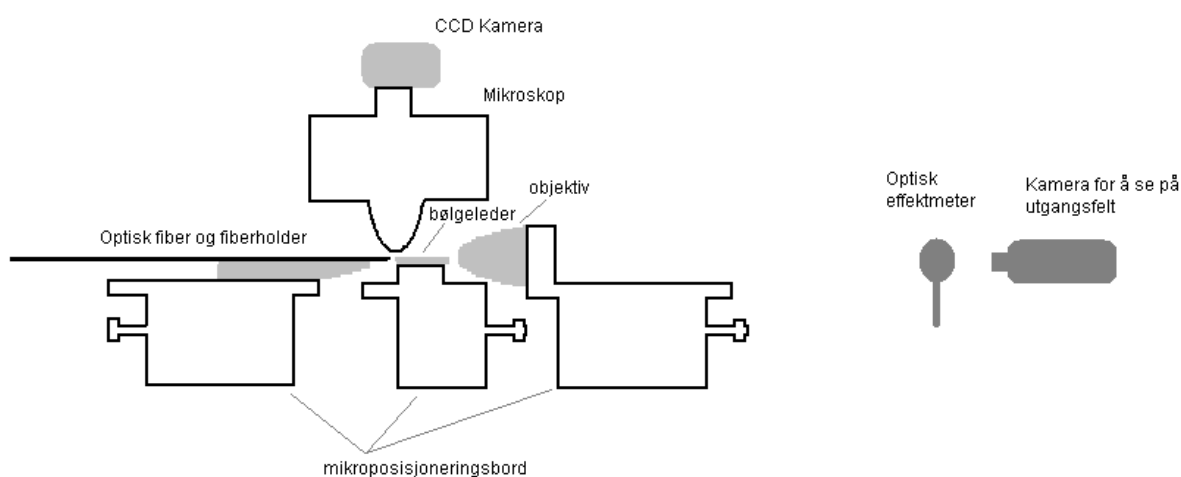


Figur 3.2-2: Skisse over oppsettet for brekking uten kontakt.

Kapittel 4 Karakterisering av bølgelederene

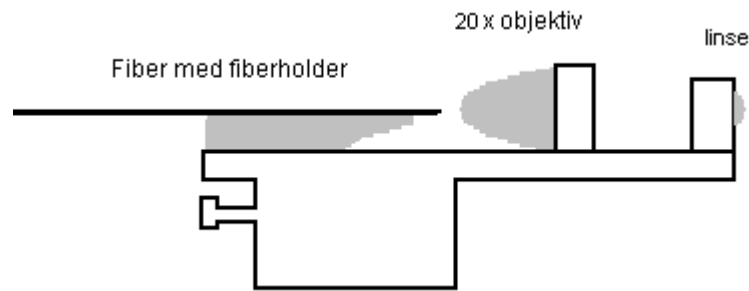
4.1 EKSPERIMENTELLE OPPSETT

For måling av tap ble det brukt en høyeffekts nær-infrarød ytterbium fiberlaser som sendte ut lys med 1083nm bølgelengde. Fra laseren ble det brukt en polarisasjonsbevarende fiber, med en diameter på utgangsfeltet omkring $6\mu\text{m}$, slik at polarisasjonen kunne endres ved å rotere fiberen. Det ble gjort målinger av tap med å koble inn lys direkte fra fiber for TE- og TM-polarisert lys. På noen forsøk ble det også brukt indekssolje (index matching oil) mellom fiberen og inngangen på bølgelederen. Det ble også gjort forsøk med krystallfiber, denne hadde et utgangsfelt med diameter $2.2\mu\text{m}$. Men på grunn av luftkanaler i fiberen kan denne ikke brukes med indekssolje. Denne krystallfiberen kom veldig sent ut i prosjektet, det ble derfor ikke gjort mange forskjellige forsøk med denne. For å kunne posisjonere fiberen på inngangen ble det brukt et mikroskop med et CCD-kamera på toppen som gjorde det mulig å ta bilder av bølgelederne. Dette kameraet var følsomt for infrarødt lys slik at man kunne se om det gikk lys inn i bølgelederen eller ikke. Et mikroskopobjektiv ble brukt til å fokusere lyset ut fra bølgelederne på en detektor eller et kamera. Det ble brukt flere bølgeledere med lengde ca 8mm, tykkelse 0.2 og $0.6\mu\text{m}$ og bredde 1, 2, 5 og $10\mu\text{m}$. En skisse over oppsettet er gitt i figur 4.1-1.



Figur 4.1-1: Skisse over hovedoppsettet.

Det ble også gjort forsøk med et annet oppsett for å koble inn lys til bølgelederen. Det ble da brukt et 20x objektiv for å kollimere lyset fra fiberlaseren og en liten linse for å fokusere den kollimerte strålen. Dette var for å redusere utgangsfeltet til laseren og dermed redusere koblingstapet mellom laser og bølgeleder. Bordet som holdt fiberen (til venstre i figur 4.1-1) ble da byttet ut med et bord som skissert i figur 4.1-2.

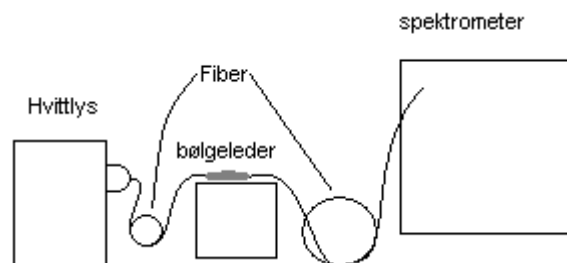


Figur 4.1-2: Skisse av innkobling med objektiv og linse.

Det var flere problemer med oppsettet vist i figur 4.1-2. Det første er at koblingen er mye mer avhengig av at inngangen til bølgelederne er best mulig sammenlignet med de andre metodene. Det andre problemet var oppsettet i seg selv, man var avhengig av at fiber, objektiv og linse ble posisjonert helt korrekt i forhold til hverandre og til den optiske aksen. Fiberholderen som ble brukt var ikke god, det var en enkel sylinder med et hakk som fiberen ble plassert i. På denne måten var det ingen nøyaktige måter å justere posisjonen til fiberen. Dermed ble det ekstremt vanskelig å posisjonere fiberen rett i forhold til objektivet. På oppsettet brukt for disse målingene var fiberen tilsynelatende rett, men mest sannsynlig ikke helt sentrert. Dermed var fokuspunktet for lyset ut fra linsa ikke på den ønskede optiske aksen. Dette gjorde det vanskelig å finne fokuspunktet, og i tillegg var fiberholderen ikke stabil. Vibrasjoner i bordet fra justering av mikroskop og lignende var nok til at fiberen ble flyttet, og oppsettet kom i ulage og det måtte justeres på nytt.

Helt mot slutten av den eksperimentelle perioden for dette prosjektet ble det satt opp et piezoelektrisk styrt mikroposisjoneringsbord som var mye mer presis posisjonering av fiberen sammenlignet med de manuelle bordene. Det ble derfor bare tid til å prøve bordet sammen med krystallfiberen. Siden dette bordet ble operativt så sent ble det ikke tid å gjøre forsøk på å koble inn lys i $0.2\mu\text{m}$ tykke bølgeledere med dette oppsettet.

For å prøve og måle brytningsindeksen til bølgelederne ble det både brukt hvitt lys sammen med et spektrometer og en prismekobler. Figur 4.1-3 viser en skisse over oppsettet for hvitt lys med spektrometer. Skissen viser at det ble brukt en fiber for å koble inn lys til bølgelederen, men det ble også gjort forsøk på å lyse direkte på bølgelederne uten fiber. Det ble brukt en fiber på utgangen for å få lyset til spektrometeret.

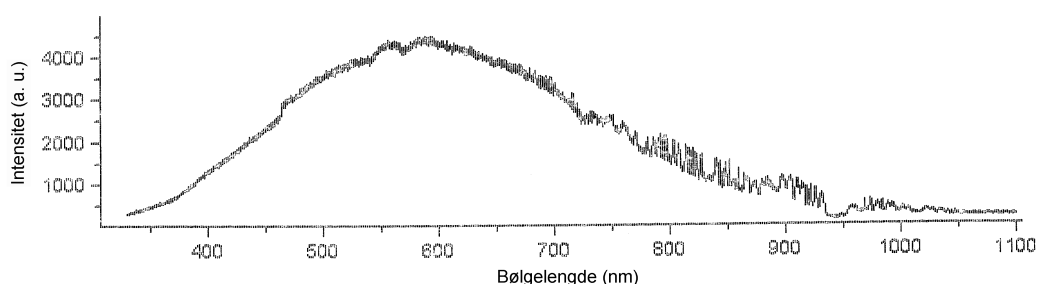


Figur 4.1-3: Oppsett for måling av brytningsindeks med hvitt lys og spektrometer.

4.2 MÅLING AV BRYTNINGSINDEKS

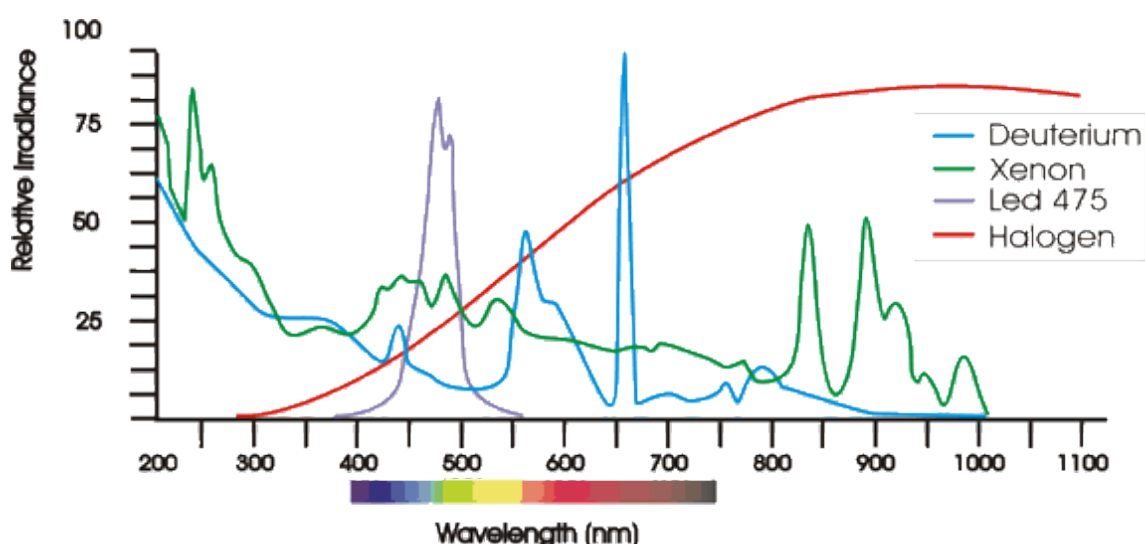
Det ble brukt både prismekobler og hvittlys-målinger med spektrometer for å prøve å finne brytningsindeksen til bølgelederene.

Først ble det forsøkt å måle ved å lyse direkte på inngangen til $0.6\mu\text{m}$ bølgelederene med halogenlampen, dette gav ingen brukbare resultater. Det ble derfor gjort en måling av lyset direkte fra lampen, for å se på spekteret til lyset og se nærmere på frekvensresponsen til detektoren i spektrometeret. Resultatet er vist i figur 4.2-1. Figuren viser et spekter med en topp omkring 600nm .



Figur 4.2-1: Spektrum for halogenlampe tatt med spektrometeret, og detektor for lys omkring 600nm .

Plottet er sannsynligvis korrekt for spekteret til lampen opp til 600nm . Men siden dette er en halogenlampe burde ikke intensiteten avta før over $1000\text{--}1100\text{nm}$, som vist i figur 4.2-2 [13].

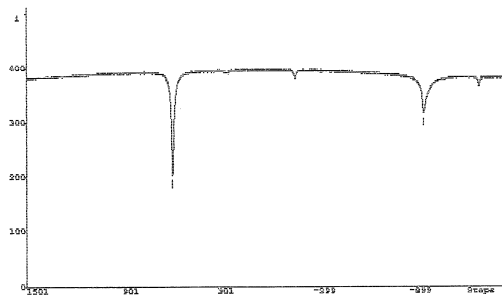


Figur 4.2-2: Spektrum for diverse lyskilder fra Avantes [13]. Spektrum for halogenlamper er vist med en helstrukket rød linje.

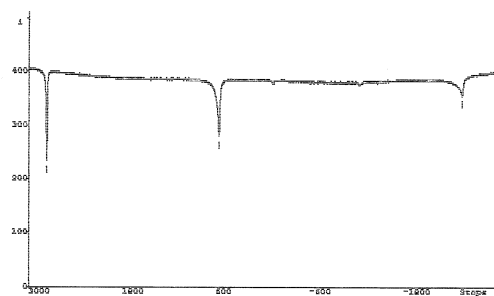
Grunnen til at spekteret i figur 4.2-1 avtok var at detektoren som stod i ikke var spesielt følsomt for lys over 600nm , og ikke kunne detektere noe lys over 1050nm . Siden det var interessant for

prosjektet å se på spekteret omkring 1000nm ble det derfor byttet detektor. Målingene gjort med hvittlys gav ingen brukbare resultater.

Det ble gjort målinger for TE- og TM-polarisasjon med rødt lys, 632.8nm, med prismekobleren for 0.2 og 0.6 μm tykke bølgeledere. Prismekobleren gav ingen resultater for 0.2 μm bølgeledere, dette er mest trolig fordi prismekobleren kunne måle på bølgeledere med tykkelse 0.3- 12 μm tykkelse og dermed var 0.2 μm for tynt. Det ble funnet to modi i høyden og målt en tykkelse på 0.5856 μm med brytningsindeks $n=2.1107$ for TE-polarisasjon. Og funnet tre modi i høyden og en tykkelse på 0.5894 μm med brytningsindeks $n=2.1070$ for TM-polarisasjon. Se figur 4.2-3.



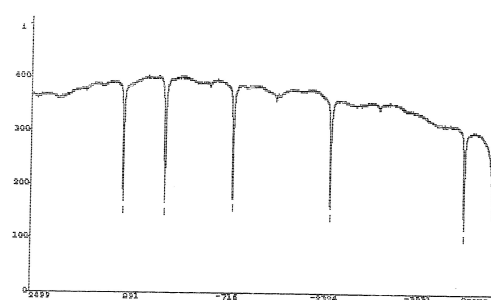
```
ID= 15/05/2007 15:38:00 v1.81.84m
Prism= 4453.7 Substrate N= 1.46 Data= 1501 to -1499
Wavelength= 632.8 Prism N= 2.8645
Half step Polarization= TE
584x (2.0628) -990x (1.9149)
Index= 2.1107
Thickness= 0.5856
```



```
ID= 15/05/2007 15:41:00 v1.81.84m
Prism= 4453.7 Substrate N= 1.46 Data= 3000 to -3000
Wavelength= 632.8 Prism N= 2.5832
Half step Polarization= TM
2770x (2.0475)# 564x (1.8636)# -2546x (1.5639)#
Index= 2.1070 SD= 0.0002 (0.007%) (TM), 2.1107 (assumed TE)
Thickness= 0.5894 SD= 0.0008 (0.130%)
```

Figur 4.2-3: Resultat fra prismekobler. Venstre: TE-polarisasjon. Høyre: TM-polarisasjon.

Det ble også gjort en måling på en wafer som hadde bølgeledere med oppgitt tykkelse på 0.9 μm . På denne waferen ble det funnet fem modi i høyden, og tykkelsen ble målt til 0.94 μm og en brytningsindeks på $n=2.1139$ for TE-polarisert rødt lys, 632.8nm, se figur 4.2-4.



```

ID= 29/05/2007 14:54:00 v1.81.84m
Prism= 4453.7 Substrate N= 1.46 Data= 2499 to -5539
Wavelength= 632.8 Prism N= 2.8645
Half step Polarization= TE
          918* (2.0928) 208* (2.0284) -957* (1.9181) -2621* (1.7553)
          -4912* (1.5370)
Index= 2.1139 SD= 0.0000 (0.001%)
Thickness= 0.9410 SD= 0.0005 (0.051%)

```

Figur 4.2-4: Resultat fra prismekobleren for 0.9 μ m tykk bølgeleder og rødt TE-polarisert lys.

Resultatene var nært de oppgitte verdiene, men disse målingene ble gjort med rødt lys, og burde bli gjort på nytt med infrarødt lys. Grunnen til at ikke det ble gjort med det samme var at prismekobleren på det tidspunktet ikke var utstyrt for å gjøre målinger med infrarødt lys.

4.3 MÅLING AV TAP

Effekten direkte ut fra laseren når den var på laveste innstilling, 0W og 0.0A, var 9.6dBm. Det ble gjort målinger av tap igjennom de forskjellige objektiven som skulle brukes senere i eksperimentene, resultatene er satt opp i tabell 4.3-1. Det var høye tap for 20x og 50x objektiven

Det ble gjort forsøk på å gjøre målinger for 1 μ m bred bølgeleder, men det lyktes ikke. Forsøkene på å gjøre målinger for 0.2 μ m tykke bølgeledere lyktes heller ikke. Alle bølgelederne var multimodus, se kap. 4.6. Tallene gir det totale tapet som ble målt for bølgelederne. Det er kompensert for tap i objektivet slik at resultatene er koblings- og propagasjonstap.

Tabell 4.3-1: Tap i objektiv.

Objektiv (Forstørring/NA)	Målt effekt (dBm)	Tap (dB)
4 / 0.12	8.30	1.30
10 / 0.25	8.62	0.98
20 / 0.40	5.00	4.60
40 / 0.65	8.10	1.50
50 / 0.80	1.12	8.48
100 / 1.30	7.80	1.80

Målingene er presentert med gjennomsnitt og standardavvik. Resultatene er samlet i en tabell slik at det blir lettere å sammenligne resultatene. Lengden på disse bølgelederne var 8-9 mm lange og 0.6 μm tykke. Det ble brukt bølgeledere som lå ved siden av hverandre, fra forskjellige steder på samme wafer og fra forskjellige wafere. Det ble derfor ikke lik kutting av bølgeledere for alle metodene for innkobling av lys. Det ble heller ikke brukt de samme bølgelederne for hver måling, delvis fordi at noen av bølgelederne ble ødelagt under målingene. Og det måtte kuttes nye bølgeledere.

Første målingene som ble tatt var direkte fra fiber med TE polarisert lys og 50 / 0.8 objektivet på utgangen. Det ble gjort ni målinger for hver av breddene på bølgelederne. Resultatene er vist i tabell 4.3-2, **(1)**, og de målte verdiene er gitt i vedlegg 1: tabell 1.

Neste måling var for TE-polarisert lys med indeksoverflate, $n=1.64$, mellom fiberen og inngangen på bølgelederne. Det ble brukt et 50x objektiv på utgangen. Den optimale verdien for indeksoverflaten var $n=1.77$, men det var ikke indeksoverflater med indeks høyere enn $n=1.64$. Det ble gjort 15 målinger for 5 og 10 μm brede bølgeledere og 12 målinger på 2 μm brede bølgeledere. Resultatene er vist i tabell 4.3-2, **(2)**, og dataene står i vedlegg 1: tabell 2.

Videre ble det gjort målinger med TE-polarisert lys, indeksoverflate mellom fiber og inngangen på bølgelederen med vann oppå. Omtrent 6-7 mm av bølgelederne var dekket av vann. Vannet var plassert midt på slik at det ikke kom vann på inn- eller utgangen av bølgelederne. Det ble gjort åtte målinger for hver av breddene. Resultatene er vist i tabell 4.3-2, **(3)**, de målte verdiene står i vedlegg 1: tabell 3.

Det ble gjort målinger med TM-polarisert lys der det ble brukt indeksoverflate mellom fiberen og inngangen på bølgelederen. Det ble gjort seks målinger for hver av breddene. Resultatene er vist i tabell 4.3-2, **(4)**, dataene står i vedlegg 1: tabell 4.

Det ble også gjort målinger med TM-polarisert lys med indeksoverflate mellom fiberen og inngangen på bølgelederne med vann oppå. Vannet dekte omtrent 6-7 mm av lengden til bølgelederne. Det ble gjort seks målinger for hver av breddene. Resultatene er vist i tabell 4.3-2, **(5)**, dataene for resultatene står i vedlegg 1: tabell 5.

Linseoppsett ble testet med TM-polarisert lys, her ble det også kompensert for tap i objektiv og linse. Det ble tatt fire målinger for hver av breddene. Resultatet for måling av tap i bølgelederene med innkobling av lys med linse er vist i tabell 4.3-2, (6), og dataene står i vedlegg 1: tabell 6.

Krystallfiberen var ikke polarisasjonsbevarende. Det ble gjort ni målinger for 10 og 5 μm brede bølgeledere og syv målinger for 2 μm brede bølgeledere. Resultatene for måling av tap i bølgelederene med innkobling av lys direkte fra krystallfiber er vist i tabell 4.3-2, (7), dataene for resultatene står i vedlegg 1: tabell 7.

Tabell 4.3-2: Tap i bølgeledere med: (1) TE-polarisert lys direkte fra fiber. (2) TE-polarisert lys og indeksole mellom fiber og inngang. (3) TE-polarisert lys og indeksole mellom fiber og inngang, med vann oppå bølgelederene. (4) TM-polarisert lys og indeksole mellom fiber og inngang. (5) TM-polarisert lys og indeksole mellom fiber og inngang, med vann oppå bølgelederene. (6) TM-polarisert lys koblet inn med linseoppsettet. (7) Vilkaerlig polarisert lys direkte fra krystallfiber.

Bredde (μm)	(1) Tap (dB)	(2) Tap (dB)	(3) Tap (dB)	(4) Tap (dB)	(5) Tap (dB)	(6) Tap (dB)	(7) Tap (dB)
10	15.7 \pm 4.3	12.1 \pm 4.6	11.5 \pm 2.2	13.6 \pm 4.5	11.9 \pm 4.3	16.6 \pm 6.9	12.1 \pm 5.6
5	18.2 \pm 5.6	14.2 \pm 7.4	12.9 \pm 1.8	15.1 \pm 4.5	12.5 \pm 2.3	17.3 \pm 4.6	13.9 \pm 7.5
2	22.8 \pm 4.9	18.5 \pm 4.2	17.2 \pm 3.8	21.6 \pm 5.9	18.0 \pm 4.6	23.5 \pm 8.2	20.1 \pm 5.8

De store standardavvikene skyldes at kuttingen for bølgeleder ikke ble lik, siden disse var fra forskjellige steder på waferen, og fra forskjellige wafere. En forbedring av disse målingene, for å redusere standardavvikene vil være i å bruke de samme bølgelederene for alle målemetodene, og helst burde bølgelederene ligge ved siden av hverandre for å få mest mulig lik kutting for alle bølgelederene.

Innkobling direkte fra fiber, uten indeksole og uten vann, hadde ganske høye tap. Dette mistenkes i hovedsak å komme fra koblingstap siden utgangsfeltet fra fiberen var stor sammenlignet med utgangsfeltet fra bølgelederen. koblingstapet blir diskutert i kap 4.6. Dette kan forbedres med å bruke en fiber med mindre utgangsfelt. Å koble inn lys med indeksole mellom fiberen og bølgelederen reduserte tapene med 3-4dB.

Linseoppsettet ble brukt for å redusere størrelsen på utgangsfeltet fra fiberen før lyset kobles inn i bølgeledere, for å få ned koblingstapet. Dette oppsettet viste seg å være noe problematisk å jobbe med. Det ble bare gjort fire målinger for hver av breddene på bølgelederene. Denne innkoblingen hadde de dårligste resultatene, men det kan komme av at det ble gjort få målinger, samt problemene som ble diskutert i kap 4.1.

Innkobling av lys med indeksole mellom fiber og inngangen på bølgelederen der bølgelederene var dekt av vann, ga minst tap. Problemet med indeksole er at den blir brent bort når det brukes høy effekt i laseren, noe som er nødvendig for flytting av partikler.

Innkobling med krystallfiberen litt bedre resultater sammenlignet med linseoppsettet. Det var også mye enklere å koble inn lys med krystallfiberen. Man kan ikke bruke indeksole for denne fiberen siden fiberkjernen har kanaler med luft i, viss disse blir fylt med olje vil ikke fiberen virke som den skal.

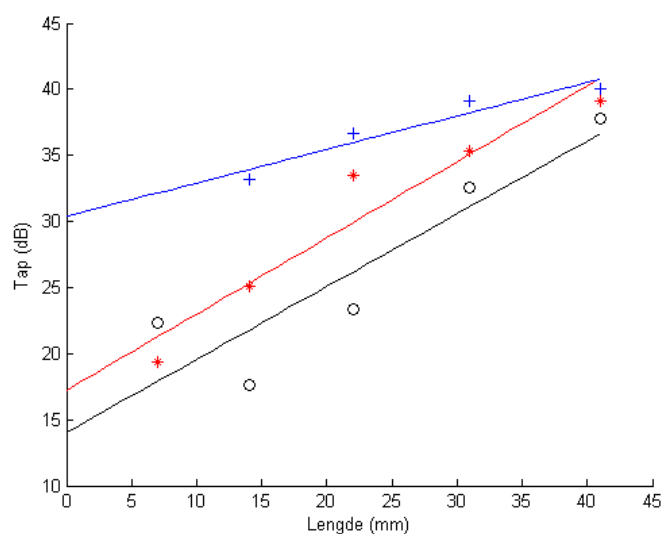
4.4 MÅLING AV PROPAGASJONSTAP MED BAKOVER-KUTTING

For måling av propagasjonstap ved bakover-kutting (cut-back) ble det brukt tre bølgeledere som var 41mm lange, 0.6 μ m tykke og 2 μ m brede. Linseoppsettet vist i figur 4.1-2 ble brukt for å koble inn lys. Det ble gjort en måling for hver av bølgelederne, før det ble kuttet av en bit fra utgangen og nye målinger ble tatt. Grunnen til at utgangen ble kuttet var for å beholde inngangene mest mulig lik fra måling til måling. Dette var for at koblingstapet skulle gi minst mulig utslag på målingene fordi det var veldig stor variasjon mellom hver kutting og man risikerer å ødelegge inn-/utgangen på bølgelederen. Målingene blir mindre påvirket av en dårlig utgang enn av en dårlig inngang på bølgelederen. Dette ble gjentatt til bølgelederne var for korte til å kunne kuttet. Resultatene ble plottet ved hjelp av Matlab, se figur 4.4-1, som tap i dB som funksjon av lengde på bølgelederen i mm. Dataene er gitt i vedlegg 1, tabell 8. For å finne den best lineære tilpassede kurven for målingene ble det brukt kurvetilpasnings verktøyet som var innebygd i Matlab. Stigningstallene for de tilpassede kurvene gav propagasjonstapet i dB/mm som ble skalert opp til dB/cm. Tallene for propagasjonstapene for de respektive bølgelederne, er presentert i tabell 4.4-1.

Tabell 4.4-1: Resultatene for måling av propagasjonstapet med bakover-kutting av bølgeledere.

Kurve (farge)	Prop. tap (dB/cm)
Blå	2.5
Rød	5.8
Svart	5.5

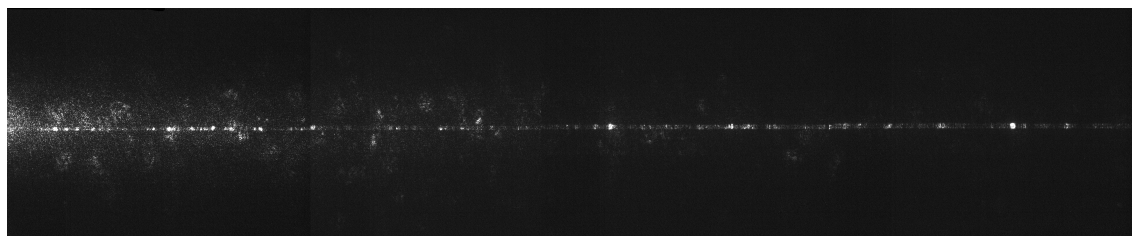
Disse målingene er svært upresise siden de varierer fra 2.5 dB/cm til 5.8 dB/cm. Forbedringer kan være å bruke et mer stabil innkobling. Her ble linseoppsettet brukt fordi inngangene på bølgelederne var fine og opplinjeringa av fiberen, objektivet og linsa var bra. Også her hadde det vært en fordel om kuttemetoden ble forbedret. Fordi selv om det var utgangene som ble kuttet ble ikke inngangene beholdt helt urørt. Dette kom tydelig frem når bølgelederne ble korte, da viste det seg at inngangene ble skadet av glassplata som ble lagt oppå bølgelederne når de skulle knekkes.



Figur 4.4-1: Måling av propagasjonstap med bakover-kutting av bølgeledere, figuren viser måleresultatene og tilpassede lineære kurver.

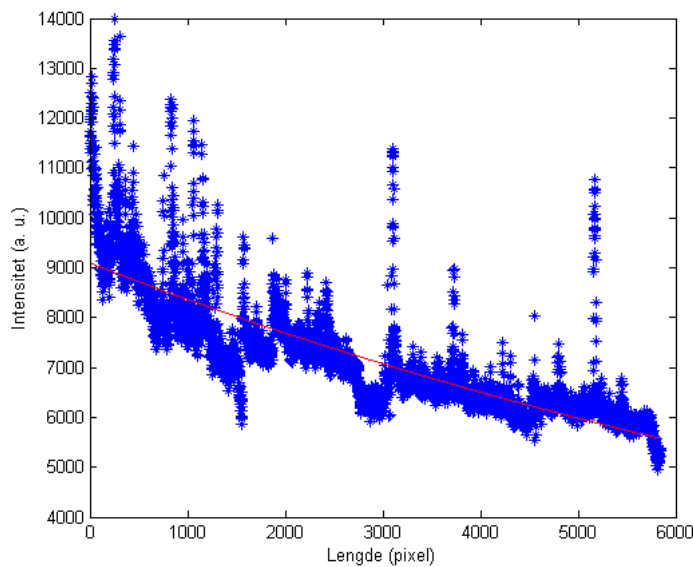
4.5 MÅLING AV PROPAGASJONSTAP MED BILDER AV SPREDT LYS

Det ble tatt en sammenhengende serie av bilder av bølgelederne med kameraet på mikroskopet for å prøve og anslå propagasjonstapet. Dette ble gjort ved å se på lys som blir spredt ut av bølgelederen på grunn av støv, ujevnheter og defekter på bølgelederne. Figur 4.5-1 viser en serie med bilder som er satt sammen.



Figur 4.5-1: Bilde av en bølgeleder med lys som blir spredt ut.

Matlab ble brukt for å summere pixlene i høyden av bildet slik at det var mulig å lage et plott med vilkårlig intensitet som funksjon av lengden av bølgelederen i pixler. Matlab ble så brukt til å tilpasse en eksponentiell kurve til verdiene, logaritmen av denne kurven gir et anslag for tapet i dB/pixel. Figur 4.5-2 viser et plott over intensitetsverdiene og den tilpassede kurven. Ved å se på et bilde av en bølgeleder med kjent bredde og ved å bruke samme forstørrelse som i figur 4.5-1 fant man at en pixel tilsvarer $8.33 \cdot 10^{-5}$ cm. Det var da mulig å få svaret i dB/cm.



Figur 4.5-2: Intensiteten som funksjon av lengde i pixel. Den røde linjen er den eksponentielle kurven som ble tilpasset.

Det ble tatt tre slike serier med bilder. Problemene med denne metoden var at den ble veldig påvirket av støy på grunn av refleksjoner fra innkoblingen av lyset og at den baserer seg på lys som blir spredt ut av bølgelederen. Resultatene som kom ut av disse målingene var veldig spredt på grunn av støy fra refleksjoner, de er gitt vist i tabell 4.5-1.

Tabell 4.5-1: Resultatene fra måling av propagasjonstap i dB/cm.

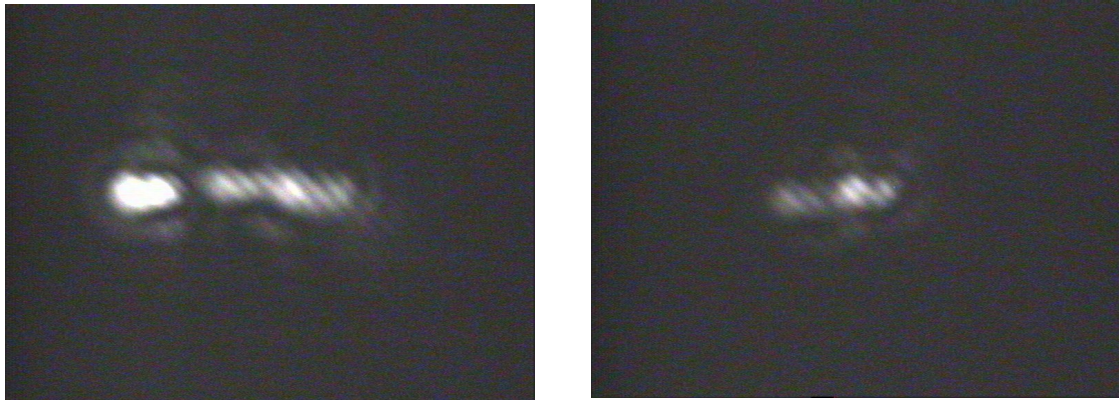
Måling	Tap (dB/cm)
1	8.4
2	1.3
3	0.9

Første måling var veldig påvirket av støy, det ble derfor tatt to nye serier med bilder lengre bort fra inngangen på bølgelederen. Fordelen med bildemetoden er at den ikke er avhengig av en god utgang på bølgelederen.

4.6 ANTALL MODI OG MÅLING AV KOBLINGSTAP

Oppsettet vist i figur 4.1-1 ble brukt for å se på utgangsfeltene til fiberen og bølgelederne. Dette var for å kunne gjøre et anslag av hvor mange modi bølgelederne hadde og koblingstapet. Kameraet til høyre i figur 4.1-1 ble brukt til å ta bilder av utgangsfeltene, et 50x objektiv ble brukt til å fokusere på kameraet slik at det var mulig og ta bilde av utgangsfeltet. Bildene av utgangsfeltene til bølgelederne er alle fra 0.6 μ m tykke bølgeledere, 0.2 μ m ble ikke brukt på grunn av problemer med innkobling av lys. Utgangsfeltet til en 10 μ m bred bølgeleder er vist til venstre i figur 4.6-1. Her

vises det tydelig at det er mange modi i bredden. Til høyre i figur 4.6-1 vises utgangsfeltet til en $5\mu\text{m}$ bred bølgeleder, her vises også flere modi.



Figur 4.6-1: Til venstre: Utgangsfeltet til en $10\mu\text{m}$ bred bølgeleder. Til høyre: Utgangsfeltet til en $5\mu\text{m}$ bred bølgeleder.

Til venstre i figur 4.6-2 vises utgangsfeltet til en $2\mu\text{m}$ bred bølgeleder, her med den fundamentale modusen, til høyre i figur 4.6-2 vises to underordnede modi for den $2\mu\text{m}$ brede bølgelederen.



Figur 4.6-2: Til venstre: Fundamental modus til en $2\mu\text{m}$ bred bølgeleder. Til høyre: To høyere ordens modi til en $2\mu\text{m}$ bred bølgeleder.

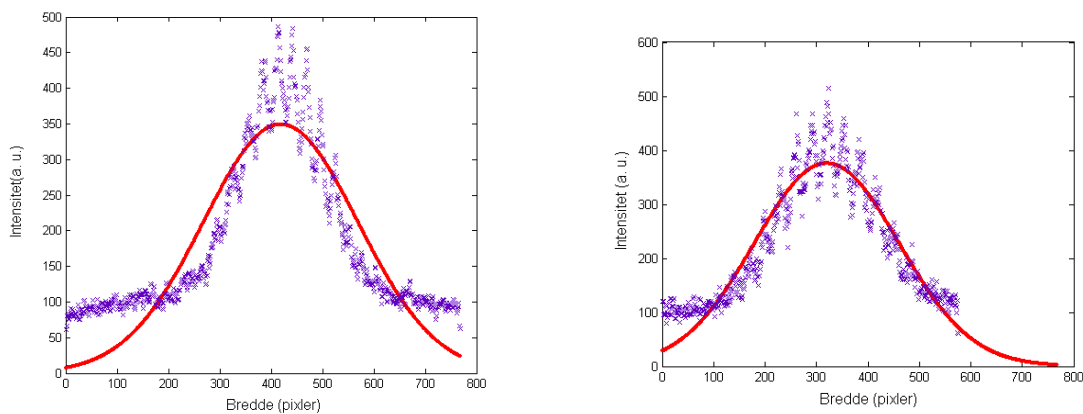
Det ble ikke funnet noen høyere ordens modi i høyden på de $0.6\mu\text{m}$ tykke bølgelederne, selv om det ble gjort forsøk i siste liten med krystallfiberen og det piezoelektrisk-styrte mikroposisjoneringsbordet nevnt i kap 4.1.

Figur 4.6-3 viser utgangsfeltet til den polarisasjonsbevarende fiberen brukt i prosjektet.

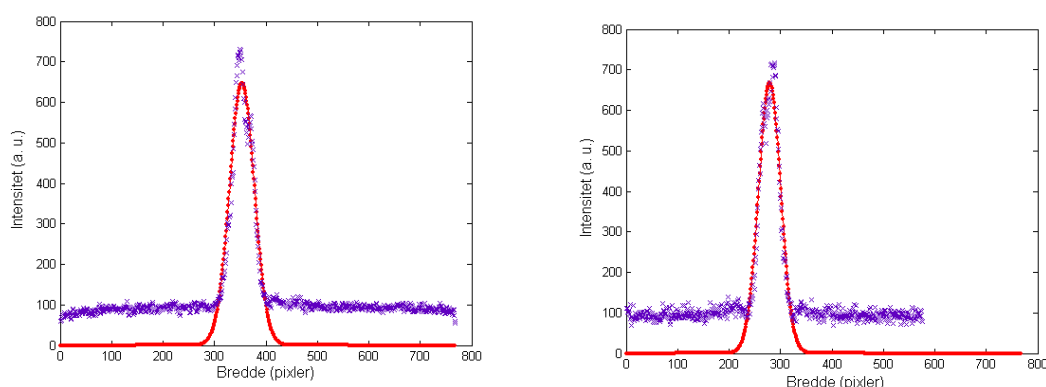


Figur 4.6-3: Utgangsfeltet til den polarisasjonsbevarende fiberen.

Matlab ble brukt på figur 4.6-3 og bildet til venstre i figur 4.6-2 for å finne et anslag for koblingstapet mellom den polarisasjonsbevarende fiberen og en $2\mu\text{m}$ bred bølgeleder. Måten dette ble gjort på var å plote intensitetsverdiene for en stripe midt over feltet som er vist i figurene for x- og y-aksen, for bølgelederen ble bildet av fundamental modusen brukt. Deretter ble det tilpasset en gaussisk kurve til disse verdiene. Dette gav den gaussiske profilen for feltet i x- og y-aksen for fiberen og bølgelederen. Midjen, waist, på feltet i x- eller y-aksen er definert som $1/e^2$ basisen til gaussprofilen for den respektive aksen. Figur 4.6-4 viser intensitetsverdiene og den tilpassede gaussprofilen for fiberen i x-aksen til venstre, og y-aksen til høyre. Figur 4.6-5 viser intensitetsverdiene og den tilpassede gaussprofilen for en $2\mu\text{m}$ bred bølgeleder.



Figur 4.6-4: Venstre: Gaussprofilen for x-aksen av utgangsfeltet til fiberen. Høyre: Gaussprofilen for y-aksen av utgangsfeltet til fiberen.



Figur 4.6-5: Venstre: Gaussprofilen for x-aksen av utgangsfeltet til bølgelederen. Høyre: Gaussprofilen for y-aksen av utgangsfeltet til bølgelederen.

Midjene som ble funnet er satt opp i tabell 4.6-1, og ut fra disse resultatene var det mulig å beregne koblingstapet.

Tabell 4.6-1: Verdiene for midjene for fiberen og bølgelederen.

Aksen	Fiber (pixel)	Bølgeleder (pixel)
W_x	299	48
W_y	280	42.5

Disse verdiene er i pixler, men enheten har ikke noe og si for beregningen på koblingseffektiviteten, det er forholdet mellom midjene som bestemmer. koblingseffektiviteten, η , ble funnet med [14]

$$\eta_x = \frac{2W_{xf} W_{xb}}{W_{xf}^2 + W_{xb}^2} \quad (4.1)$$

$$\eta_y = \frac{2W_{yf} W_{yb}}{W_{yf}^2 + W_{yb}^2} \quad (4.2)$$

$$\eta = \eta_x \eta_y \quad (4.3)$$

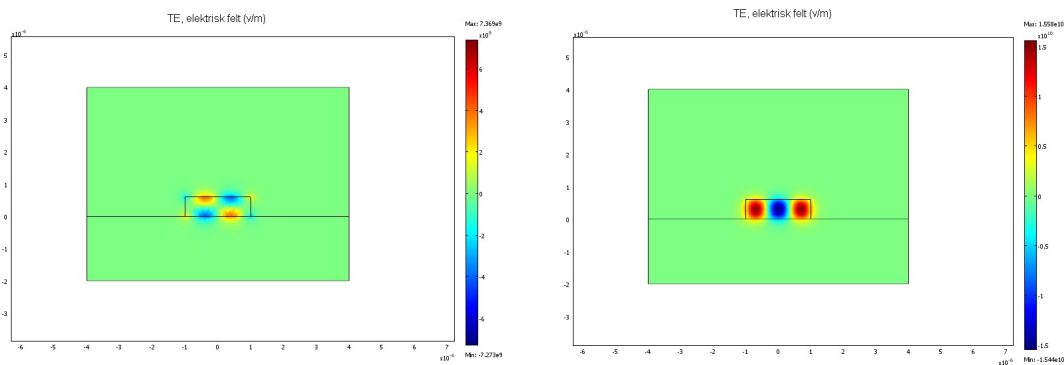
Ved å sette inn tallene fra tabell 4.6-1 får man $\eta=0.09$. Dette vil si at koblingstapet kun basert på størrelses forskjellen mellom de optiske feltene for fiberen og bølgelederen er 10.3 dB. Denne beregningen tar ikke for seg refleksjoner som følge av dårlig inngang på bølgelederen eller forskjeller i brytningsindeksene, i dette tilfellet brytningsindeksen til lufta, som var mellom fiber og bølgelederen, og bølgelederen.

Det hadde ikke vært nyttig og gjøre de samme målingene med koblingseffektiviteten for krystallfiberen eller linseoppsettet siden utgangsfeltene til disse var små slik at det i praksis hadde blitt et mål på hvor bra 50x objektivet var. Diameteren til fiberen brukt i figur 4.6-3 er kjent som

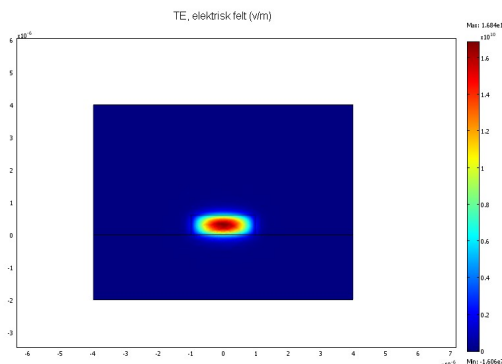
$d \approx 6.2 \mu\text{m}$, dette gir en teoretisk midje på $W_f \approx 3.1 \mu\text{m}$. Og hvis man setter $W_{xb} = 1 \mu\text{m}$ og $W_{yb} = 0.3 \mu\text{m}$ for bølgelederen brukt i figur 4.6-2, som var $2 \mu\text{m}$ bred og $0.6 \mu\text{m}$ tykk. Med disse tallene får man en teoretisk koblingseffektiviteten, $\eta \approx 0.112$, som gir 9.5dB tap til sammenligning med resultatet fra bildene, det er en forskjell på 0.8dB på eksperiment og teori. For krystallfiberen, som har en diameter på $2.2 \mu\text{m}$, blir koblingseffektiviteten med bølgelederen $\eta \approx 0.51$ som gir et tap på 3dB. Noe som er en forbedring sammenlignet med den andre fiberen.

4.7 SIMULERINGER

Simuleringene ble gjort ved hjelp av Comsol Multiphysics. Ut fra simuleringene skal en bølgeleder som er $2 \mu\text{m}$ bred, $0.6 \mu\text{m}$ tykk og har en brytningsindeks $n=2.12$ ha to modi i høyden. Figur 4.7-1 viser simuleringene for TE-polarisert lys. Figur 4.7-2 viser bølgelederen med fundamentale modusen aktiv.

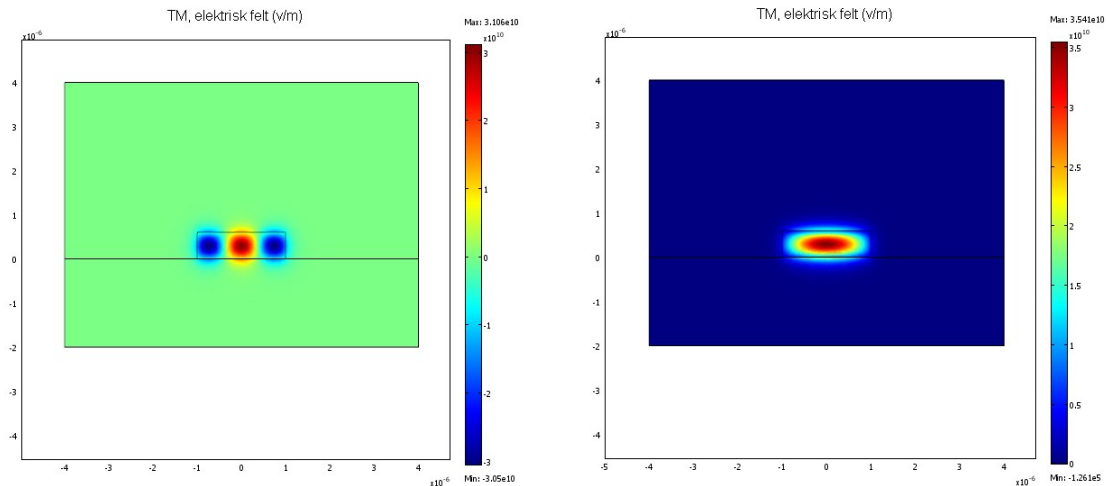


Figur 4.7-1: Simulering gjort for en $2 \mu\text{m}$ bred og $0.6 \mu\text{m}$ tykk bølgeleder med brytningsindeks $n=2.12$, TE-polarisasjon. Venstre: To modi i høyden. Høyre Tre modi i bredden.



Figur 4.7-2: Samme bølgeleder som i figur 4.7-1, nå med den fundamentale modusen aktiv.

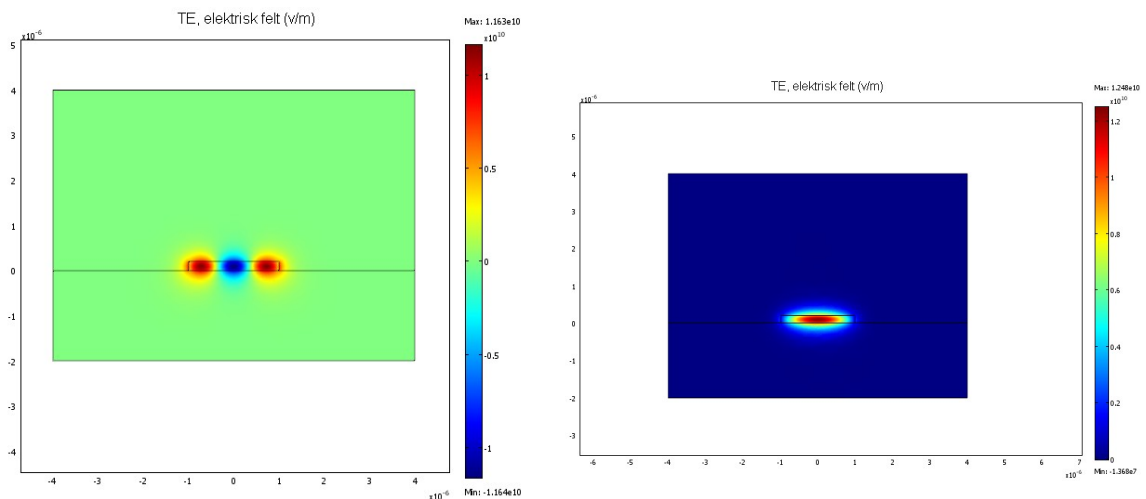
For TM-polarisert lys er bølgelederen singelmodus i høyden, men fremdeles tre modi i bredden.



Figur 4.7-3: $2\mu\text{m}$ bred og $0.6\mu\text{m}$ tykk bølgeleder med brytningsindeks $n=2.12$, TM-polarisasjon. Venstre: tre modi i bredden. Høyre: Den fundamentale modusen aktiv.

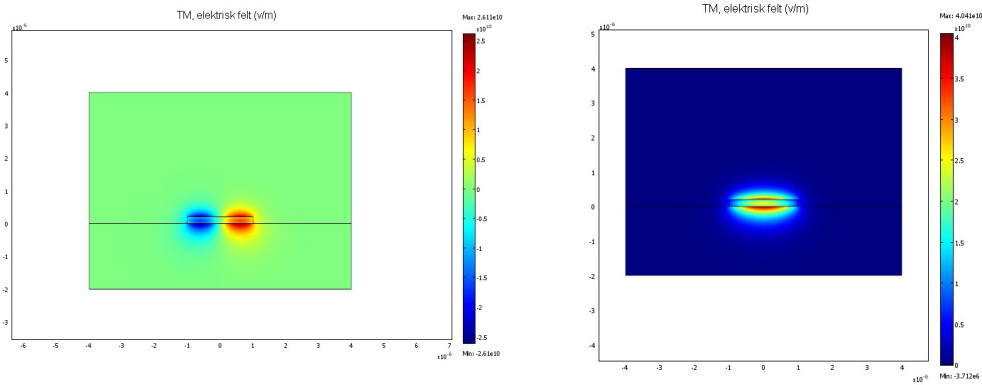
Grunnen til at det ikke ble funnet noen modi i høyden under eksperimentene er trolig grunnet at det ble brukt TM-polarisert lys, som i følge simuleringene stemmer.

Det ble også gjort simuleringer for $2\mu\text{m}$ brede og $0.2\mu\text{m}$ tykke bølgeledere med brytningsindeks $n=2.12$. Disse simuleringene viste at $0.2\mu\text{m}$ bølgeledere skal lede lys, de skal være singelmodi i høyden for TE- og TM-polarisert lys. For TE-polarisasjon skal det være tre modi i bredden. Figur 4.7-4 Simuleringen for TE-polarisert lys



Figur 4.7-4: $0.2\mu\text{m}$ tykk og $2\mu\text{m}$ bred bølgeleder med brytningsindeks $n=2.12$. TE-polarisasjon. Venstre: Tre modi i bredden. Høyre: Den fundamentale modusen.

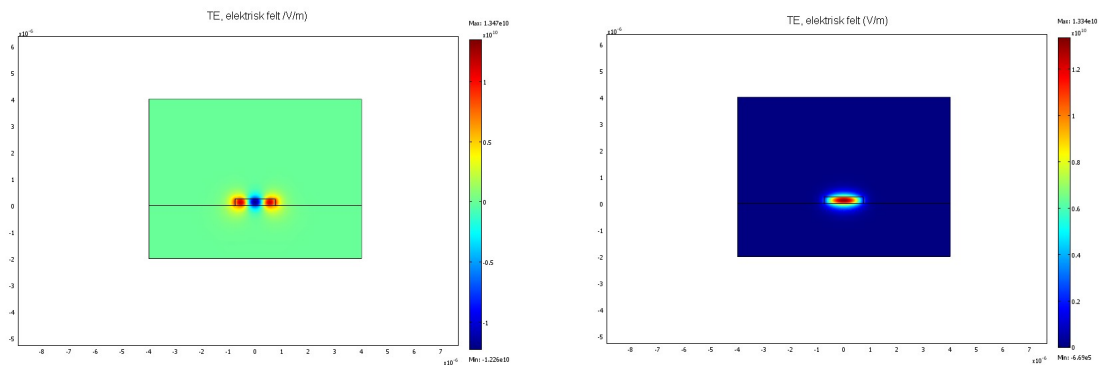
For TM-polarisert lys viste simuleringene at det skal være to modi i bredden, se figur 4.7-5.



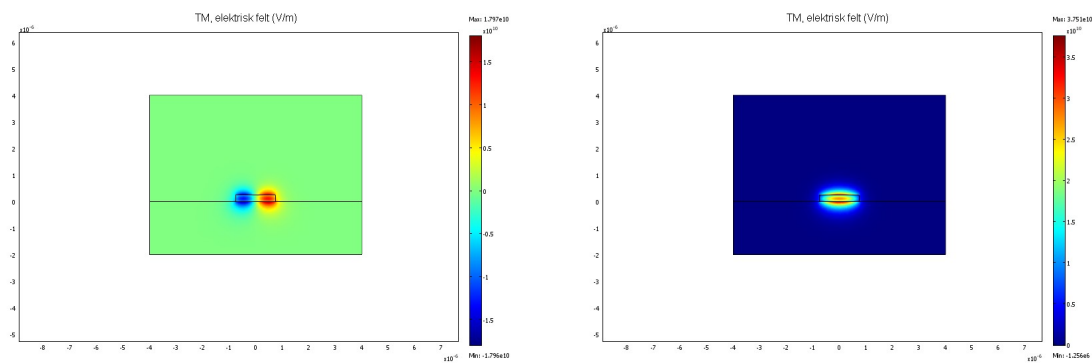
Figur 4.7-5: $0.2\mu\text{m}$ tykk og $2\mu\text{m}$ bred bølgeleder med brytningsindeks $n=2.12$. TM-polarisasjon. Venstre: To modi i bredden. Høyre: Den fundamentale modusen.

Det ble også gjort simuleringer for bølgeledere med tykkelse $d=0.58\mu\text{m}$ og $0.2\mu\text{m}$, bredde $2\mu\text{m}$ og brytningsindeks $n=2.11$. Som var tall som kom fra målingene gjort med prismekobleren med rødt lys. Men disse simuleringene gav ikke andre resultater sammenlignet med simuleringene gjort med $n=2.12$.

Simuleringer for bølgeledere som var $0.25\mu\text{m}$ tykk og $1.5\mu\text{m}$ bred og brytningsindeks $n=2.12$ ble gjort. Disse viste seg å være singel modus i høyden for både TE- og TM-polarisasjon. Figur 4.7-6 viser simuleringen for TE-polarisert lys og figur 4.7-7 viser simuleringen for TM-polarisert lys.



Figur 4.7-6: TE-polarisert lys i en $0.25\mu\text{m}$ tykk og $1.5\mu\text{m}$ bred bølgeleder med brytningsindeks $n=2.12$. Venstre: Modiene i bredden. Høyre: Den fundamentale modusen.

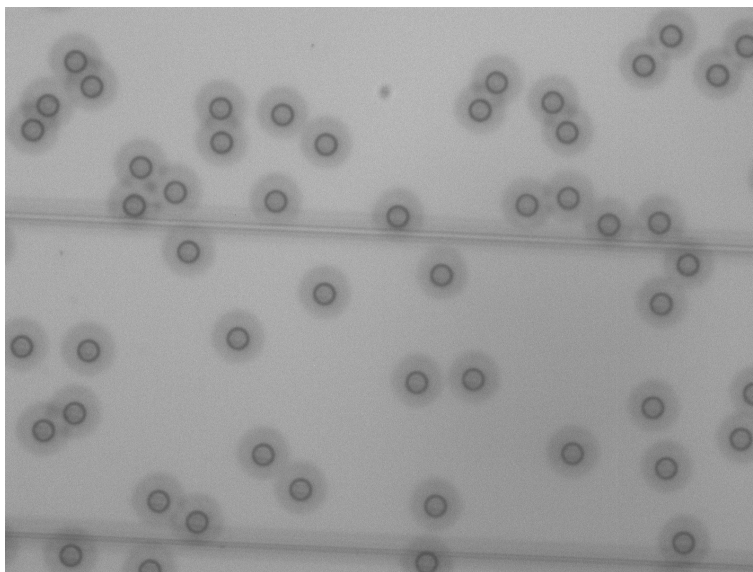


Figur 4.7-7: TM-polarisert lys i en $0.25\mu\text{m}$ tykk og $1.5\mu\text{m}$ bred bølgeleder med brytningsindeks $n=2.12$. Venstre: Modiene i bredden. Høyre: Den fundamentale modusen.

4.8 FLYTTING AV PARTIKLER

Det ble gjort flere forsøk på å flytte partikler med bølgeledere som var $d=0.6\mu\text{m}$ tykke og $w=2\mu\text{m}$ og $5\mu\text{m}$ brede. Dette ble gjort ved å lage et basseng på bølgelederne som inneholdt en løsning med polystyrenkuler med diameter $7\mu\text{m}$. Linseoppsettet ble brukt for å koble inn TM-polarisert lys i bølgelederen. Til og begynne med ble det brukt en vilkårlig konsentrasjon av kuler for å teste. Forsøkene misslyktes til tross for at man var sikker på at partiklene ikke satt fast i bølgeleder, substrat eller dekkglass siden det ble observert at flere av partiklene hadde brownske bevegelser [15]. Hadde man klart å flytte partiklene hadde man brukt en kjent konsentrasjon av polystyrenkuler og gjort flere forsøk. Problemet så ut til å være at ingen partikler klarte å ligge oppå bølgelederne, de endte opp på siden av bølgelederen, som vist i figur 4.8-1. Det ble sett partikler som lå oppå bølgelederen til og begynne med, men de beveget seg slik at de datt av bølgelederen på den tiden det tok å få koblet inn lys og satt opp effekten på laseren. Laseren ble stående på høy effekt, 0.8W , ei stund, typisk 15-20 minutter, for å se om noen partikler kom seg oppå bølgelederen ved hjelp av strømninger i vannet som blir dannet på grunn av varmeutviklingen fra bølgelederen. Dette hjalp ikke, partiklene samlet seg ved siden av bølgelederen og gikk ikke oppå bølgelederen.

Grunnen til at det ikke gikk å flytte partikler var trolig at $0.6\mu\text{m}$ tykkelse blir for høyt for partiklene slik at partiklene ikke klarer å bevege seg fra siden av bølgelederen og opp på bølgelederen. Siden bølgelederne er kanalbølgeledere, "strip-" typen vist i figur 2.4-1 og i figur 2.1-1, blir dette som et trappetrinn for partiklene.



Figur 4.8-1: Partikler ved siden av en bølgeleder.

Kapittel 5 Konklusjoner og videre arbeid

5.1 OPPSUMMERING OG DISKUSJON

I denne oppgaven ble det karakterisert optiske bølgeledere laget av materialet SiRN. Målinger av totalt tap, propagasjonstap med to forskjellige metoder og koblingstap ble gjort. Målinger av brytningsindeksen med hvittlysmålinger med spektrometer og prismekobler ble forsøkt. Simuleringer for bølgelederene ble gjort for å sammenligne med de eksperimentelle resultatene. Forbedringer av metodene for kutting av bølgelederene ble gjort for å kunne redusere koblingstapet produsert av spredning av lys grunnet dårlige innganger på bølgelederene. Flere forskjellige metoder for å koble inn lys i bølgelederene, ble prøvd ut for å redusere koblingstapet. Forsøk på å flytte partikler, for å kunne måle hvor effektiv bølgelederene var til å flytte partikler som funksjon av effekt ut fra laseren ble gjort.

Målingene av totalt tap viser at det er store tap, 17-23 dB, med store standard avvik, $\pm 2.3\text{dB}$ - $\pm 8.2\text{dB}$. Resultatene var avhengig av innkoblingsmetoden, polarisasjonen, luft eller vann på bølgelederen og kvaliteten av inngangen til bølgelederen. De beste resultatene kom fra målinger gjort med indeksole mellom fiberen og inngangen på bølgelederen og vann oppå bølgelederene. Men siden indeksole ville bli brent/fordampet bort på grunn av den høye effekten som trengs ved flytting av partikler er ikke dette en metode som kan brukes for flytting av partikler. Det beste resultatet uten bruk av indeksole kom fra målinger gjort med krystallfiberen. Problemet med denne fiberen var at den ikke var polarisasjonsbevarende, og effektiv flytting av partikler gjøres med TM-polarisert lys.

Koblingstapet for den polarisasjonsbevarende fiberen og bølgelederene ble målt ut fra bilder av de respektive feltfordelingene, og resultatet var 10.3dB. Resultatet stemte overens med 9.5dB som ble funnet med samme formel, bare nå regnet ut fra den kjente diameteren til fiberkjernen og størrelsen på bølgelederen. Formlene ble også anvendt for å finne koblingseffektiviteten for krystallfiberen og samme bølgeleder. Det var ikke praktisk mulig å få bilde av feltet ut fra krystallfiberen siden objektivet ikke var bra nok. Det ble derfor regnet ut med den spesifiserte diameteren på feltet til krystallfiberen, koblingstapet for krystallfiberen og samme bølgeleder som tidligere var 3dB.

Propagasjonstapet ble målt med to forskjellige metoder, tilbakekuttingsmetoden og måling av spredt lys ut fra bølgelederene. Tilbakekuttingsmetoden ga noe sprikende resultater, 2.5dB/cm til 5.8dB/cm tap. Dette er trolig fordi kuttingen på utgangen ikke ble lik og trolig for at inngangene kan ha blitt skadet under kutteprosessen. Målingene av spredt lys ga 0.9dB/cm til 8.4dB/cm tap. Grunnen til spriket mellom resultatene for målingene av spredt lys er at bildene blir lett påvirket av støy som refleksjon av lys fra innkoblingen og lignende. Ingen av disse metodene kan ansees som veldig pålitelige.

Det totale tapet kan regnes ut fra målingene som ble gjort som:

totalt tap = koblingstapet (grunnet koblingseffektiviteten) + propagasjonstapet · lengde + Fresnel-refleksjon + spredning av lys grunnet ujevn inngang.

Tap på grunn av Fresnel-refleksjon i dB er gitt som

$$R = \left(\frac{n_b - n_l}{n_b + n_l} \right)^2 \quad (5.1)$$

$$T = (1 - R)^2 \quad (5.2)$$

$$|10 \log(T)| = \text{'Tap pga. Fresnelrefleksjon i dB'} \quad (5.3)$$

Slik at tapet grunnet Fresnel-refleksjon med brytningsindeks $n_b=2.12$, og $n_l=1$ for luft mellom fiber og bølgeleder blir 1.2dB. Derfor, med den polarisasjonsbevarende fiberen uten indeksolje og uten vann på toppen for TE-polarisasjon blir det totale tapet, med spredningstapet lik null:

totalt tap = 10.3dB + 4dB (gjennomsnittet av resultatene for tilbakekuttingsmetoden) + 1.2dB = 15.5dB

Ut fra dette ser det ut til at spredningstapet grunnet ujevn inngang på bølgelederen fra kuttingen er på omkring 7dB. Dette blir litt mer tydelig for krystallfiberen hvor det totale tapet uten spredning blir 3dB + 4dB + 1.2dB = 8.2dB, og dermed et spredningstap på omkring 12dB.

5.2 VIDERE ARBEID

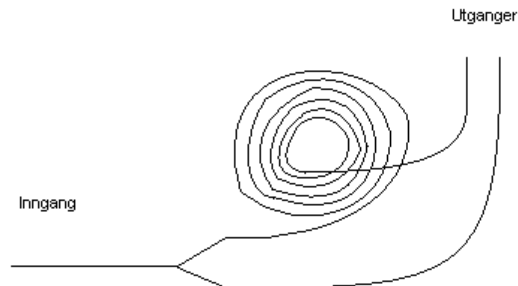
Det trengs mer arbeid med innkobling av lys og kutting av bølgelederne for å redusere koblingstapene ytterligere. Man burde finne en bedre metode for å knekke bølgelederne på, selv om kutting av bølgeledere har blitt noe forbedret kreves det fremdeles noe flaks for at kuttingen skal bli bra. Det burde undersøkes om det er noen bedre tips for kutting av bølgeledere eller om det burde anskaffes utstyr for kutting av wafere.

Det burde gjøres flere målinger for totalt tap med å bruke samme bølgeleder for alle innkoblingsmetodene, slik at inn- og utgangene har minst mulig effekt på målingene, dette vil trolig redusere standardavvikene noe. Med mindre standardavvik på målingene blir det letter å si noe fornuftig ut fra målingene.

Det burde også jobbes mer med krystallfiberen, og kanskje se om det er muligheter for å få en polarisasjonsbevarende fiber med like liten eller mindre diameter på utgangsfeltet. Siden det er mye enklere å koble inn lys med en fiber enn med et linseoppsett, en annen fordel med fiber fremfor linse er at det er mye mindre tap i en fiber enn igjennom et objektiv og en linse. Dette vil være en stor fordel ved forsøk på å flytte partikler der en ønsker mest mulig effekt ut fra laseren. Ved for stort tap i innkoblingsoppsettet vil det i verste fall ikke være nok effekt i laseren til å flytte partikler.

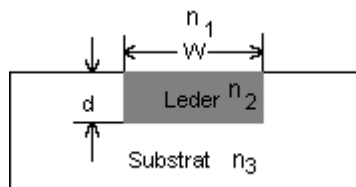
Det burde prøves ut flere metoder for måling av propagasjonstapet fordi metodene som ble brukt i denne oppgaven ikke var pålitelige. Man kan for eksempel få laget en bølgeleder som har en inngang som splittes til to bølgeledere med et Y-ledd. Der den ene bølgelederen går i en spiral, se figur 5.2-1, eller en serie med svinger med langt nok mellomrom for at det ikke blir noen kobling mellom vindingene/svingene. Den andre bølgelederen tar bare en sving slik at utgangene til begge bølgelederne er ved siden av hverandre. Bølgelederen som gikk i en spiral vil da være lengre enn den andre bølgelederen, lengden av begge bølgelederne vil være kjent. Differansen i tapet for disse

to bølgelederene vil gi et tall for propagasjonstapet i dB/cm. Ved å ha utgangene ut til siden i forhold til inngangen fjernes mye støy grunnet lys som ikke går inn i bølgelederene.



Figur 5.2-1: Skisse over bølgeleder for måling av propagasjonstap.

Videre trengs det mer jobbing med å koble inn lys i $0.2\mu\text{m}$ tykke bølgeledere, siden $0.6\mu\text{m}$ ikke var egnet for flytting av partikler trolig fordi den var for tykk. Og få gjort nye målinger av brytningsindeksen med prismekobler med en infrarød laser isteden for den røde laseren som ble brukt, da vil en få en mer relevant måling. Det kan være en fordel og få laget noen nye bølgeledere, hvis $0.2\mu\text{m}$ tykke bølgeledere viser seg å være problematiske å koble inn lys kan man øke tykkelsen til $0.25\mu\text{m}$ og den vil fremdeles være singelmodi i høyden. Eventuelt få laget bølgeledere som “embedded strip” [9], der bølgelederene ligger i substratet istedenfor oppå, se figur 5.2-2. På denne måten forsvinner problemet med at bølgelederene kan være for tykke for at partiklene kan komme seg oppå.



Figur 5.2-2: Skisse av en kanalbølgeleder lagt ned i substratet, “embedded strip”.

Vedlegg 1: Tabeller for måleresultater

Tabell 1: Fiber direkte, TE-pol. 50X obj. (data for tab. 4.3-2)

10 μ m		5 μ m		2 μ m	
Målt effekt (dBm)	Tap (dB)	Målt effekt (dBm)	Tap (dB)	Målt effekt (dBm)	Tap (dB)
-16.60	17.72	-17.60	18.72	-25.10	26.22
-12.46	13.58	-15.28	16.40	-18.38	19.50
-12.27	13.39	-14.60	15.72	-21.50	22.62
-15.10	16.22	-17.30	18.42	-21.40	22.52
-15.10	16.22	-17.80	18.92	-22.70	23.82
-16.50	17.62	-21.20	22.32	-21.20	22.32
-14.70	15.82	-15.30	16.42	-21.70	22.82
-14.10	15.22	-16.90	18.02	-21.40	22.52
-14.60	15.72	-17.80	18.92	-21.25	22.37

Tabell 2: Fiber med indeksolje, TE-pol. 50X obj. (data for tab. 4.3-2)

10 μ m		5 μ m		2 μ m	
Målt effekt (dBm)	Tap (dB)	Målt effekt (dBm)	Tap (dB)	Målt effekt (dBm)	Tap (dB)
-11.30	12.42	-13.80	14.92	-17.60	18.72
-10.60	11.72	-11.40	12.52	-18.40	19.52
-11.70	12.82	-18.40	19.52	-17.00	18.12
-11.60	12.72	-12.90	14.02	-18.00	19.12
-10.40	11.52	-10.95	12.07	-15.80	16.92
-8.08	9.20	-11.45	12.57	-15.90	17.02
-12.00	13.12	-13.20	14.32	-20.20	21.32
-11.40	12.52	-13.74	14.86	-17.55	18.67
-11.32	12.44	-12.90	14.02	-16.18	17.30
-9.90	11.02	-11.15	12.27	-18.16	19.28
-9.78	10.90	-11.16	12.28	-17.70	18.82
-10.10	11.22	-15.32	16.44	-16.20	17.32
-13.10	14.22	-13.30	14.42	-	
-12.20	13.32	-14.10	15.22		
-10.45	11.57	-11.70	12.82		

Tabell 3: Fiber med indeksole, TE-pol, vann på bølgeledere, 50X obj. (data for tabell 4.3-2)

10 μ m		5 μ m		2 μ m	
Målt effekt (dBm)	Tap (dB)	Målt effekt (dBm)	Tap (dB)	Målt effekt (dBm)	Tap (dB)
-9.96	11.08	-11.80	12.92	-14.90	16.02
-9.50	10.62	-11.32	12.44	-16.68	17.80
-12.20	13.32	-11.80	12.92	-16.90	18.02
-10.20	11.32	-11.70	12.82	-13.90	15.02
-10.22	11.34	-11.80	12.92	-15.50	16.62
-10.00	11.12	-11.00	12.12	-18.70	19.82
-10.75	11.87	-13.30	14.42	-16.30	17.42
-10.10	11.22	-11.50	12.62	-15.70	16.82

Tabell 4: Fiber med indeksole, TM-pol. 50X obj. (data for tab. 4.3-2)

10 μ m		5 μ m		2 μ m	
Målt effekt (dBm)	Tap (dB)	Målt effekt (dBm)	Tap (dB)	Målt effekt (dBm)	Tap (dB)
-10.87	11.99	-11.95	13.07	-18.30	19.42
-15.95	17.07	-12.10	13.22	-21.10	22.22
-11.96	13.08	-16.57	17.69	-19.43	20.55
-13.56	14.68	-15.76	16.88	-22.40	23.52
-12.45	13.57	-14.70	15.82	-24.30	25.42
-10.34	11.46	-12.65	13.77	-17.34	18.46

Tabell 5: Fiber med indeksole, TM-pol, vann på bølgelederne, 50X obj. (data for tabell 4.3-2)

10 μ m		5 μ m		2 μ m	
Målt effekt (dBm)	Tap (dB)	Målt effekt (dBm)	Tap (dB)	Målt effekt (dBm)	Tap (dB)
-13.70	14.82	-10.36	11.48	-18.85	19.97
-9.60	10.72	-11.30	12.42	-14.25	15.37
-11.78	12.90	-11.48	12.60	-15.50	16.62
-11.20	12.32	-12.98	14.10	-19.40	20.52
-9.96	11.08	-12.10	13.22	-17.40	18.52
-8.20	9.32	-10.28	11.40	-15.65	16.77

Tabell 6: Linseoppsett, 9.6 dBm ut fra linsen, TM-pol, 50X obj. (data for tabell 4.3-2)

10 μ m		5 μ m		2 μ m	
Målt effekt (dBm)	Tap (dB)	Målt effekt (dBm)	Tap (dB)	Målt effekt (dBm)	Tap (dB)
-11.84	12.96	-13.75	14.87	-19.30	20.42
-20.50	21.62	-17.00	18.12	-24.35	25.47
-12.80	13.92	-14.47	15.59	-17.67	18.79
-16.90	18.02	-19.55	20.67	-28.00	29.12

Tabell 7: Krystallfiber, vilkårlig polarisasjon, 50X obj. (data for tabell 4.3-2)

10 μ m		5 μ m		2 μ m	
Målt effekt (dBm)	Tap (dB)	Målt effekt (dBm)	Tap (dB)	Målt effekt (dBm)	Tap (dB)
-8.42	9.64	-9.20	10.42	-18.30	19.52
-13.90	15.12	-17.30	18.52	-15.50	16.72
-10.40	11.62	-9.60	10.82	-20.40	21.62
-10.83	12.05	-12.70	13.92	-19.81	21.03
-9.50	10.72	-13.70	14.92	-17.25	18.47
-9.70	10.92	-12.97	14.19	-22.80	24.02
-9.26	10.48	-10.45	11.67	-18.18	19.40
-12.34	13.56	-13.20	14.42	-	
-13.64	14.86	-15.26	16.48		

Tabell 8: Bakover-kutting av bølgeleder for måling av propagasjonstap. Brukte linse for å koble inn TM-lys, 16.84 dBm ut fra linsen. 40X obj. på utgangen. (data for figur 4.4-1 og tabell 4.4-1)

Lengde (mm)	Målt effekt (dBm)	Tap (dB)	Målt effekt (dBm)	Tap (dB)	Målt effekt (dBm)	Tap (dB)
41	-24.70	40.04	-23.80	39.14	-22.40	37.74
31	-23.73	39.07	-20.00	35.34	-17.20	32.54
22	-21.30	36.64	-18.10	33.44	-8.00	23.34
14	-17.80	33.14	-9.8	25.14	-2.30	17.64
7	-	-	-4.00	19.34	-7.00	22.34

Referanseliste

- [1] A. Ashkin: Optical trapping and manipulation of neutral particles using lasers. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, Vol.94, side: 4853-4860, 1997.
- [2] A. Ashkin, J.M. Dziedzic, T. Yamane: Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams. *Nature*, vol.330, side: 769-771, 1987.
- [3] K. C. Neuman, S. M. Block: Optical trapping. *Review of scientific instruments*, vol.75, 2004.
- [4] D. G. Grier: A revolution in optical manipulation. *Nature*, vol.424, side: 2787-2809, 2003.
- [5] T. Tanaka, S. Yamamoto: Optically induced propulsion of small particles in an evenescent field of higher propagationmode in a multimode, channeled waveguide. *Appl. Phys. Lett.*, vol.77, side: 3131-3133, 2000.
- [6] S. Gaugiran, S. Gétin, J. M. Fedeli, G. Colas, A.Fuchs, F. Chatelain, J. Déoruard: Optical manipulation of microparticles and cells on silicon nitride waveguides. *Optics Express*, vol.13, 2005.
- [7] O. G. Hellesø, K. Grújić, J. P. Hole, H. Jaising, J. S. Wilkinson: Manipulation of microparticles with integrated optics. *SPIE*, vol.6123, 2006.
- [8] K. Grújić, O.G. Hellesø, J. P. Hole, J. S. Wilkinson: Sorting of polystyrene microspheres using a Y-branched optical waveguide. *Optics Express*, vol.13, 2004.
- [9] D. L. Lee: *Electromagnetic principles of integrated optics*. John Wiley & Sons, New York, 1. utgave, 1986.
- [10] B. E. A. Saleh, M. C. Teich: *Fundamentals of photonics*. John Wiley & Sons, New York, 1. utgave, 1991.
- [11] J. Zhang: Summary of wafer break. *Internettside*: <http://www.memsnet.org/pipermail/mems-talk/1999-September/002783.html>, 1999.
- [12] M. S. Acker: Scribe and break. *Dynatex International*, internettside: http://dynatex.com/assets/pdfs/ap_dyn-article.pdf, 2001.
- [13] Avantes: Light sources: Introduction. *Avantes*, internettside: <http://www.avantes.com/LightSources/introduction%20ls.htm> , 2007
- [14] W. L. Emkey: Optical coupling between single-mode semiconductor lasers and strip waveguides. *Journal of lightwave technology*, vol. LT-1, no. 2, 1983.
- [15] E. Nelson: Dynamical Theories of brownian motion. *Department of mathematics, Princeton University*: <http://www.math.princeton.edu/~nelson/books/bmotion.pdf>, 2001