

**Konstruktion och test av en
regenerativ fiberförstärkare
baserad på en optisk ringkavitet**

Examensarbete
av
Lars Borgström

LRAP – 255, Lund, April 2000

TACKSÄGELSE

Först vill jag rikta ett stort och hjärtligt tack till min handledare Krishna Mohan. Hans erfarenhet och entusiasm har varit mig till stor hjälp under examensarbetets gång, inte minst för att han alltid funnits till hands i laboratoriet och för de goda råden som jag fått. Jag vill också tacka Stefan Kröll för hans hjälp och tålamod med skrivandet av denna rapport och hans handledning i övrigt. Jag tackar också alla som på ett eller annat sätt hjälpt mig.

Ett speciellt varmt tack riktar jag till min fru Mercedes för hennes tålamod och förståelse, för de tillfällen då mina tankar borde kretsats kring kvällens middag eller helgens aktiviteter tillsammans med barnen.

SAMMANFATTNING

Inom fotonekogrupper vid avdelningen för atomfysik, LTH, bedrivs forskning om hur frekvensselektiva material kan användas för olika signalbehandlingsoperationer, såsom optisk datalagring och dataprocessering. På grund av att intensiteten i utsignalen från en fotonekoprocess är ca. 0,1 – 1 % av insignalens intensitet, uppstår behovet av att förstärka utsignalen.

Med anledning av detta, har en regenerativ förstärkare konstruerats och testats för övergången vid våglängden 635 nm i en Pr-dopad ZBLAN-fiber. Detta har gjorts genom att innesluta fiberförstärkaren i en resonator av ringtyp.

En regenerativ förstärkning på 270 gånger och en maximal kvot på 2,6 mellan den regenerativt förstärkta och den enkelpassageförstärkta signalen uppmättes för signalpulser på $1\mu\text{s}$ vid 635,05 nm från en diodlaser.

ABSTRACT

The need to amplify photon echo signals from photon-echo-based devices arises because of the low efficiency in photon echo processes.

This has led to that a regenerative amplifier based on a ring cavity has been constructed and tested for the photon-echo group at the Department of Physics, LTH.

A regenerative gain of 270 and a maximum quotient of 2,6 between the regenerative amplified signal and the single-pass amplified signal was measured for signal pulses of $1\mu\text{s}$ at 635,05 nm from a laser diode.

INNEHÅLLSFÖTRECKNING

Inledning	2
Bakgrund	2
Regenerativ fiberförstärkning	2
Examensarbetets innehåll och mål	3
Regenerativ förstärkarteor	4
Modell och approximation	4
Passiva optiska resonatorer	5
Regenerativ förstärkning och egenskaper	7
Tröskelvärdet för lasring	9
Den optiska fibern	11
Dopade optiska fibrer	11
Energinivåer i Pr:ZBLAN-fibern	11
Fiberförstärkaren	13
Det experimentella arbetet	16
De experimentella uppställningarna	16
• De olika experimentella uppställningarna, med strålgång	16
• De använda optiska och elektriska komponenterna	19
Konstruktionen av den regenerativa fiberförstärkaren	22
Erfarenheter från det experimentella arbetet	24
• Pr:ZBLAN-fibern	24
• Borttagning av plasthöljet och tillskärning av fibern	24
• Inkoppling av ljus i fibern	25
• Injustering av strålgången i ringkaviteten	27
• Optimering av den regenerativa återkopplingen	28
• Inkoppling av den externa signalen i ringkaviteten	28
• Kommentarer	28
Resultat och analys	29
Experimentella data med He-Ne lasern	29
Regenerativ förstärkning och lasring	31
Experimentella data med diodlasern	33
Förstärkningens våglängdsberoende	37
Kontroll av systemets stabilitet	38
Slutsatser och rekommendationer	41
Slutsatser av det experimentella arbetet	41
Rekommendationer för framtiden	42
Referenser	43
Appendix	44

INLEDNING

Bakgrund

Inom fotonekogruppen vid avdelningen för atomfysik bedrivs forskning kring optisk datalagring och optisk dataprocessering. Speciellt undersöker man hur frekvensselektiva material kan användas för dessa processer. I flera av de möjliga tillämpningarna krävs att utsignalen från en fotonekoprocess används som insignal till en annan fotonekoprocess, ett exempel på detta är t.ex. raderbara minnen. Från en fotonekoprocess är intensiteten i utsignalen generellt sett låg, ca. 0,1 – 1 % av insignalens intensitet. Det är därför nödvändigt att först förstärka signalen, innan den skickas vidare till nästa fotonekoprocess.

Ett tidigt försök att förstärka fotonekopulser var genom att sända signalen genom en YAG-laser pumpad färgämnesförstärkare¹. Denna förstärkare kunde emellertid bara förstärka en signal under de 10 ns som pumpulsen varade.

En annan metod, som tidigare använts i fotonekogruppen, är att signalen passerar genom en laserpumpad fiberförstärkare². En fiberförstärkare kan pumpas med en kontinuerlig laser och på så sätt i princip ge kontinuerlig förstärkning.

Ytterligare fördelar med denna metod är att hög förstärkning kan uppnås genom att fiberns längd och numeriska apertur (NA) väljes på lämpligt sätt, liksom möjligheten att integrera fotonekomaterial och fiberförstärkare till en enhet, vilket ger en kompakt design.

Regenerativ fiberförstärkning

De två fiberförstärkare som använts i tidigare försök, med att förstärka fotonekopulser, är dopade med Pr-joner, båda fibrerna har samma koncentration av Pr-joner. Den första fibern som använts hade en numerisk apertur $NA = 0,4$ och kärnan en diameter (\emptyset) på $4,5 \mu\text{m}$. Man fick med denna fiber en maximal förstärkning (G) på 45 gånger.^{3,4} Den andra fibern hade $NA = 0,15$ och en kärndiameter på $\emptyset = 3 \mu\text{m}$. Med denna fiber fick man en maximal förstärkning på $G = 300$.^{3,4}

Med en intensitet i utsignalen på 0,1–1 % av insignalen, för en enskild fotonekoprocess, skulle det kräva en förstärkning på 100–1000 gånger, för att helt kompensera för förlusterna.

De inledande experimenten med att förstärka fotonekopulser, ledde fram till idén att låta signalen passera samma fiberförstärkare flera gånger, dvs. en regenerativ fiberförstärkare. Principen för en sådan förstärkare består i att placera den förstärkande fibern i en optisk kavitet, som i det enklaste fallet består av en inkopplingsspegel och en utkopplingsspegel. Signalen passerar då fibern multipla gånger och högre förstärkning skulle på det sättet kunna uppnås än med den ordinära enkelpassage fiberförstärkaren.

Examensarbetets innehåll och mål

Syftet med examensarbetet är att med en Pr:ZBLAN-fiberförstärkare, för emissionstoppen vid 635 nm, konstruera och testa en regenerativ fiberförstärkare.

Viktiga delmål för projektet är:

- Valet av den optiska kavitetens utformning och de ingående optiska komponenterna, såsom signalkälla, speglar m.m..
- Experimentellt bestämma tröskelvärdet för lasring och mäta enkelpassageförstärkningen vid denna pumpeffekt. Uppmätning av den optiska kavitetens förluster, som kontroll av modellens riktighet.
- Mäta den regenerativa förstärkningen som funktion av pumpeffekten och jämföra den med förstärkningen för enkelpassageuppställningen.
- Kontroll av systemets stabilitet, genom att generera störningar och samtidigt registrera skillnader i den optiska signalen.
- Uppskatta våglängdsberoendet av den förstärkta signalen, då signalkällans våglängd ändras.

Utgångspunkten för examensarbetet är att från en enkelpassageuppställning, bygga upp en multipassageuppställning och i samband med detta inhämta erfarenheter samt viktiga data.

På så vis kommer också examensarbetet att ligga till grund för nya forskningsprojekt.

REGENERATIV FÖRSTÄRKARTEORI

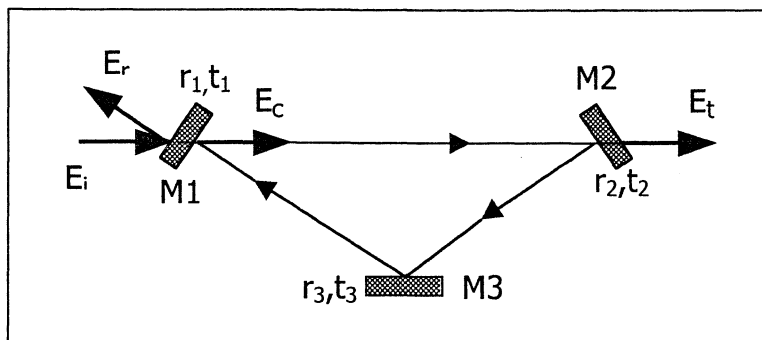
Modell och approximation

En regenerativ optisk förstärkare kan rent principiellt sägas bestå av ett optiskt förstärkande material som är inneslutet i en optisk resonator eller optisk kavitet. Till skillnad mot en enkelpassage förstärkare där den externa optiska signalen förstärks en gång genom det aktiva materialet, sker förstärkningen med en regenerativ förstärkare genom multipla passager av det aktiva materialet inuti resonatorn, dvs. genom s.k. regenerativ eller positiv återkoppling. Fördelen med en regenerativ förstärkare är givetvis att den transmitterade signalen från kaviteten är förstärkt flera gånger och en betydligt större signal kan erhållas.

I analysen av regenerativa förstärkare är det naturligt att utgå från en modell i vilken den passiva optiska resonatorns uppbyggnad och egenskaper först behandlas. När då det optiskt aktiva materialet slutligen adderas till kaviteten, är det utifrån kunskaperna om den passiva resonatorn, lättare att belysa egenskaper och underlätta förståelsen av hur förstärkningen uppstår.

Den externa optiska signalen som används för analysen antas följa en "planvågs approximation" dvs. det elektriska fältet antas huvudsakligen utbreda sig som en plan våg och den komplexa signalens amplitud betecknas här med E . Vidare tas ingen hänsyn till eventuella transversella fenomen, utan bara de variationer som sker i fältet längs den optisk axeln.

Den modell som här används för analysen av regenerativ förstärkning gäller för både linjära (stående vågor) och ring (fortskridande vågor) kaviteter. I figur 1 illustreras en ringkavitet med tre speglar och gäller generellt för alla typer av ringkaviteter. Linjära optiska kaviteter med två planparallella speglar skiljer sig bland annat genom att den reflekterade signalen E_r färdas rakt tillbaka in i den externa signalkällan, vilket inte händer med en ringkavitet enligt figur 1. Slutligen kan beskrivningen i detta kapitlet sägas följa den i ref. 5 [Siegman, Kap 11], om passiva resonatorer och regenerativ förstärkning.



Figur 1. Ringresonator med tre speglar.

Passiva optiska resonatorer

Kaviteten i figur 1 är uppbyggd av speglarna M1, M2 och M3 med reflektions- och transmissions- koefficienterna r_1, r_2, r_3 och t_1, t_2, t_3 för det elektromagnetiska fältet.

Den totala cirkulerande signalamplituden E_c i referensplanet precis innanför spegel M1 i figur 1, ges av ekvationen.

$$E_c = it_1 E_i + g_{rt}(\omega) E_c \quad (1)$$

I ekv. (1) är faktorn $it_1 E_i$ den transmitterade inkommande signalen och $g_{rt}(\omega) E_c$ är signalen som gjort ett komplett varv i kaviteten. Ekv. (1) utgör grunden för analysen av de resonanta egenskaperna för alla typer av passiva resonatorer eller lasersystem. Den netto transmissionsfaktor per varv i kaviteten eller netto rundtrippsförstärkning i ekv. (1) ges av.

$$g_{rt}(\omega) = r_1 r_2 r_3 e^{(-\alpha_0 p - i\omega p/c)} \quad (2)$$

Här är enligt gängse beteckningar α_0 absorptionskoefficienten för de interna förlusterna i kaviteten, vilken vi antar är jämnt distribuerad längs hela kaviteten och p är den optiska längden per rundtrip.

Dämpningen av signalamplituden är $e^{(-\alpha_0 p)}$ per rundtrip och $e^{(-i\omega p/c)}$ är fasskiftet eller propageringsfaktorn för ett varv i kaviteten. ω är frekvensen på den optiska signalen och c ljusets hastighet inuti resonatorn. För ekv. (2) gäller att rundtrippsförstärkningen alltid är mindre än ett, dvs. $|g_{rt}| < 1$, vilket är giltigt för alla passiva resonatorer, eller laserkaviteter under tröskelvärde för lasring.

För att se hur den externa inkommande signalen E_i kopplas till den cirkulerande signalen E_c i kaviteten och därigenom bättre förstå den resonans som uppstår i kaviteten, får man skriva om ekv. (1) som.

$$\frac{E_c}{E_i} = \frac{it_1}{1-g_{rt}(\omega)} = \frac{it_1}{1-r_1r_2r_3e^{(-\alpha_0p-i\omega p/c)}} \quad (3)$$

Ur ekv. (3) får man att resonans uppstår varje gång frekvensen blir $\omega = \omega_q = q2\pi(c/p)$, där q är ett heltal. En annan förklaring är att $g_{rt}(\omega)$ är en komplex storhet och nämnaren $1-g_{rt}(\omega)$ i ekv. (3) antar sitt lägsta värde var gång $\omega c/p$ blir en multipel av 2π . Följaktligen blir den cirkulerande intensiteten $I_c \equiv |E_c|^2$ större än den inkommande intensiteten I_i vid resonans, men beror också på absolutbeloppet $|g_{rt}(\omega)|$. Förhållandet mellan Intensiteterna vid en given resonansfrekvens $\omega = \omega_q$, ges då av

$$\frac{I_c}{I_i} \Big|_{\omega_q} = \frac{t_1^2}{[1-r_1r_2r_3e^{-\alpha_0p}]^2} \quad (4)$$

Ur ekv. (4) ser man att om de interna förlusterna i kaviteten och spegeltransmitanserna ökar kommer I_c att minska. Om frekvensen ändrar sig bort från resonans, gäller inte ekv. (4) och då kommer enligt ekv. (3) intensiteten i både den cirkulerande och därmed transmitterade signalen att minska mycket snabbt.

Det transmitterade fältet E_t ut genom spegel M2 i figur 1 blir för en ringkavitet eller linjär kavitet.

$$E_t = it_2 e^{(-\alpha_0 p_1 - i\omega p_1/c)} E_c \quad (5)$$

I ekv. (5) är p_1 den optiska väglängden mellan M1 och M2 i kaviteten, vilket genererar termen multiplicerad med E_c . Ekv. (5) kombinerat med ekv. (1) ger den netto transmitterade signalamplituden genom resonatorn, som blir

$$\frac{E_t}{E_i} = \frac{-t_1 t_2 e^{(-\alpha_0 p_1 - i\omega p_1/c)}}{1-g_{rt}(\omega)} \quad (6)$$

för ringkaviteten.

Den passiva optiska resonatorn fungerar alltså i praktiken som ett transmissions filter med periodiskt åtskilda passband, där bredden och höjden på passbands-topparna beror på kavitetens förluster och förhållandet för de ingående spegeltransmittanserna. Detta sker vid ett antal resonansfrekvenser (ω_q) som vanligen går under beteckningen axiella moder. Frekvensintervallet mellan resonanstopparna brukar vanligen benämnas fria spektralbredden.

Regenerativ förstärkning och egenskaper

Om man tillför ett optiskt förstärkande material till ringkaviteten i figur 1 blir formeln för rundtrippförstärkningen $g_{rt}(\omega)$ modifierad något. Antag att det aktiva mediumet har en förstärkningskoefficient, $\alpha_m(\omega)$, och en extra atomär fasförskjutning på $-i\Delta\beta_m(\omega)p_m$, där p_m är längden av det aktiva materialet i ringkaviteten. Ekv. (1) får då den nya formen.

$$g_{rt}(\omega) = r_1 r_2 r_3 e^{(\alpha_m p_m - \alpha_0 p - i\omega p/c - i\Delta\beta_m(\omega) p_m)} \quad (7)$$

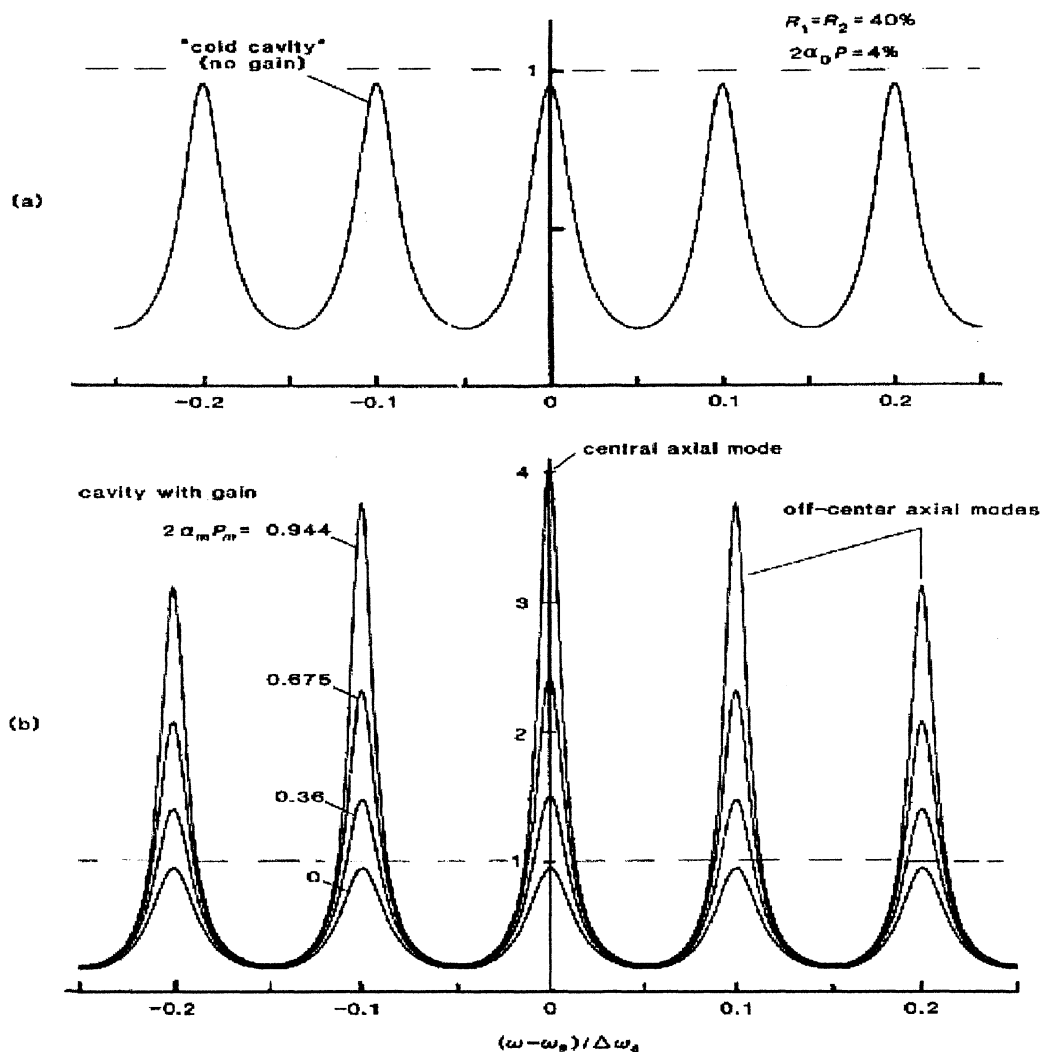
Övriga ekvationer som utvecklades för passiva resonatorer i det förra kapitlet gäller då fortfarande och (7) tillsammans med ekv. (6) ger den totala regenerativa förstärkningen genom ringkaviteten eller loopen.

$$\frac{E_t}{E_i} = \frac{t_1 t_2 e^{[(\alpha_m p_m - \alpha_0 p - i\omega p/c - i\Delta\beta_m p_m)/2]}}{1 - r_1 r_2 r_3 e^{[\alpha_m p_m - \alpha_0 p - i\omega p/c - i\Delta\beta_m p_m]}} = \quad (8)$$

$$\frac{t_1 t_2}{\sqrt{r_1 r_2}} \times \frac{\sqrt{g_{rt}(\omega)}}{1 - g_{rt}(\omega)}$$

Om $g_{rt}(\omega)$ är en växande funktion i intervallet $[0,1]$ kommer den sista termen i ekv. (8) $\sqrt{g_{rt}}/(1-g_{rt})$ också att vara en växande funktion. Detta inträffar givetvis varje gång resonans uppstår i kaviteten som diskuterades i förra kapitlet. Det faktum att man med regenerativ eller positiv återkoppling kan uppnå många gånger högre förstärkning än vid en enkelpassage förstärkning genom det aktiva materialet, är en av de karakteristiska egenskaperna för regenerativa förstärkare. Den andra egenskapen är att detta sker för varje axiell mod inom den atomära förstärkningsprofilen, separerade med fria spektralbredden (2π). I figur 2b illustreras som ett exempel på det ovan nämnda hur den totala transmitterade effekten eller intensiteten beror på ökande rundtrippförstärkning.

Figur 2a visar det typiska utseendet för transmissionen genom en passiv resonator vid resonans, som t.ex. en interferometer eller etalong. Transmissionskurvorna ifigur 2 är plottade som funktion av frekvensen med interna förluster på 4% per runtrip i kaviteten. Vidare är reflektanserna för speglarna i (8) $R_1=R_2=0,4$ och $R_3=1$ dvs. alla speglar förutom inkopplings och utkopplingsspeglarna är totalreflekterande.



Figur 2.

Den regenerativt förstärkta signaleffekten från kaviteten, linjär skala.

(a) Transmission genom kall kaviteten, dvs. passiv resonator utan förstärkning.

(b) Transmission genom samma kaviteten som funktion av ökande rundtripsförstärkning, $g_{rt}(\omega)$.

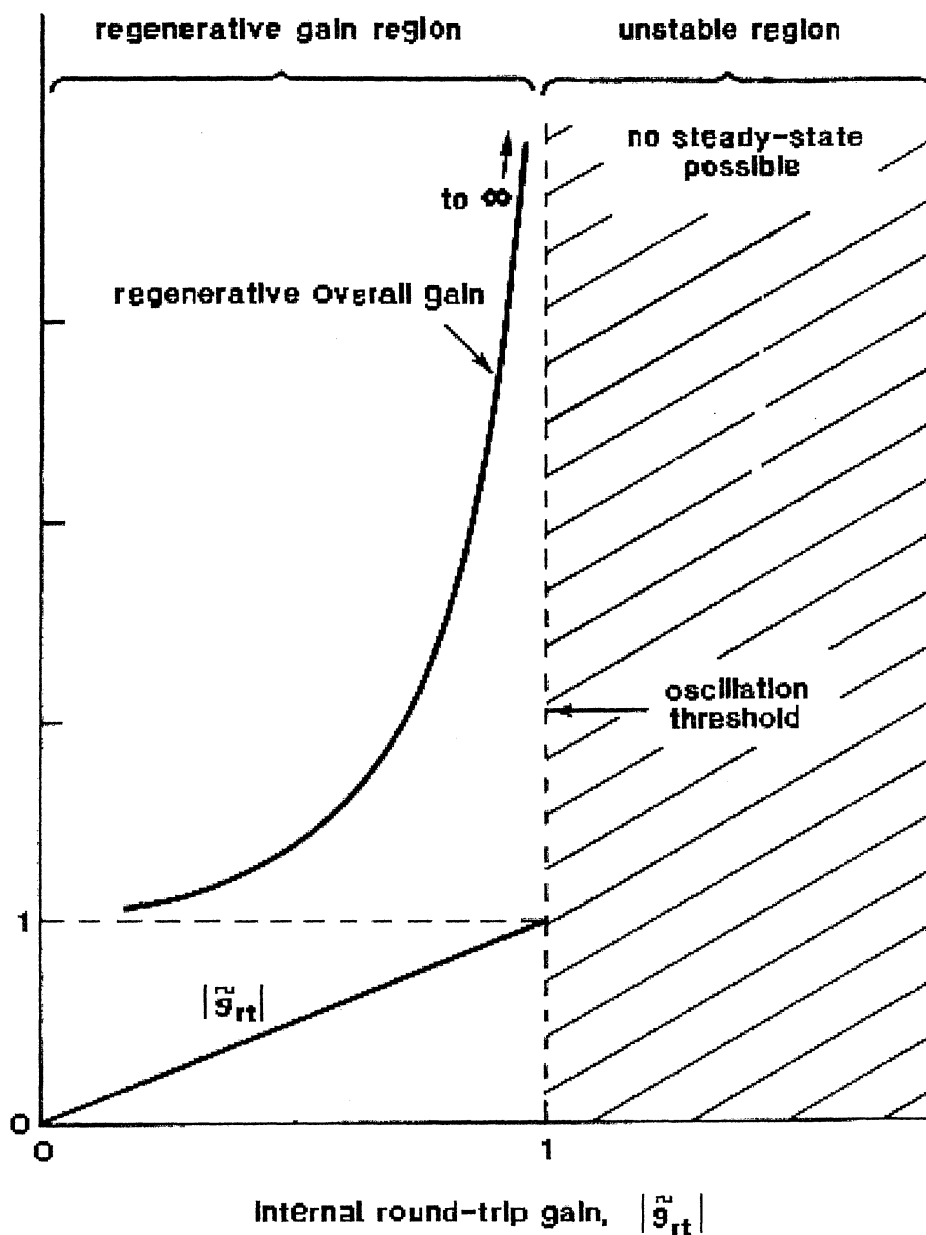
Diagrammen i figur 2 är tagna från ref.5 [Siegman, kap 11].

Ur figur 2b kan man observera att vid resonans blir de regenerativt förstärkta topparna mycket höga och smala då $g_{rt}(\omega)$ närmar sig ett, speciellt den mest centrala. Denna regenerativa återkoppling sker bara för en begränsad bandbredd, då den återkopplade signalen i kaviteten har rätt fas. Men för frekvenser mellan två axiella moder är fasförskjutningen sådan att negativ återkoppling eller degeneration skapas och den cirkulerande intensiteten sjunker och därmed förstärkningen.

Tröskelvärde för lasring

Så länge rundtrippförstärkningen är mindre än ett ($g_{rt}(\omega) < 1$) är den förstärkande kaviteten under tröskelvärdet för lasring och om ingen ny energi (extern signal) tillförs kaviteten, kommer den cirkulerande signalen att minska och försvinna. När $g_{rt}(\omega) = 1$ slutar den regenerativa förstärkaren att fungera som förstärkare, då den blir instabil på grund av att förstärkningen går mot oändligheten. Detta syns tydligt i figur 3 och beror på att $1 - g_{rt}(\omega)$ i (8) går mot noll.

Om rundtrippförstärkningen ökar och blir större än ett ($g_{rt}(\omega) > 1$) kommer en obegränsad signalamplitud att byggas upp inuti kaviteten, vilken i sin tur mättar förstärkningen dvs. populationsinversionen bryts ner och den atomära förstärkningen sjunker. Följden blir att rundtrippförstärkningen sänker sig till precis ett, där ett stationärt självbevarande tillstånd uppstår och där ingen ytterligare signal behöver tillföras utifrån. Med andra ord lasrar systemet och villkoret för att uppnå detta tillstånd är $|g_{rt}(\omega)| = 1$, se också figur 3.



Figur 3.
 Den regenerativa förstärkningen som funktion av rundtripsförstärkningen $g_{rt}(\omega)$ och som visar tröskeln för oscillation eller lasring, $|g_{rt}|=1$.
 Diagrammet är taget från ref. 5 [Siegman, kap 11].

DEN OPTISKA FIBERN

Dopade optiska fibrer

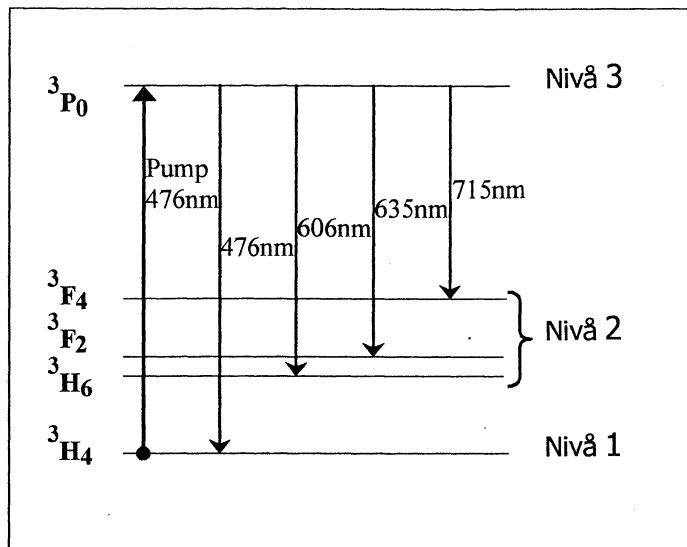
Två olika optiska fibrer av fabrikat Le Verre Floure har använts som förstärkande medium i detta examensarbete. Båda fibrerna är dopade med Pr^{3+} atomer och är i övrigt uppbyggda av zirconiumfluoridglas, i ett hölje av plast, se appendix 1. De två viktigaste skillnaderna mellan fibrerna är kärnans diameter och den numeriska aperturen, vilket gör att de har helt olika förstärkning. I tabell 1 finns de viktigaste data presenterade för fibrerna, benämnda som fiber A och fiber B. I det följande underkapitlet ges karakteristiska egenskaper för Pr:ZBLAN-fibern och i det sista ges en modell och förklaring över fiberförstärkarens funktion och med dess begränsningar.

Typ av fiber	A	B
Kärna & mantel /material	Zirconium Fluoride Glasses ($\text{Pr}:\text{ZrF}_4\text{BaF}_2\text{LaF}_3\text{AlF}_3\text{NaF}$)	
Ø kärna / Ø mantel	4,5 / 125 (μm)	3,0 / 125 (μm)
Numerisk apertur (NA)	0,4	0,15
Gränsvåglängd för enkelmodoperation	2,35 (μm)	0,6 (μm)
Dopning / koncentration	Pr^{3+} / 2000 ppm (parts per million)	

Tabell 1. Karakteristiska data för Pr^{3+} dopad ZBLAN-fiber.

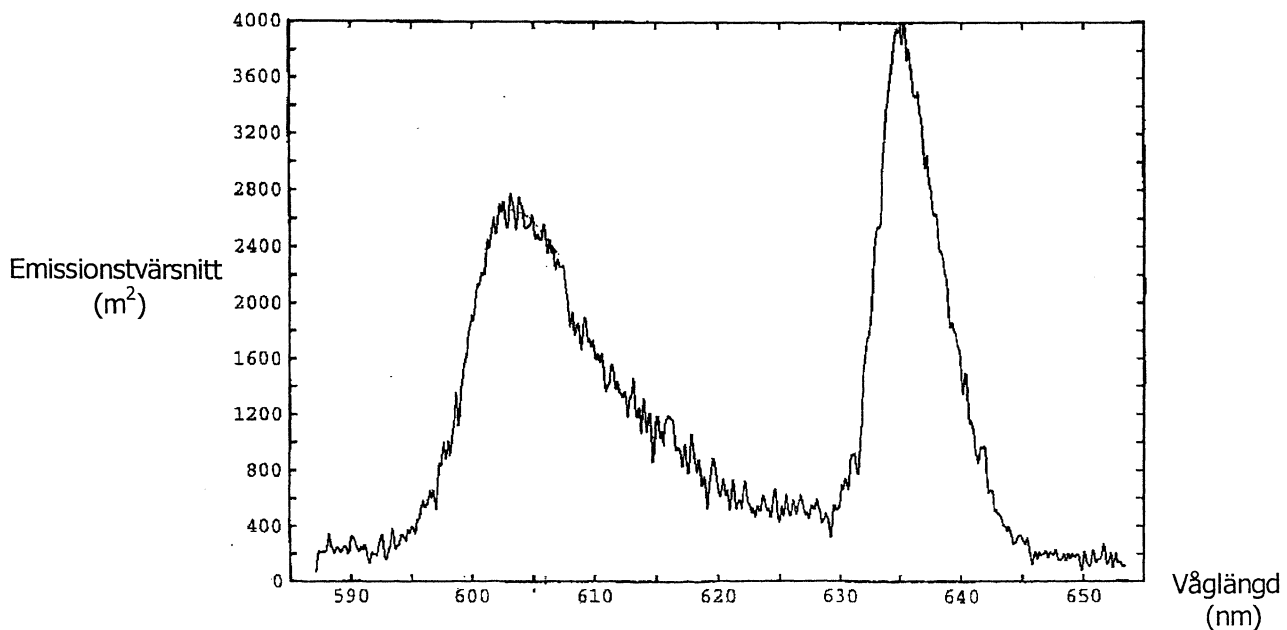
Energivåer i Pr:ZBLAN

I figur 1 illustreras ett diagram över de aktuella energitillstånden i Pr^{3+} atomerna. En Pr^{3+} atom som absorberar en foton (476 nm) från pumlasern exciteras från grundtillståndet $^3\text{H}_4$ till $^3\text{P}_0$, som är det högsta energitillståndet i diagrammet. Från $^3\text{P}_0$ kan emission ske genom övergång till de tre lägre energitillstånden $^3\text{F}_4$, $^3\text{F}_2$ och $^3\text{H}_6$. Från dessa tre energinivåer sker övergång tillbaka till grundtillståndet. Övergången från $^3\text{P}_0$ tillbaka till $^3\text{H}_4$ är också möjlig, men mindre sannolik, då förhållandet för spontan emission ges av $A_{21} \gg A_{32} > A_{31}$, mellan de olika nivåerna, se figur 4.



Figur 4. Energinivådiagram för Pr^{3+} i ZBLAN-glas.

I figur 5 visas fluorescensspektrumet över den spontana emissionen i våglängdsintervallet 500–700 nm, när en pumplaser vid 476 nm har använts som excitationsskälla. Emissionstopparna vid 606 nm respektive 635 nm ses tydligt, vilket motsvara övergångarna ${}^3\text{P}_0$ till ${}^3\text{H}_6$ och ${}^3\text{P}_0$ till ${}^3\text{F}_2$. Bredden på topparna är ca. 1 nm vid 635 nm och 5 nm vid 606 nm. Av fluorescensspektrumet framgår också att förhållandet mellan toppvärdena för emissionstvärsnittet ungefär förhåller sig som $\sigma_{635} \sim 0.7\sigma_{606}$, med $\sigma_{606} \approx 1.5 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$.



Figur 5. Fluorescensspektrum för Pr^{3+} i ZBLAN fibern.

Fiberförstärkaren

Förstärkningen av en signal eller den spontana emissionen med Pr:ZBLAN fibern, sker genom en stimulerad emissions process. Som ett led att förklara förstärkningsprocessen finns i figur 4 ett förenklat nivådiagram utsatta som nivå ett, två och tre. Följande kan sägas gälla för respektive nivå.

- Tre är den övre nivån med en mycket lång livstid, $\tau_3 \sim 47 \mu\text{s}$.
- Två har en betydligt kortare livstid ($\tau_2 \ll \tau_3$) och utgör en relativt snabb övergång tillbaka till nivå ett, grundtillståndet.

Dessa egenskaper gör att pumplaserstrålningen (476nm) på ett effektivt sätt kan bygga upp en populationsinversion mellan nivå tre och två. En annan viktig aspekt är att det inte går att hitta ett principiellt enklare system, eftersom det i praktiken är omöjligt att åstadkomma populationsinversion med mindre än tre nivåer.

Fibern kan i längdriktningen betraktas som ett tjockt aktivt medium. Och en fullständig teoretisk analys av fiberförstärkningen leder fram till ett antal faktorer som komplicerar analysen.

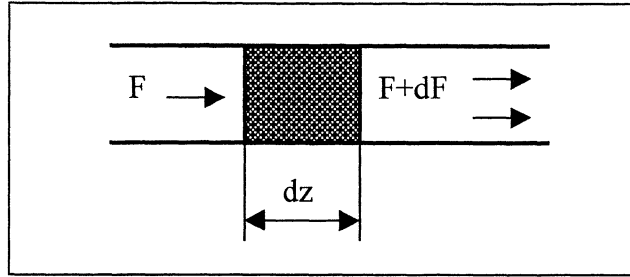
- Pumpeffekten varierar längs med fibern på grund av absorptions- och mättnadseffekter.
- Eftersom den övre nivån (3P_0) är gemensam för alla övergångar till lägre energinivåer och den stimulerade emissionen kan startas av både den externa signalen och den spontana emissionen, uppstår det ett konkurrensförhållande mellan den önskade förstärkta signalen och ASE-signalen (Amplified Stimulated Emission).

Om man bortser från variationer i pumpeffekt och därmed eventuella mättnadseffekter i förstärkningen. Kan man uppskatta den maximala förstärkningen (G_{max}), med en förenklad modell.

Om man allmänt betraktar ett optiskt förstärkande material, som i figur 5, med den totala längden L och emissionstvårsnittet σ . Ges fotonflödets ökning dF ($F = \text{antal fotoner}/\text{m}^2 \text{ s}$), på sträckan dz av

$$dF = \sigma F(N_2 - N_1)dz = \sigma FN_{21}dz \quad (9)$$

här är N_{21} populationsinversionen dvs. $N_2 > N_1$ (antal atomer/volymsenhet).



Figur 6. Fotonflödet ökar dF över dz .

Integration över L av (9) ger,

$$G = e^{\sigma N_{21} L} \quad (10)$$

dvs. fotonflödets förstärkning vid en enkelpassage genom det aktiva materialet.

Om man på liknande sätt betraktar ASE-signalen ut från en ända av Pr:ZBLAN fibern, vid en given våglängd, tex. 635 nm. Får man fotonflödets ökning över sträckan dz som.

$$dF_{ASE} = \frac{\Omega}{4\pi} N_{32} A_{32} e^{N_{32} \sigma_{32} (L-z)} dz \quad (11)$$

På grund av den snabba relaxationen tillbaka till grundtillståndet, är $N_2 \sim 0$ och $N_{32} \sim N_3$. σ_{32} är emissionstvårsnittet mellan nivå tre och två och A_{32} sannolikheten per tidsenhet för stimulerad övergång. Ljuset utbreder sig i fibern med en bestämd vinkel i förhållande till den optiska axeln, centrerad i fiberns kärna enligt ekv. (12),

$$\Omega = \pi(NA)^2 / n_k^2 \quad (12)$$

där n_k är kärnans brytningsindex och NA den numeriska aperturen. Detta leder till att den totala ASE-signalen från fibern, över hela längden L blir.

$$F_{ASE} = \frac{(NA)}{4n_k^2} \frac{\sigma_{32}}{A_{32}} G \quad (13)$$

Där G är förstärkningsfaktorn och ges av.

$$G = e^{N_{32} \sigma_{32} L} \quad (14)$$

En övre gräns G_{\max} för den maximala förstärkningen med Pr:ZBLAN fibern, blir approximativt,

$$G_{\max} = \frac{4n_k^2}{(NA)^2} = \frac{4n_k^2}{\sqrt{n_k^2 - n_m^2}} \quad (15)$$

vilken bara beror på fiberns fysiska parametrar och där n_m är mantelns brytningsindex. Enkelpassageförstärkningen ökar alltså om kärnans brytningsindex ökar eller mantelns brytningsindex minskar.

Den övre gränsen beror på att ASE-signalen mättar förstärkningen. Detta inträffar när den stimulerade emissionsprocessen sker med samma hastighet som pumpprocessen. Detta kan uttryckas med sambandet,

$$F_{ASE}\sigma_{32} = F_{\text{pump}}\sigma_{13} \quad (16)$$

där F_{pump} är fotonflödet från pumplaseren och σ_{13} är absorptionstvårsnittet mellan nivå ett och tre, se figur 4.

På ett liknande sätt kan även den externa optiska signalen mäta förstärkningen, men analysen blir betydligt mer komplicerad. Dels beror detta på att ASE-signalen för respektive våglängd och den externa signalen konkurrerar om den tillgängliga förstärkningen. Dessutom beror det på signalens effekt eller intensitet, som då kan få Pr:ZBLAN fibern att överskrida den maximala effekt som den kan avge, vilket beror på dess längd m.m. Den externa signalens utsträckning i tiden är en annan viktig faktor, då risken för mätnad ökar med signalens varaktighet.

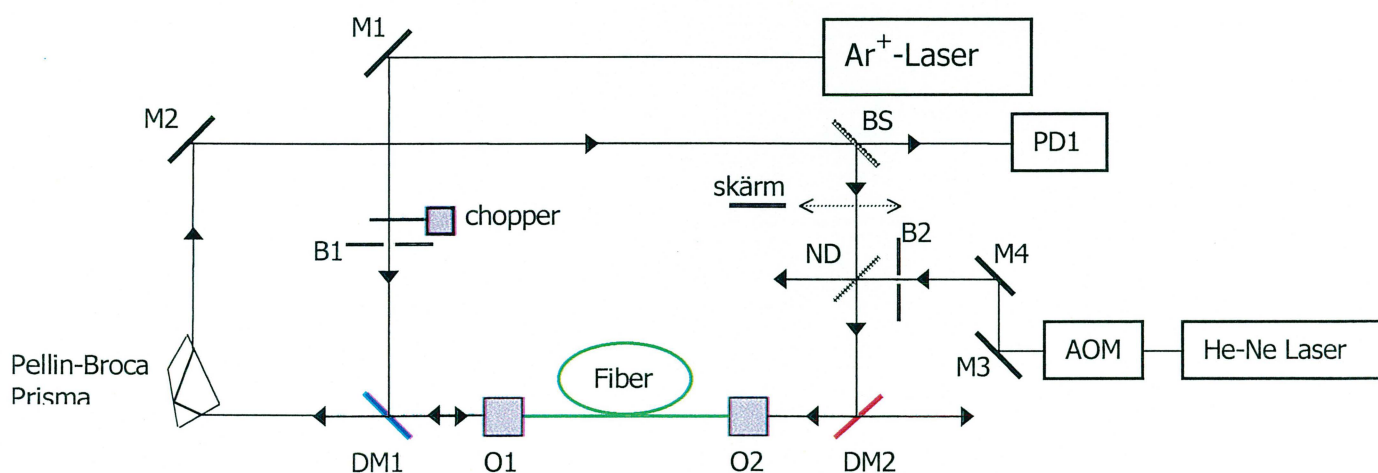
DET EXPERIMENTELLA ARBETET

För att strukturera och belysa viktiga delar av examensarbetet är kapitlet uppdelat i tre underkapitel. Det första behandlar de olika experimentella uppställningar som använts för de gjorda mätningarna. Det påföljande ger en beskrivning och förklaring av det praktiska arbetet i tidsordning, fram till den färdiga regenerativa fiberförstärkaren. I det sista underkapitlet presenteras de viktigaste gjorda erfarenheterna som kan vara till nytta för läsaren, speciellt vid liknande projekt.

De experimentella uppställningarna

De tre optiska uppställningarna som beskrivs här utgör en hjälp för de kommande underkapitlena, då de presenteras i tidsordning. Vidare ger de en översikt av de olika experimentella uppställningarna, följt av ett avsnitt där de använda optiska och elektriska komponenterna förklaras.

De olika experimentella uppställningarna, med strålgång



Figur 7. Den optiska uppställningen för enkelpassageförstärkning eller multipassageförstärkning med Pr:ZBLAN-fibern, med He-Ne lasern som extern signalkälla.

Ljuset från argonjonlasern, i figur 7 reflekteras av spegeln M1 (mirror) och passerar en mekanisk chopper vidare till en dikroisk spegel, DM1. Den dikroiska spegeln reflekterar ljuspulserna vidare till ett mikroskopobjektiv O1 som kopplar in ljuset i den optiska fibern.

Den regenerativt förstärkta signalen kommer då hela tiden att cirkulera medurs i ringkaviteten. Den andra våglängds-selektiva spegeln WSM2, fungerar som utkopplingsspegel och fotodioden PD1 detekterar signalen via M6.

De använda optiska och elektriska komponenterna

Under tiden för examensarbetet har en argonjonlaser av fabrikat Spectra Physics använts som pumpkälla åt Pr:ZBLAN-fibren, vid den diskreta linjen $\lambda=476,5$ nm. Pumpstrålen har sedan pulsats av en mekanisk chopper, för att undvika att vänster fiberända skadas av en allt för hög medeleffekt i pumpljuset. Choppern består i sig själv av en arm fäst vid ett elektromekaniskt relä, som styrs via en elektronikbox. Denna fick i sin tur en repetitionspuls från en dator eller en digital funktionsgenerator. Pumppulserna har haft en tidslängd av 10-15 ms vid en repetitionsfrekvens på 2 Hz.

I de experimentella uppställningarna ovan betecknar O1 och O2 två identiska translatorer med hållare för fibern, som är fastskruvade i det optiska bordet. Vardera hållare har två byglar som fixerar fibern i en skåra och fibern kan sedan förflyttas relativt det 10x mikroskop objektiv, som kopplar in och ut ljuset i fibern, via tre justerbara mikrometerskruvar, dvs. en för varje riktning. Mikroskopobjektiven består av ett antal linser som kompenserar för kromatisk och sfärisk aberation, de är optimerade för en inkommande stråldiameter på ca. 2-3 mm och har en förstoring på 10x, sett med vilande öga. Translatorerna model MDE510 med objektiv är tillverkade av Elliot Martock, se också bilden i figur 10.

De två dielektriska speglarna DM1 och DM2 är dielektriska speglar med låg absorption och fungera som våglängdsberoende stråldelare, dvs. de reflekterar eller transmitterar laserljuset beroende av våglängden på det inkommande ljuset. För en infallsvinkel på 45° har speglarna följande data, DM1: R~99% (476 nm), T~85% (635 nm) och DM2: R~95% (635 nm), T~85% (476 nm). Den dielektriska stråldelaren BS (beam splitter) i figur 7 och 8, hade ett R/T-förhållande på 0,3/0,7. Inkopplingsspeglarna ND (neutral density filter) i figur 7 är ett våglängdsberoende dämpfilter, med en absorption på 34%, reflektans och transmittans på 26% resp. 40%, uppmätta med en effektmätare då ND-filtret var placerad i kaviteten enligt figur 7. De två speglarna WSM1, WSM2 (wavelength selective mirror) är specialgjorda dielektriska speglar, med ett enkelt dielektriskt skikt. De får då egenskapen att de reflekterar allt ljus i ett smalt våglängdsintervall vid 635 nm, som infaller vinkelrätt mot normalplanet och har mycket låg absorption. När spegeln vrids i förhållande till den infallande strålen, ökar transmittansen nästan linjärt.

Det ger möjligheten att styra hur mycket ljus som skall kopplas in respektive kopplas ut ur kaviteten, vilket inte är möjligt med ND-filtret eller den ordinära stråldelaren BS. Övriga använda speglar var multidielektriska speglar, för högsta möjliga reflektans och lägsta möjliga absorption, förutom speglarna M4 och M5 i figur 9 som var metallspeglar med aluminiumskikt.

Det använda Pellin-Broca prisma är ett dispersionsprisma, som placerades i ringkaviteten för att skilja ut den önskade våglängden från ASE-signalen, vid minimal deviation Dvs. prisma justeras så att strålen vid 635 nm böjs av 90° och samtidigt uppnås maximal separation mellan de olika våglängderna. Därmed är det möjligt att blockera de oönskade våglängderna vid 605 respektive 715 (nm) och hindra dem från att cirkulera i ringkaviteten.

Två olika externa optiska signalkällor har använts för de experimentella uppställningarna. Den första är en mindre He-Ne laser från Melles Griot, se figur 7 och appendix 2, som ger en maximal uteffekt på 5 mW vid $\lambda=632,8$ nm kontinuerligt. Den andra optiska signalkällan var en diodlaser (InGaAsP laser diod) från japanska Hitachi med beteckningen HL6320G, se figur 9 och appendix 3.

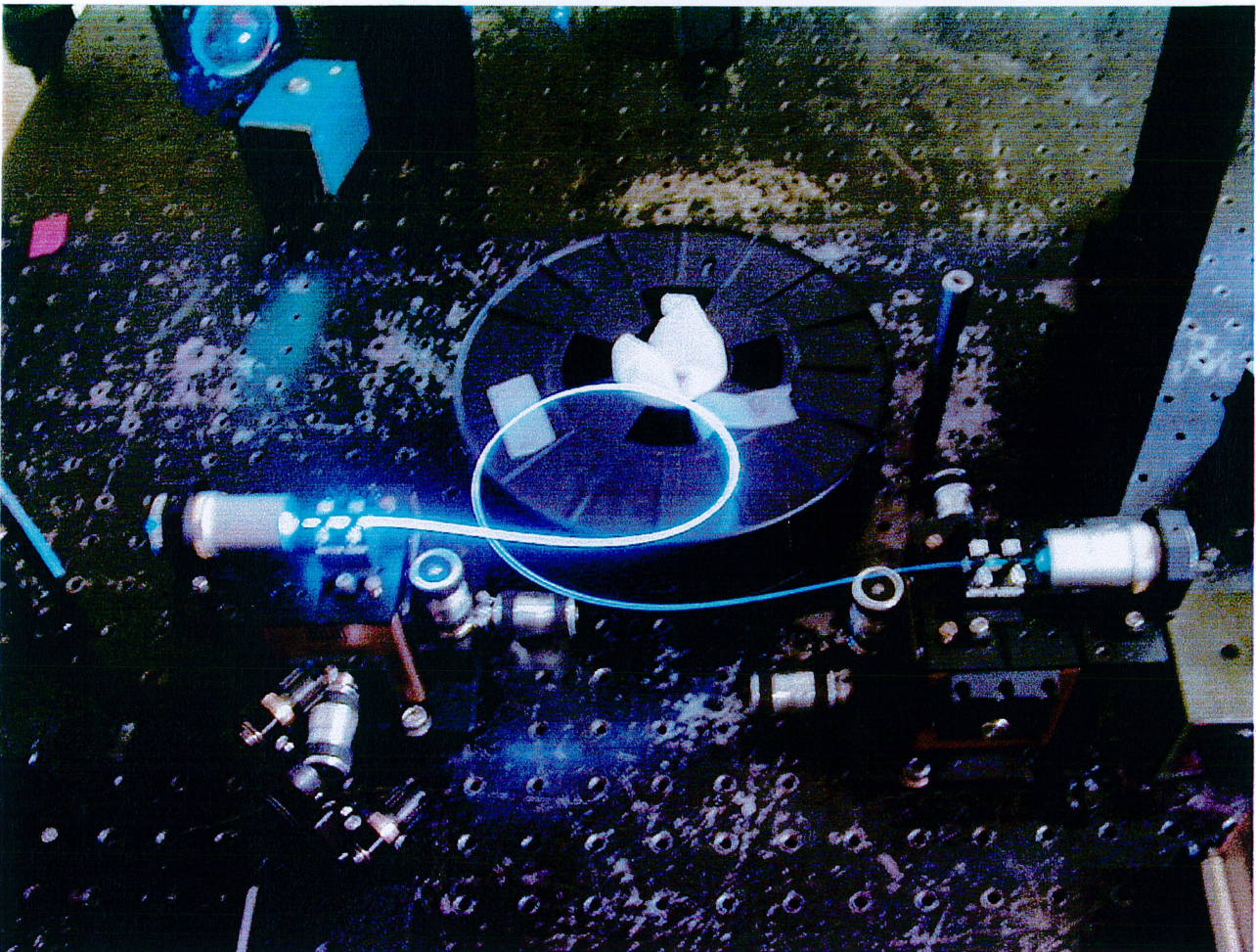
Strömmen till diodlasern och dess temperatur kunde ställas med hjälp av tillhörande styrenhet, vilket gjorde det möjligt att ändra våglängden i små steg, genom att ändra strömmen eller temperaturen. Typiska data för denna laser är en maximal uteffekt på 10 mW och en nominell våglängd på 635 nm.

De optiska pulserna med en varaktighet på 0,5–10 μ s skapades genom att laserstrålen passerade genom en AOM. Den akusto-optiska modulatorens består av en Braggcell vilken diffrakterar ljuset, då en akustisk våg propagerar genom den.

Med de två ingångarna, benämnda V_t och Mod, på en högfrekvensförstärkare, som genererar den akustiska vågen, kan man modulera både frekvens och amplitud för laserstrålen. Pulserna skapades på två sätt, antingen genom att en dator eller genom att en funktionsgenerator genererade en puls till ingången Mod. Den första ordningen i det diffrakterade ljuset användes sedan, medan övriga ordningar blockerades av en bländare B2, se figur 7 och 9.

Två olika fotodioder användes för att detektera de förstärkta pulserna eller ASE-signalen. PD1 var en Hamamatsu, modell S3999 med ett linjärt mätområde i våglängdsintervallet 320 – 1000 nm och PD2 en Centronic AEPX65. Båda fotodioderna hade samma känslighet på 10 mV per mW och samma stigtid på 1 ns.

Vidare var fotodioderna kopplade till ett minnesoscilloskop, med vars hjälp bilder av den detekterade signalen kunde sparas till en dator. Från datorn skickades också en triggpuls till den digitala funktionsgeneratoren och till styrenheten för den elektromekaniska choppern. På så vis kunde pumppulserna och signalpulserna synkroniseras och pulsfrekvensen regleras.



Figur 10.

Fotot som är taget med en digitalkamera visar Pr:ZBLAN-fibern och de två translatorerna med mikroskopobjektiv. Läggs speciellt märke till det fluorescensljus som läcker ut genom manteln dvs. vinkelrätt mot utbredningsriktningen. I det här fallet kommer pumpljuset in mot vänster objektiv i bilden och man ser att absorptionen nästan är total, genom att det läckande fluorescensljuset avtar längs med fibern, vilket beror på låg kopplingseffektivitet för pumpstrålen in i fibern. Ljusfläcken som syns på höger objektiv är sammansatt av ASE-signalen och icke absorberat pumplyus. På bilden syns också hållarna på respektive translator med de två fjädrande armarna och de tre mikrometerskruvar som används för att justera fiberns läge, relativt objektivet. Dessa används för att justera in och utkopplingen av ljus i fibern.

Konstruktionen av den regenerativa fiberförstärkaren

Redan i inledningen av examensarbetet blev det bestämt att den enda passiva resonatordesign som kunde komma i fråga, var en ringkavitet. En linjär kavitet hade nämligen gjort det omöjligt att undvika reflektion av den förstärkta signalen, tillbaka in i den externa optiska signalkällan, vilket skulle påverka stabiliteten hos denna. I samband med detta valdes en He-Ne laser (632,8 nm) som signalkälla, då det från början var givet att övergången vid 635 nm skulle användas. Detta val föll sig naturligt eftersom emissionstoppen vid 635 nm är den största och därmed är också förstärkningen störst vid 635 nm, se figur 5. Men också på grund av tidigare gjorda erfarenheter och resultat vid 605 respektive 635 nm, då man bl.a. gjorde experimentella mätningar av fiberförstärkningen^{3,4}. Det lades upp en plan för det praktiska konstruktionsarbetet som gick ut på att en enkelpassage fiberförstärkare först konstruerades, för att sedan gå vidare och bygga ut uppställningen till en multipassage eller regenerativ fiberförstärkare. Anledningen till detta var att man på så vis kunde prova ut olika optiska komponenter, som fiberförstärkare, speglar m.m. och eventuellt göra kompletterande mätningar av enkelpassageförstärkningen. Det var också önskvärt att ringkaviteten skulle ha så låga absorptionsförluster som möjligt, på grund av att man då inte behövde pumpa fibern med så höga effekter. Konsekvensen av ökande absorptionsförluster blir att man måste pumpa fibern med allt högre effekter dvs. ökande enkelpassageförstärkning. I den bakom detta resonemang är att man med relativt låg enkelpassageförstärkning och regenerativ återkoppling, åstadkommer hög multipassageförstärkning.

Den experimentella uppställningen i figur 7 var alltså delvis känd sedan tidigare och valet av övriga optiska eller elektriska komponenter, begränsades till M2, M3, M4, BS och ND. Spegelarna valdes för sin höga reflektans och låga absorption, BS och ND för att de hade önskat reflektion / transmissions förhållande. Men tyvärr hade ND-filtret också en ganska kraftig absorption, vilket inte var önskvärt. Enkelpassageförstärkningen mättes som funktion av pumpeffekten för två olika fibrer, typ A (19 cm) och typ B (21,5 cm), se tabell 1 sidan 11, genom att skärmen i figur 7 fördes in i strålgången, se vidare sidan 16. Vidare jämfördes multipassageförstärkningen med enkelpassageförstärkningen med både ASE-signalen och den externa signalen för ökande pumpeffekter, genom att skärmen förflyttades in och ut ur strålgången. En ökning av multipassageförstärkningen på ca. 10% relativt enkelpassageförstärkningen noterades och föranledde att de totala absorptionsförlusterna i ringkaviteten kontrollerades. Mätmetoden som användes gick ut på att förlusterna mättes upp för varje enskild optisk komponent i loopen, med en effektmätare.

Effekten från He-Ne-lasern (ej pulsat) mättes i loopen efter ND-filtret och efter ett varv innan ljuset passerat ND-filtret, se figur 7 och då transmittansen genom ND-filtret var känd ($T \approx 0,4$), kunde absorptionsförlusterna uppskattas till 99,5 %. Detta innebar att det krävdes en enkelpassageförstärkning på ca. 200, för att kompensera för förlusterna per varv i kaviteten och därmed uppnå tröskelvärdet för lasring. Då de dittills använda båda fibrerna ej gav tillräckligt hög förstärkning, provades en längre Pr:ZBLAN-fiber av typ B på 48 cm.

Arbetet inriktades nu på att uppnå lasring vid 635 nm ,då multipassageförstärkningen är som störst precis innan systemet börjar självoscillera, som diskuterades i kapitlet " regenerativ förstärkarteorin", se speciellt figur 3. Avsikten var också att när väl lasring hade åstadkommit, minska pumpeffekten så att systemet befann sig precis under tröskelvärdet för lasring och där mäta enkelpassageförstärkningen och multipassageförstärkningen. Ett problem som uppstod i samband med detta, var att visuellt upptäcka att lasring skedde i ringkaviteten. Ett annat problem var att man inte kunde kontrollera hur stor del av ASE-signalen som åter kopplades in i fibern, efter en rundtrip medurs eller moturs. Förlusterna minskades då genom att BS byttes ut mot spegeln M5 och ND-filtret togs bort ur loopen, se figur 8. För den experimentella uppställningen figur 8 utfördes sedan två olika mätningar, se vidare resultat och analys sidan 31. Multipassageförstärkningen mättes också genom att ND-filtret sattes tillbaka in i ringkaviteten igen och en multipassageförstärkning på 1,3 gånger enkelpassageförstärkningen uppmättes. Detta var en förhållandevis låg skillnad och efter en diskussion bestämdes det att en ny extern signalkälla skulle provas. Då det antogs att den viktigaste anledningen till att multipassageförstärkningen inte var större vid jämförelsen, måste bero på att He-Ne laserns våglängd på 638,2 nm var alltför långt bort, från den relativt smala emissionstoppen vid 635 nm, med en halvvärdesbredd på ~ 5 nm. Detta hade konsekvensen att Enkelpassageförstärkningen vid 632,8 nm var mycket mindre och detta hade inte förutsetts. Den delvis nya uppställningen med diodlasern ses i figur 9 och efter diverse arbete med uppställningen gjordes en första mätserie, se resultat och analys sidan 33. En andra mätserie gjordes också med den skillnaden att fibern nu var kortare med en längd på 38,5 cm. För denna mätserie sparades en del oscilloskopsbilder som finns presenterade i resultaten. Vidare genererades störningar för att undersöka hur systemet reagerade på dessa, vid lasring och hur de påverkade den regenerativt förstärkta signalen. Vid samma mättillfälle varierades också våglängden på diodlasern, genom att strömmen till laserdioden eller temperaturen ändrades. Detta gjordes för att prova om det kunde detekteras några skillnader i den regenerativt förstärkta signalen och samtidigt mättes också kvoten mellan enkelpassageförstärkning och multipassageförstärkning.

Erfarenheter från det experimentella arbetet

De erfarenheter som tillkommit under examensarbetets gång kan sammanfattas till att gälla två viktiga områden. Dels erfarenheter från arbetet med Pr:ZBLAN-fibern och för det andra arbetet med att bygga upp ringkaviteten och injustering av strålgången i denna. Vidare är avsikten att läsaren med hjälp av detta underkapitel och det tidigare skrivna, skall kunna upprepa eller applicera dessa erfarenheter, för att bygga upp en regenerativ fiberlaser eller en regenerativ fiberförstärkare.

Pr:ZBLAN-fibern

Erfarenheterna från arbetet med Pr:ZBLAN-fibern kan sammanfattas i två huvudområden. Det första är hur man tar bort fiberns plasthölje och skär till fibern med en Ericsson fiberskärare, modell EFC-11. Det andra är hur man kopplar in ljus i fibern, med hjälp av mikroskopobjektiven på translatorerna. En av aspekterna från det praktiska arbete är att man alltid måste handskas mycket försiktigt med denna typ av optisk fiber, då den går av eller knäcks mycket lätt, på grund av att ZBLAN inte är lika robust som kisel baserade fibrer.

Borttagning av plasthöljet och tillskärning av fibern

Nedan ges en arbetsgång för borttagning av plasthöljet samt tillskärning av fibern. Detta skall ses som ett försök att sammanställa de samlade erfarenheterna och utgör en rekommendation.

1. Tvätta först fibern genom att doppa ner den i en behållare med metanol eller genom att använda en pipett, torka sena av den med papper avsett för spegelrengöring. Upprepa denna behandling om fibern inte blivit ren.
2. Stoppa ner fibern i en behållare som innehåller en blandning av diklormetan och metanol, med förhållandet 2/1. Fibern stoppas ner i lösningsmedlet så att 2,5 – 3,0 cm täcks, under 20 – 30 minuter.
3. Fibern tas upp ur lösningsmedlet och tvättas med metanol, men ska inte torkas av med papper, då metanolen fungerar som smörjmedel. Försök nu att med ett linsrengörings-papper indränkt i metanol att försiktigt dra av den upplösta plasthöljet. Om plasthöljet inte lossnar eller bara delvis lossnar, upprepa 1. Om detta inte hjälper måste punkt 2 upprepas igen, men tiden kan kortas ner till ca. 10 minuter. Detta förfarande upprepas sedan tills plasthöljet är borttaget.

-
4. Den nakna fiberändan rengörs med metanol och linspapper, detta görs också med skärmaskinen om så behövs. Fibern placeras i skåran som löper i skärmaskinen och höger fiberklämman stängs, men så att fibern ej sticker ut på höger sida om klämman.

Tag nu tag i fibern med vänster tumme och pekfinger, precis vid Skärmaskinens vänstra sidas slut. Vrid fibern åt något håll ungefär 1/3 Varv, medan höger hand styr fibern så att den håller sig rak eller nästan rak. Upprepa detta tre gånger så att fibern vridits ca. ett varv. Nästa steg är att stänga den vänstra klämman och fibern får då inte sträckas. Skärmaskinen har en spak som fälls ned och fibern sträcks, så att rätt spänning för den fastklämda fibern erhålls. Om höger klämman inte rör sig måste vänster klämman lossas och vridningen av fibern upprepas. Om detta inte utförs kommer fibern att skäras av med ultraljudskniven, så att fibern får en rak ändyta utan någon vinkel, vilket inte är önskvärt. I annat fall erhålls en fiberända med några graders vinkel.

Det som nämnts under punkt 4 är ett svårt moment, då den använda fiberskäraren är avsedd att skära raka eller vinkelräta ändytor. Det underlättar också om man är två personer, då den andra personen kan stänga den vänstra klämman, vilket är svårt att göra ensam. Metoden kräver dessutom en viss träning och fingerfärdighet.

Inkoppling av ljus i fibern

Den beskrivning som ges härunder gäller för inkoppling av ljuset från argonjonlasern (pumplasern), se figur 7 m.fl.. Den kan sägas gälla även för andra optiska källor (lasrar), med det undantaget att strålens diameter, utseende och divergens, kan påverka resultatet. Laserljuset kan i så fall behöva korrigeras med ytterligare optiska komponenter, såsom linser eller speglar, för att optimera kopplingseffektiviteten. Det rekommenderas att inte använda fiberns pumpvåglängd (476,5 nm), utan byta till den gröna linjen med $\lambda = 496,5 \text{ nm}$, som dessutom har ungefär samma maximala uteffekt (1,2 W). Förklaringen till detta är att det inte är möjligt att mäta kopplingseffektiviteten med en effektmätare, på grund av den kraftiga absorptionen vid 476 nm. Fibern absorberar även vid 496 nm, men den är betydligt mindre och fibern fluorescerar endast svagt och endast vid hög kopplingseffektivitet, > 50 %.

En varning utfärdas här en gång för alla, blockera alltid laserstrålen från att träffa Pr:ZBLAN-fibern då högre uteffekter än 100 mW från argonjonlasern används!. Pr:ZBLAN-fibern klarar maximalt ca. 150 mW kontinuerligt utan att skadas.

Det första arbetsmomentet när man ska koppla ljus in i Pr:ZBLAN-fibern är att placera den i sitt linjära läge i förhållande till mikroskopobjektivet. Detta görs genom att de tre mikrometerskruvarna på translatatorn skruvas, så att de befinner sig mellan sina ändlägen. Därefter placeras fibern i spåret mittemellan objektivet och fiber-hållarens vänstra kant och fixeras eller kläms fast med armen närmast objektivet och sedan med den andra.

Nästa moment är att blockera den kontinuerliga strålen från argonjonlasern precis framför O1 och kontrollera uteffekten vid 496 nm. En effekt på 20 – 40 mW, uppmätt mellan DM1 och O1 är lagom. Justera nu de två speglarna M1 och DM1, så att strålen mellan DM1 och O1 inte har något skift i höjddled eller sidled och träffar objektivet i centrum. Börja med att ställa in M1 och sedan DM1 och upprepa detta tills resultatet blir bra och rör efter detta inte spegel M1 mer. Detta moment kräver att man använder en linjal för inställningen i höjddled.

Justera nu fiberns läge relativt objektivet i längdriktningen så att fiberändan träffas av den fokuserade strålen, om inget ljus kopplas in i fibern, justera då också fiberns läge i höjddled och sidled. Om det fortfarande inte kopplas in något ljus i fibern, måste DM1 svepas i sidled och sedan i höjddled. Denna procedur kan också utföras i omvänd ordning och resultatet beror tyvärr på att man ska ha lite tur. Fibern som är skuren med en liten vinkel är godtyckligt placerad i translatatorn och det är omöjligt att för blotta ögat avgöra dess orientering och därmed hur fibern skall placeras relativt den fokuserade strålen. Detta arbete kan vara tidskrävande för den ovane, men när väl lite ljus är inkopplat i fibern fortsätter man bara att justera mikrometerskruvarna på translatatorn och sedan de som justerar DM1. Detta görs växelvis tills kopplingseffektiviteten inte ökar mer vid justering av DM1. Man fortsätter här efter att växelvis och i bestämd ordning att justera mikrometerskruvarna och då justeringen av respektive skruv är liten, rekommenderas det att använda effektmätaren. Det är inledningsvis relativt lätt att se hur inkopplingen av ljuset i fibern ökar, men effektmätaren, som placeras efter O2, är ett måste i slutskedet, då det inte visuellt går att avgöra om kopplingseffektiviteten ökar eller minskar. När inte kopplingseffektiviteten ökar mer dvs. mätt med effektmätaren, kontrolleras effekten framför O1 igen och en kopplingseffektivitet på 50 % eller mer är rimligt.

Innan våglängden på argonjonlasern ändras till pumpvåglängden 476 nm, bör man också kontrollera att laserstrålens kvalitet ut från andra ändan av fibern är bra. Detta görs enklast genom att O2's mikrometerskruvar ställs in på samma sätt som O1 och laserstrålen ska då ha ungefär samma spatiala egenskaper, som den inkommande mot O1.

Speciellt får strålflecken bara ha ett centrum och om flera är synliga betyder det att ljuset delvis också koplats in genom fiberns mantel. I så fall är infallsvinkeln mot O1 och därmed mot fibern felaktig och arbetet med att koppla in ljuset i fibern måste då helt eller delvis göras om.

När våglängden är ändrad (476 nm) måste man kontrollera och i de flesta fall justera translatatorns skruvar igen, då våglängdsbytet i regel skiftar strålen något. Detta görs med våglängden hos effektmätaren inställd för fluorescensljuset från fibern, i det här examensarbetet valdes den spontana emissionen vid 635 nm. Efterhand som erfarenheterna av det praktiska arbetet byggs upp, kan man gå över till att direkt koppla in pumpstrålen i fibern, då man vet hur mycket den uppmätta spontana emissionen motsvarar i procent av kopplingseffektiviteten. Inkopplingen av de externa signalkällorna via O2, görs på samma sätt.

Injustering av strålgången i ringkaviteten

I detta avsnitt ges en beskrivning av hur injusteringen av strålgången kan genomföras, för de experimentella uppställningarna, i figur 7,8 och 9. Beskrivningen kan också sägas gälla andra typer av ringkaviteter, då injusteringen av strålgången utgör ett allmänt problem. Valet av komponenter har behandlats tidigare i detta kapitel och kavitetslängden kan väljas godtyckligt efter önskemål. Om man utgår från uppställningen i figur 8, består den rektangulära ringkaviteten eller loopen av prisma , M2, M5 och DM2. De optiska komponenter som tillkommer i figur 7 och 9 ändrar inte strålgången, utan tillför bara en translation av strålen i sidled, både för strålgången medurs och moturs. Vidare är en kontinuerlig uteffekt på 20 – 40 mW från argonjonlasern lagom för detta arbete.

Man startar med att först justera prisma så att den röda strålen (635 nm) träffar centrum av spegel M2 och som då har deviationsvinkeln 90° genom prisma. Prismat's position skall inte ändras efter detta. På samma sätt justeras M2 så att strålen träffar centrum av M5, detta upprepas sedan för M5 och DM2. Vid justering av DM2 måste ett gult filter användas, se figur 8, som absorberar det blå pumpljuset. Filtret placeras så nära O2 som möjligt och det röda ljuset ska sammanfalla med ASE-signalen som går moturs i kaviteten, precis i centrum av dess ljusfläck. Bländaren B2 är insatt för att blockera den orange strålen (605 nm) respektive den gröna (715 nm) och bör placeras så nära DM2 som möjligt.

Nästa moment är att justera speglarna för ASE-signalen med riktning moturs i ringkaviteten. DM2 justeras så att ASE-strålen från O2 sammanfaller med den röda strålflecken på M5.

Detta upprepas för M5 och M2, så strålfäckarna slutligen sammanfaller på M2. Det är vanligtvis nödvändigt att justera en av mikrometerskruvarna på O2, för att få tillräckligt bra fokus av ASE-signalen's ljusfläck på respektive spegel. Detta arbetssätt upprepas sedan först för den röda strålen med riktning medurs och sedan för ASE-strålen moturs, tills de är helt parallella och sammanfaller med varandra.

Optimering av den regenerativa återkopplingen

Det sista steget i injusteringen av ringkaviteten består i att optimera inkopplingseffektiviteten för O2 dvs. inkopplingen av den röda strålen i fibern, som gjort en rundtripp i loopen. Detta görs genom att man för tillräckligt hög pumpeffekt i pumppulserna, som inte ändras, finjusterar M5, DM2 och mikrometerskruvarna på O2, samtidigt som den regenerativt förstärkta signalen (635 nm) studeras på ett oscilloskåp, via PD1 i figur 8. Lämpligen justeras de båda speglarna först och sedan O2 och eventuell ökning i multipassagesförstärkning relativt enkelpassagesförstärkningen, studeras på oscilloskåpet genom att strålgången blockeras mellan O2 och DM2.

Inkoppling av den externa signalen i ringkaviteten

Efter att injusteringen av strålgången i ringkaviteten är gjord, kan en extern signalkälla kopplas in i loopen, som i figur 7 och 9. Vid inkopplingen av signalkällan ska dess ljusfläck sammanfalla med ASE-signalen, på inkopplingspegeln (ND , WSM1). Inkopplingspegeln justeras sedan så att signal och ASE-signal sammanfaller på DM2 och ska då vara parallella och sammanfalla precis framför O2. För att detta ska lyckas är det viktigt att speglarna innan inkopplingspegeln är noggrant justerade.

Kommentarer

Om ljuset från argonjonlasern var en perfekt kollimerad stråle och Kopplingseffektiviteten för pumpstrålen via O1 var mycket hög, 80 – 90 %, vilket är möjligt att uppnå, skulle ASE-signalen från O1 medurs i ringkaviteten också vara en kollimerad stråle. O2 skulle då i sin tur ha samma inställningar som O1 och förlusterna via O1 och O2 minimeras. Då strålen från argonjonlasern är divergent kommer ASE-signalen att vara konvergent och med en fokallängd som varierar med inställningen av O1. Detta medför att fokus hamnar någonstans i ringkaviteten och att en divergent stråle ska kopplas in i fibern via O2.

Då de båda använda signalkällorna är divergenta, kan man utan korrigerande optik uppnå tillräckligt hög kopplingseffektivitet via O2, både för ASE-signalen och den externa signalen.

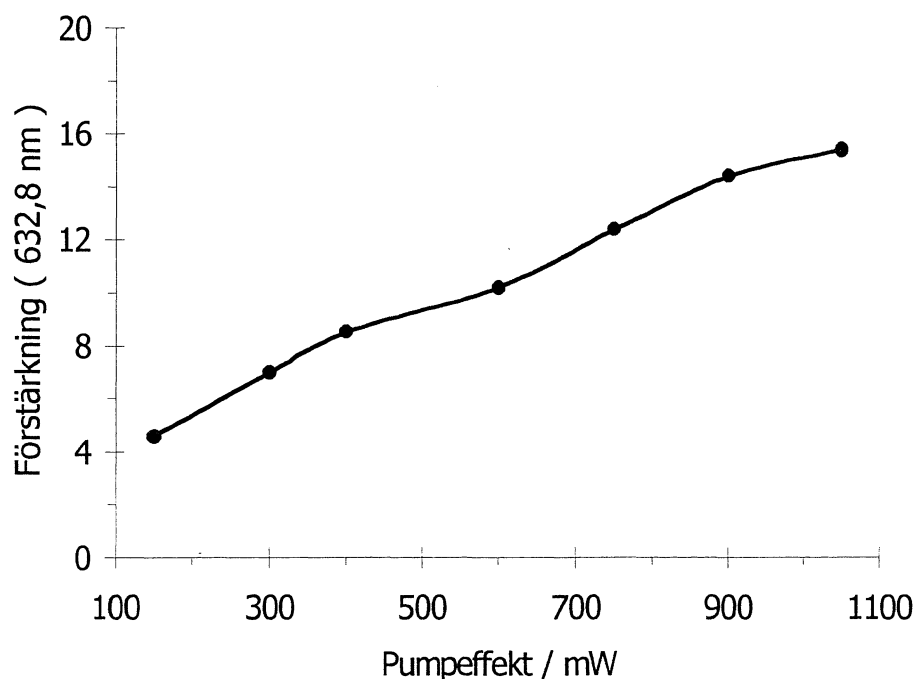
RESULTAT OCH ANALYS

Experimentella data med He-Ne lasern

För den experimentella uppställningen i figur 7, se sidan 16, gjordes två mätningar av enkelpassageförstärkningen som funktion av pumpeffekten. Mätningarna utfördes med två olika Pr:ZBLAN-fibrer, där den första fibern var av typ A med en längd på 19 cm och den andra fibern var en typ B med en längd på 21,5 cm, se tabell 1 sidan 11.

För att undvika att lasring skulle kunna uppstå mellan fiberns ändytor, eller mellan en fiberändyta och någon annan av de optiska komponenterna i uppställningen, beskars fiberändarna så att de fick en vinkel på 2°–5°. Om fibrerna hade haft vinkelräta ändytor, hade en enkelpassageförstärkning på

$G = \exp(N_{32}\sigma_{635}L) \approx 25$ vid 635 nm räckt för att lasring skulle kunna uppstå mellan fiberns ändytor, på grund av de 4% av ASE-signalen som då hade reflekterats vid varje ändyta.



Figur 10. Enkelpassageförstärkning vid 632,8 nm som funktion av pumpeffekten. Experimentell uppställning enligt figur 7, med Pr:ZBLAN-fiber av typ A med längden 19,0 cm.

Förstärkningskurvan för fiber A vid våglängden 632,8 nm är plottad i figur 10 som funktion av pumpeffekten och en maximal förstärkning på $G=15$ erhöles för pumpeffekter på 1050 mW. För fibern av typ B erhöles en maximal förstärkning på $G=17$ vid en pumpeffekt på 800 mW.

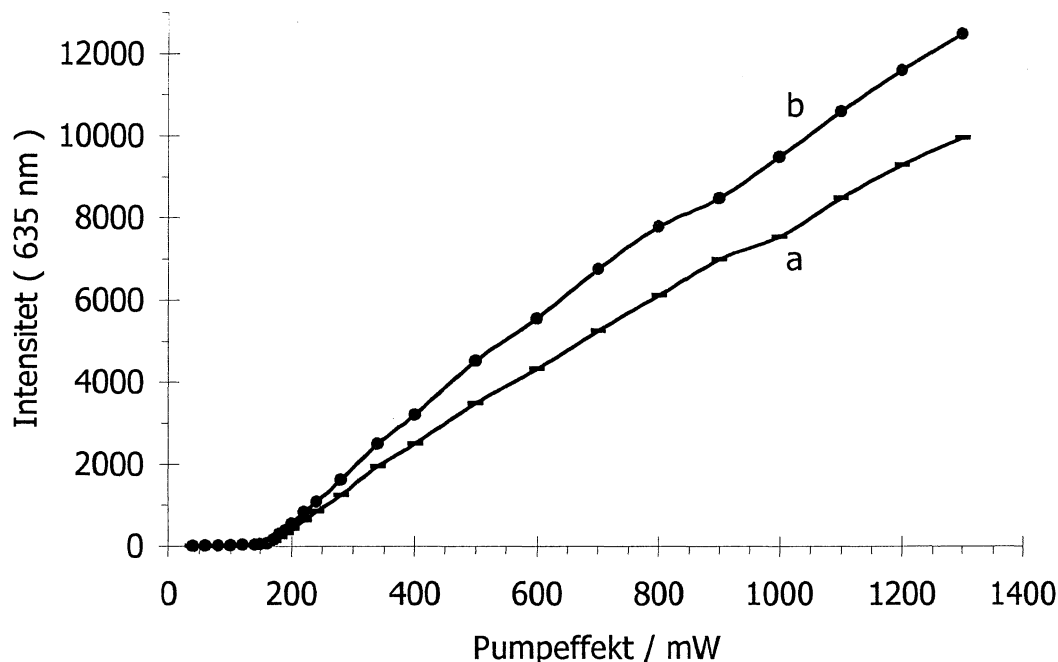
För båda mätserierna gäller att pumpeffekten uppmättes framför spegeln DM1 och pumppulserna hade en tidslängd på 15 ms, med en repetitionsfrekvens på 2 Hz. Pumppulserna kopplades in i fibrerna via O1 med en effektivitet som varierade mellan 55 – 65 %. Signalpulserna från He-Ne lasern hade en varaktighet på 10 μ s och var synkroniserade med pumppulserna. Signalpulserna kopplades in i fibern enligt figur 7 och kopplingseffektiviteten varierade mellan 30 – 40 %.

Resultaten kan jämföras med den övre gränsen för enkelpassageförstärkningen för de båda fibertyperna, som ges av ekv. (15). Enligt (15) är en förstärkning på $G_{\max}= 56$ möjlig för fibertyp A och för fibertyp B är motsvarande maximala förstärkning, $G_{\max}= 400$. För att realisera denna höga förstärkning måste en tillräckligt lång Pr:ZBLAN-fiber användas, ca. 40 – 50 cm. Eftersom det dessutom krävs höga pumpeffekter bör en hög kopplingseffektivitet eftersträvas, inte minst för att motverka termiska skador på fiberändan.

Vidare mättes multipassageförstärkningen av ASE-signalen vid 635 nm med fiber B och en ökning på 10% relativt enkelpassageförstärkningen noterades, för pumppulser på 800 mW. Däremot kunde ingen skillnad i multipassageförstärkning relativt enkelpassageförstärkningen konstateras med He-Ne lasern som signalkälla, vid 632,8 nm. Anledningen till detta är att emissionstvärsnittet vid 632,8 nm har minskat betydligt relativt emissionstoppen vid 635 nm och det inbördes förhållandet ges approximativt av $\sigma_{632,8} \approx 0,5\sigma_{635}$, se figur 5 sidan 12. Detta medför i sin tur att enkelpassageförstärkningen vid 632,8 nm minskar och ges approximativt av, $G_{633} \approx [G_{635}]^{1/2}$, se ekv. (14).

De totala förlusterna uppmättes till 99,0 - 99,5 % per rundtrip i ringkaviteten. Detta medför att en enkelpassageförstärkning på ~ 200 var nödvändig för att säkert nå upp till tröskelvärdet för lasring. Detta var ett av målen för det experimentella arbetet, då multipassageförstärkningen är som störst strax under tröskelvärdet för lasring.

Regenerativ förstärkning och lasring

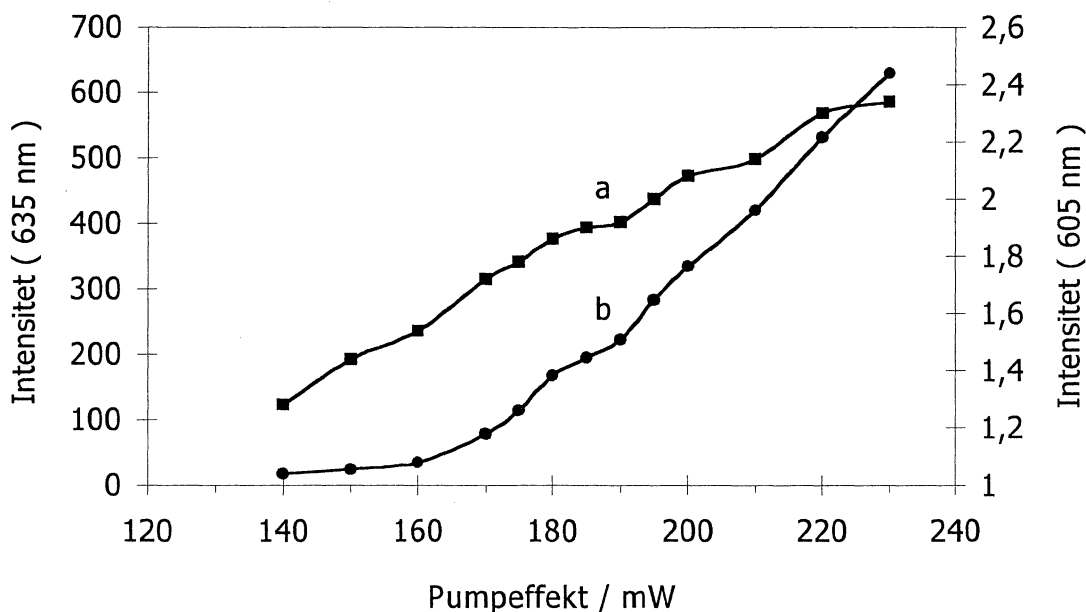


Figur 11a. (streck) Multipassageförstärkning av ASE-signalen vid 635 nm. Intensiteten i pulserna är uppmätt med PD1, för riktningen medurs i ringkaviteten enligt figur 8.

11b. (cirklar) Multipassageförstärkning av ASE-signalen vid 635 nm och de enkelpassageförstärkta ASE-signalerna vid 605 respektive 715 nm, med riktningen moturs i ringkaviteten. Intensiteten är uppmätt med PD2.

I den experimentella uppställningen i figur 8 användes en Pr:ZBLAN-fiber av typ B, med en längd på 48 cm. I figur 11 är multipassageförstärkningen av ASE-signalen vid 635 nm plottad som funktion av effekten i pumppulserna, för båda riktningarna i ringkaviteten. Pumppulserna hade en tidslängd på 10 ms och medförde att lasring skedde pulsat, med samma tidslängd. Effekten i pumpstrålen mättes framför spegeln DM1 och pulserna kopplades in i fibern med en effektivitet på 60 – 70 %. I figur 11 syns "knät" eller tröskelvärdet för lasring tydligt och inträffar ungefär vid 160 mW pumpeffekt för båda riktningarna. DM2 fungerar som utkopplingspegel och ca. 5 % av den cirkulerande intensiteten passerar spegeln till PD1 och PD2. På grund av att DM2 inte är symmetriskt placerad i kaviteten, är intensiteten i de detekterade pulserna med riktning moturs 25 – 30 % större.

Detta är den största orsaken till de uppmätta skillnaderna i intensitet, för de båda riktningarna i figur 11, men beror också på att PD2 detekterar ASE-signalerna vid 605 och 715 nm. Figur 12 visar hur den enkelpassageförstärkta ASE-signalen vid 605 nm (höger y-axel), förhåller sig till den multipassageförstärkta ASE-signalen vid 635 nm (vänster y-axel), som funktion av pumpeffekten och medurs i ringkaviteten, se figur 8. Intensiteten i ASE-signalen vid 605 nm utgör som mest bara några procent av intensiteten i ASE-signalen vid 635 nm, i figur 12, vilket överensstämmer med resultaten i figur 11b. Den viktigaste iakttagelsen är att lasringen vid 635 nm inte mättar den enkelpassageförstärkta ASE-signalen vid 605 nm, som inträffar vid 160 – 170 mW pumpeffekt. Dvs. energin bevaras för övergången vid 605 nm, se figur 4 och ökar approximativt linjärt i det givna pumpintervallet. Varför ASE-signalen vid 605 nm inte mäts är däremot inte känd och behöver utredas mer.



Figur 12a. Enkelpassageförstärkta ASE-signalen vid 605 nm med riktning medurs i ringkaviteten, detekterad av PD2 i figur 8.

12b. Multipassageförstärkta ASE-signalen vid 635 nm med riktning medurs i kaviteten, uppmätt med PD1 enligt figur 8.

Förlusterna för strålgången med riktningen medurs eller moturs i ringkaviteten, uppgår till 40 - 45 % från O1 till O2.

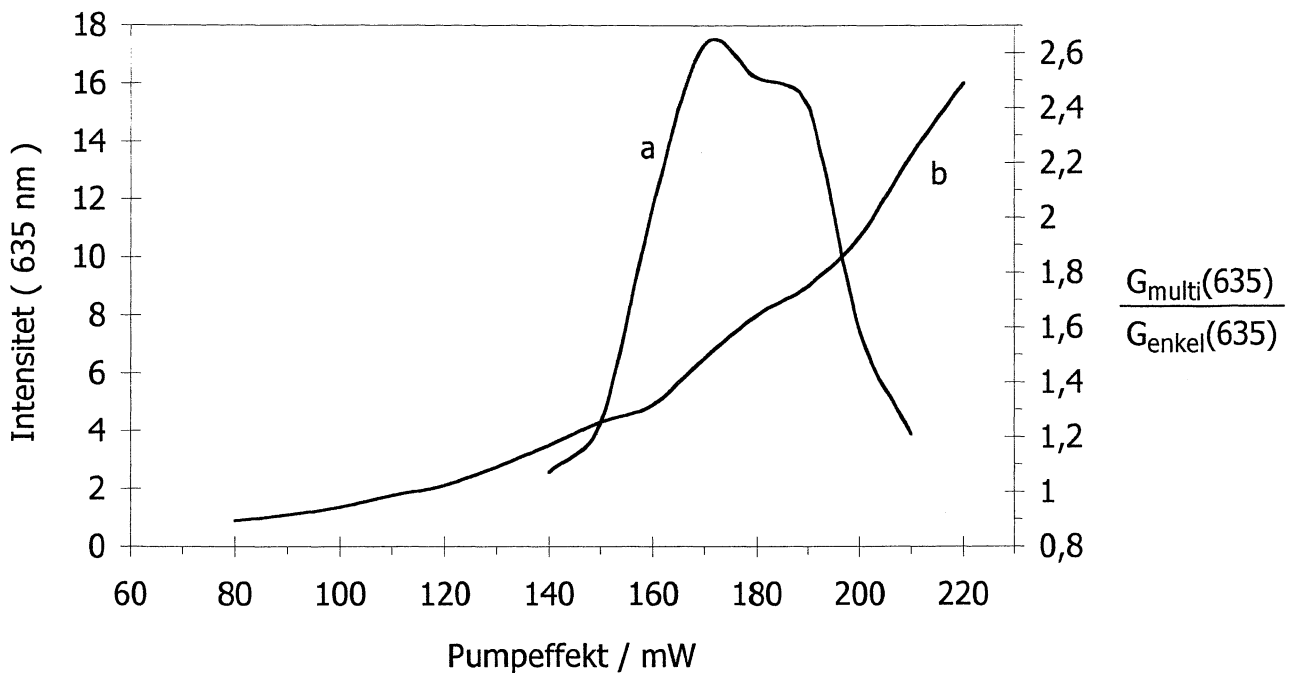
Då inkopplingseffektiviteten för ASE-signalen ej går att mäta vid O2, får man uppskatta de totala förlusterna per rundtrip i ringkaviteten, genom att kontrollera enkelpassageförstärkningen vid tröskelvärde för lasring. I samband med mätningar av enkelpassageförstärkning med

uppställningen i figur 7, uppmättes förstärkningen till $G=7,5$ vid 100 mW pumpeffekt och $G=160$ vid 180 mW, vid våglängden 632,8 nm. Då gränsen för lasring går vid 160 - 170 mW pumpeffekt vid 635 nm, enligt figur 11 och 12, kan man dra slutsatsen att de totala förlusterna i loopen, vid det givna mättillfället uppgår till åtminstone 99 %. Således måste inkopplingsförlusterna vara mycket stora i detta fallet, med hänsyn till den uppmätta förstärkningen vid 632,8 nm. Vidare gav en kontroll av den regenerativt förstärkta signalen vid 632,8 nm, en maximal ökning på 1,3 gånger enkelpassageförstärkningen eller 30%, med uppställningen i figur 7. En ökning av fiberlängden på 26,5 cm av typ B, dvs. mer än 50%, gav alltså en ökning av multipassageförstärkningen på 30%. Detta resultat belyser betydelsen av att använda en extern signalkälla som matchar den smala emissionstoppen vid 635 nm och att det till exempel inte går att kompensera en dåligt vald signalkälla, med en längre Pr:ZBLAN-fiber, för emissionstoppen vid 635 nm. Dessutom är det viktigt att optimera återkopplingen av ASE-signalen via O2, för att minska förlusterna i loopen och därmed kunna sänka pumpeffekten dvs. enkelpassageförstärkningen, för att nå upp till tröskelvärdet för lasring.

Experimentella data med diodlasern

Den externa signalkällan byttes till en diodlaser med en nominell våglängd på 635 nm och den slutliga experimentella uppställningen visas i figur 9. I den första mätserien av två, uppmättes såväl den enkelpassageförstärkta som den multipassageförstärkta signalen, för externa signalpulser med en tidslängd på 1 μ s. Signalpulserna kopplades in i fibern med en effektivitet på 20 - 25 %. Våglängden uppmättes både före och efter varje mätserie med en våglängdsmätare baserad på en Michelson interferometer och våglängden för första mätserien var 635,05 nm. Samtidigt uppmättes den regenerativt förstärkta ASE-signalen vid 635 nm. Pumppulserna hade en tidslängd på 10 ms och inkopplingseffektiviteten var ca. 70 %. Pr:ZBLAN-fibern var densamma som användes för uppställningen i figur 8, på 48 cm. Resultaten från den första mätserien är plottad i figur 13 och 14.

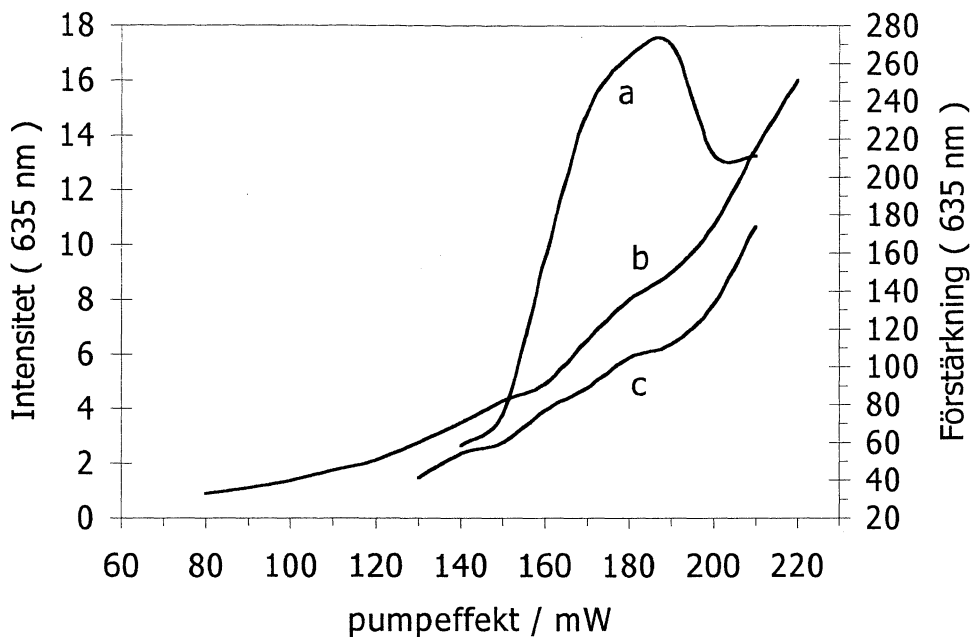
Ur figur 13 får man ett toppvärde på ca. 2,6 för kvoten mellan den multipassageförstärkta och enkelpassageförstärkta signalen, vid en pumpeffekt på 170 mW. Kvoten avtar sedan med ökande pumpeffekt och har sjunkit till ca. 1,2 för pumppulser på 210 mW. Samtidigt växer den multipassageförstärkta ASE-signalen vid 635 nm och passerar gränsen för lasring, vid en pumpeffekten på 170 - 200 mW. Till skillnad från figur 11 och 12 ser man i figur 13 och 14 "knät" tydligt, dvs. det blir kraftigt förstorat i det givna pumpintervallet.



Figur 13a. Kvoten mellan den regenerativt förstärkta och enkelpassageförstärkta signalen vid 635 nm som funktion av pumpeffekten (höger y-axel). De förstärkta pulserna är detekterade med PD1 i figur9.

13b. Regenerativt förstärkta ASE-signalen vid 635 nm, som funktion av pumpeffekten (vänster y-axel). Intensiteten i pulserna är uppmätt med PD1.

För att åskådliggöra resultaten bättre är den multipassagesförstärkta och enkelpassageförstärkta signalerna plottade var för sig i figur 14. I figur 14 ser man att kurvan för Multipassagesförstärkningen växer kraftigt från 150 mW pumpeffekt och når en maximal regenerativ förstärkning på $G_{\text{multi}} = 270$, vid ca. 190 mW och avtar sedan brant för att anta ett värde på ca 210, vid en pumpeffekt på 210 mW. Kurvan för enkelpassageförstärkningen av den externa signalen, följer i stort sätt kurvan för den regenerativt förstärkta ASE-signalen och vid en pumpeffekt på 210 mW är förstärkningen $G=174$. Om tröskelvärdet för lasring approximativt går vid en enkelpassageförstärkning på 170 – 200, motsvarar det att förlusterna i ringkaviteten uppgår till 99,4 – 99,5 %. De kända förlusterna i ringkaviteten uppgår till 90 – 95 %, enligt den uppmätning av förlusterna som gjorts. Det enda som inte går att mäta, enligt tidigare diskussion, är inkopplingseffektiviteten för ASE-signalen via objektivet O2, med riktningen medurs i kaviteten. Med hänsyn av de totala förlusterna ovan, skulle effektiviteten för återkoppling av ASE-signalen bli ca. 4,4 – 9,5 %.

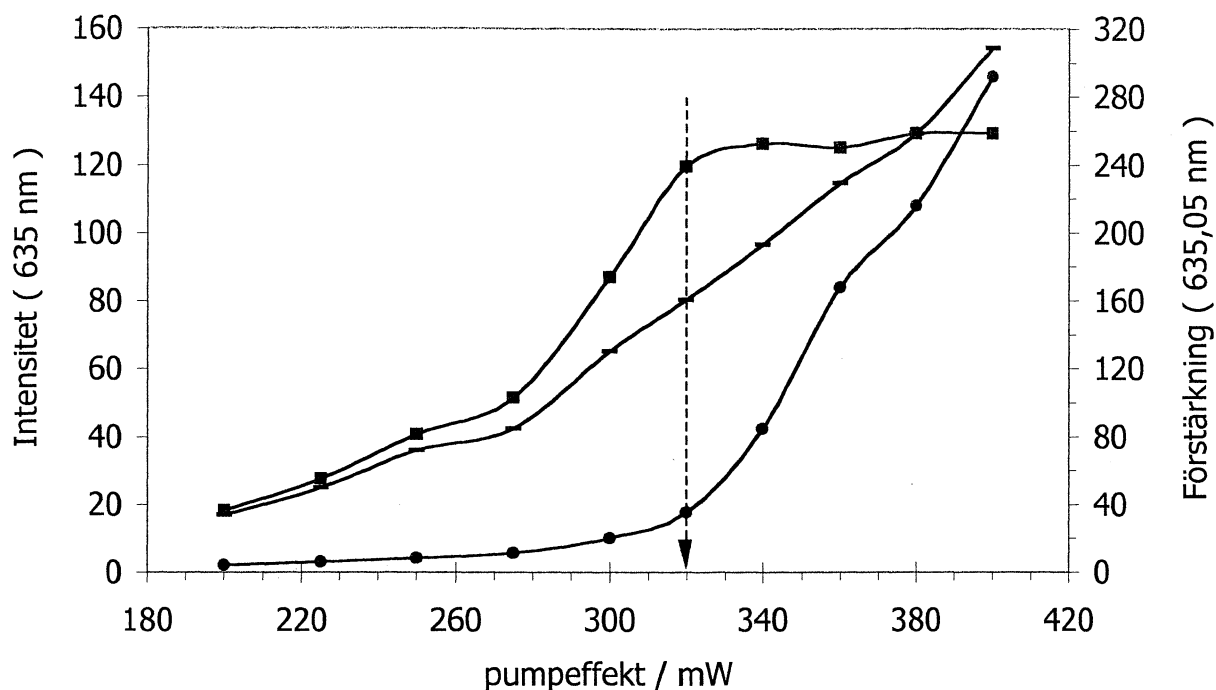


Figur 14a. Den regenerativt förstärkta signalen vid 635,05 nm, som funktion av pumpeffekten (Höger y-axel).
 14b. Den regenerativt förstärkta ASE-signalen vid 635 nm, som funktion av pumpeffekten (Vänster y-axel).
 14c. Den enkelpassageförstärkta signalen vid 635,05 nm, som funktion av pumpeffekten (Höger y-axel).

Den andra mätserien som gjordes med diodlasern som signalkälla, var identisk med den första mätserien, förutom att längden nu var 38,5 cm för den använda Pr:ZBLAN-fibern. Enligt figur 15 når kvoten mellan den multipassageförstärkta och enkelpassageförstärkta signalen ett värde av ca. 1,5, för en pumpeffekt på 320 mW, vilket är indikerat med den streckade pilen. Den regenerativa förstärkningen är vid samma pumpeffekt $G_{\text{multi}} \approx 240$.

Systemet börjar lasra vid en pumpeffekt på ca. 340 mW och enkelpassageförstärkningen är vid denna pumpeffekt, $G=193$. Detta tyder på att de totala förlusterna per rundtripp uppgår till ca. 99,45 – 99,5 %. En enkelpassageförstärkning på $G \approx 310$ uppmättes för en pumpeffekt på 400 mW och vid en pumpeffekt på 450 mW hade signalen mättat förstärkningen så mycket, att endast de första 200 ns förstärktes med $G \approx 490$, av pulser på totalt $1\mu\text{s}$. Dvs. vi ligger nära gränsen för den energi som den pumpade 38,5 cm långa Pr:ZBLAN-fibern kan lämna totalt.

En jämförelse med den första mätserien ger att tröskelvärdet för lasring sker vid ungefär samma enkelpassageförstärkning, vilket innebär att de totala förlusterna per rundtripp i kaviteten är desamma.



Figur 15. (Fyrkanter) Den regenerativt förstärkta signalen vid 635,05 nm, som funktion av pumpeffekten. Experimentell uppställning enligt figur 9.
 (Streck) Enkelpassageförstärkta externa signalen vid 635,05 nm, som funktion av effekten i pumppulserna.
 (Cirklar) Multipassageförstärkta ASE-signalen vid våglängden 635 nm, som funktion av pumpeffekten.

Med andra ord var ASE-signalens inkopplingseffektivitet via O2 är ungefär lika för de båda mätserierna.

Anledningen att man måste pumpa med ca. 100 mW högre effekt i mätserie två, beror på den lägre inkopplinseffektiviteten, som uppgick till ca. 45 %. Däremot syns tydliga skillnader i kurvorna för den regenerativt förstärkta signalen i figur 14 och 15, både i förhållande till enkelpassageförstärkningen och till beloppet. Orsaken till detta är ännu inte utredd. En orsak skulle kunna vara att den använda diodlaserns linjebredd kan varieras mellan 10 – 100 MHz. Linjebredden motsvarar då omräknat till koherenslängd att fasrelationen för pulserna från diodlasern ändras efter ca. 1 – 10 meter. Då ringkaviteten har en längd av ca. 2,5 m innebär detta att signalen kan interferera med sig själv både konstruktivt och destruktivt i kaviteten.

Vidare ger en jämförelse mellan He-Ne lasern och diodlasern, att diodlasern visserligen ger upphov till en högre multipassageförstärkning då den bättre överensstämmer med Pr:ZBLAN-fiberns smala emissionstopp vid 635 nm, se figur 5 sidan 12. Men har samtidigt en större linjebredd än He-Ne lasern, som är typiskt några MHz.

Förstärkningens våglängdsberoende

Med den experimentella uppställningen i figur 9 utfördes också en mätning av förstärkningen som funktion av våglängden. Anledningen till detta var önskemålet att undersöka hur små ändringar i våglängden, i den externa signalen, påverkade både enkelpassageförstärkningen och den regenerativa förstärkningen, för den ca. 1 nm smala emissionstoppen vid 635 nm. Detta utfördes genom att justera strömmen och temperaturen för diodlasern. Då det inte gick att ändra våglängden kontinuerligt på grund av modhopp, gjordes mätningen för endast tre våglängder. I tabell 2 finns resultaten från mätningen presenterade. De externa signalpulserna hade en tidslängd på 0,5 μ s och pumppulserna var 10 ms, vid 2 Hz. Vidare var inkopplingseffektiviteterna lika vid alla tre våglängderna, som skedde vid ca. 290 mW pumpeffekt och under tröskelvärdet för lasring.

Våglängd / nm	634,76	635,05	635,28
Enkelpassageförstärkning	200	180	150
Multipassageförstärkning	280	210	180
Multipassageförstärkning / Enkelpassageförstärkning	1,4	1,17	1,2

Tabell 2. Resultat från mätning av förstärkningen som funktion av våglängden. Experimentell uppställning enligt figur 9, med en 37,1 cm lång Pr:ZBLAN-fiber av typ B.

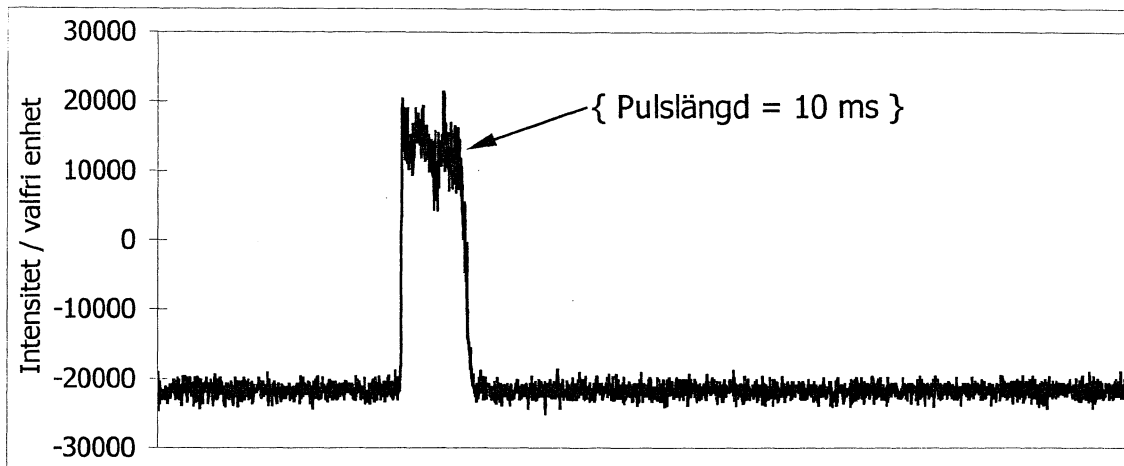
Den högsta enkelpassageförstärkningen och multipassageförstärkningen erhöles för våglängden 634,76 nm och den lägsta för 635,28 nm. Detta överensstämmer med fluorescensspektrummet i figur 5, då våglängden 635,28 nm hamnar till höger om den ca. 1 nm breda toppen, som sträcker sig från ca. 634,2 – 635,2 nm. Multipassageförstärkningen vid respektive våglängd och därmed kvoten mellan denna och enkelpassageförstärkningen, är dock inte helt tillförlitliga. Anledningen till detta är densamma som diskuterades i förgående underkapitel, att diodlaserns linjebredd påverkar resultaten av mätningen på ett negativt sett, genom att fasrelationen för den externa signalen inte är konstant. Detta avspeglar sig tydligt genom att kvoten mellan multipassage- / enkelpassage- förstärkningen i tabell 2 är så liten, speciellt med hänsyn till den största erhållna kvoten på 2,6 gånger vid 635,05 nm, se sidan 33.

Kontroll av systemets stabilitet

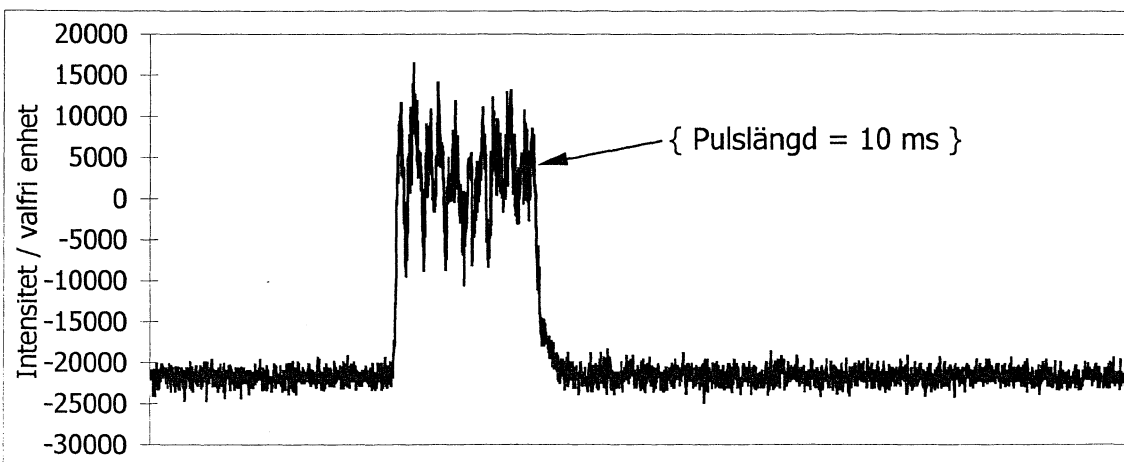
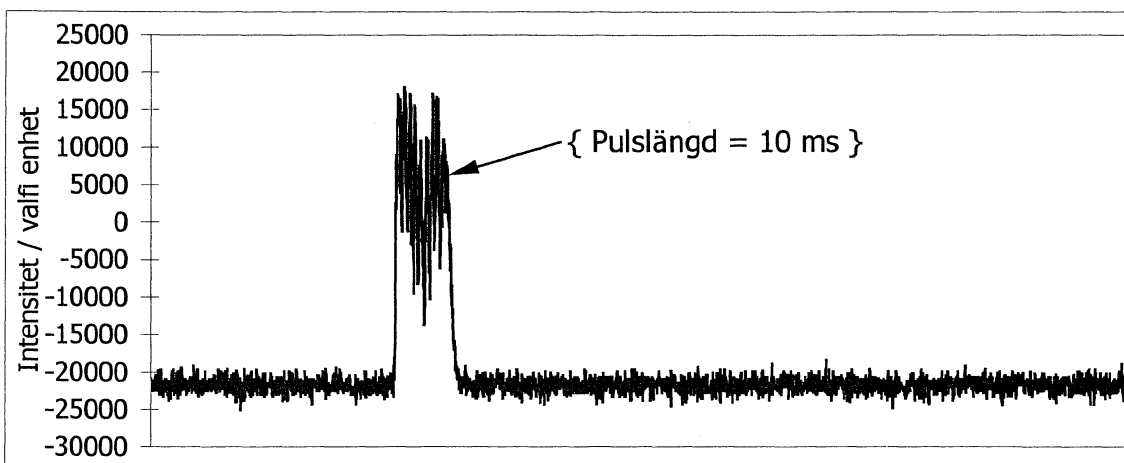
Avslutningsvis undersöktes den regenerativa förstärkarens stabilitet, genom att en liten bormaskin av fabrikat Dremel, fick störa systemet. Bormaskinen användes vid det maximala varvtalet 40000 varv/s och genererade svaga vibrationer i det optiska bordet. Bormaskinen hade dessutom en hög ljudnivå som kan ha orsakat akustisk återkoppling i de optiska komponenterna. Resultatet av mätningen visas i figurerna 16a – 16c . För samtliga oscilloskopbilder i figur 16 befinner sig det regenerativa systemet, enligt uppställningen i figur 9, över tröskelvärdet för lasring, dvs. den fungerar som en fiberlaser av ringtyp. Pr:ZBLAN-fibern från föregående underkapitel med längden 37,1 cm, pumpades med en effekt på 320 mW i pulserna på 10 ms. I figurerna 16b och 16c ses tydligt att vibrationerna orsakar att snabba oscillationer med stor amplitud uppstår i laserpulserna, vilket påminner om så kallad "spiking", se ref. 5 [Siegman, kap 25]. Pulsen man ser i figur 16a representerar det ostörda systemet.

Som jämförelse till denna mätning av systemets känslighet för störningar, visas i figur 17a och 17b vad som händer om man skickar in en kort puls, då systemet lasrar. Oscilloskopbilderna i figur 17a,b har sitt ursprung i mätserie två med diodlasern, se sidan 35. I figur 17a,b var effekten i pumppulserna 700 mW och pulserna från diodlasern 200 ns. Det exponentiella insvängningsförlopp som kan ses i figur 17a,b är typiskt för fasta tillståndets lasrar, se ref. 5 [Siegman, kap 25]. Detta uppträder speciellt då laserverkan startar från en stegvis ökning pumpeffekten eller utsetts för en störning under laserverkan och beror på att både populationsinversion och fotonflödet i kaviteten oscillerar, jämför spiking och relaxationsoscillationer i kap 25, ref. 5. Resultatet i figur 16b,c kan tolkas på samma vis men störningen sker slumpartat och kontinuerligt, vilket leder till att destruktiv interferens uppstår, då den optiska väglängden per rundtrip i ringkaviteten ändras. Men det kan också bero på att inkopplingseffektiviteten minskar när bordet vibrerar.

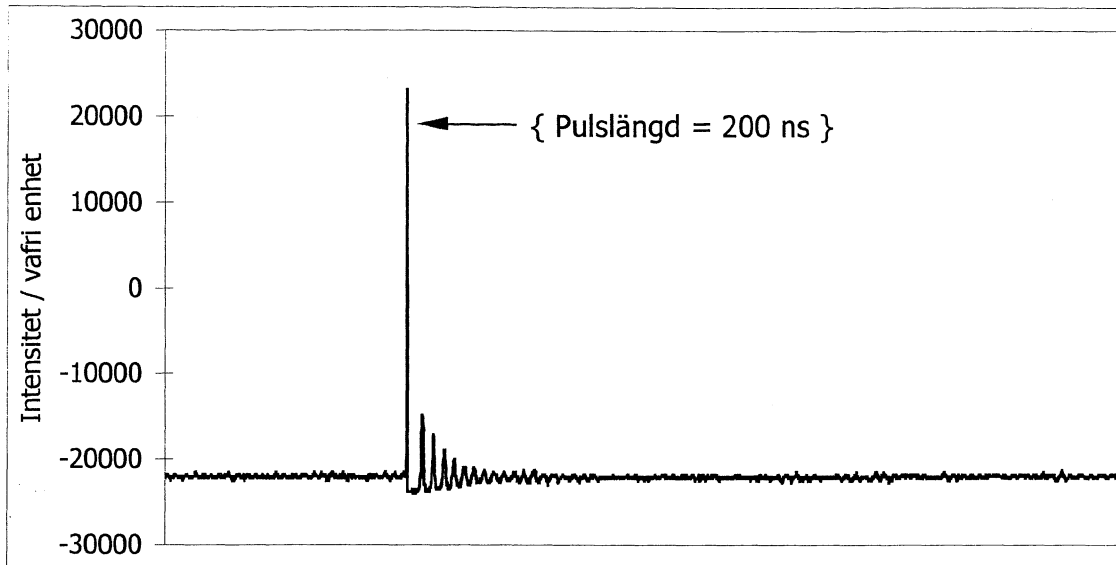
Däremot sågs ingen skillnad för fallet då enkelpassageförstärkta eller multipassageförstärkta pulser på 0,5 μ s, stördes med bormaskinen enligt ovan. Detta kan bero på att tiden för en puls är kortare jämfört med tiden för en vibration från bormaskinen och påverkar då inte den förstärkta pulsen.



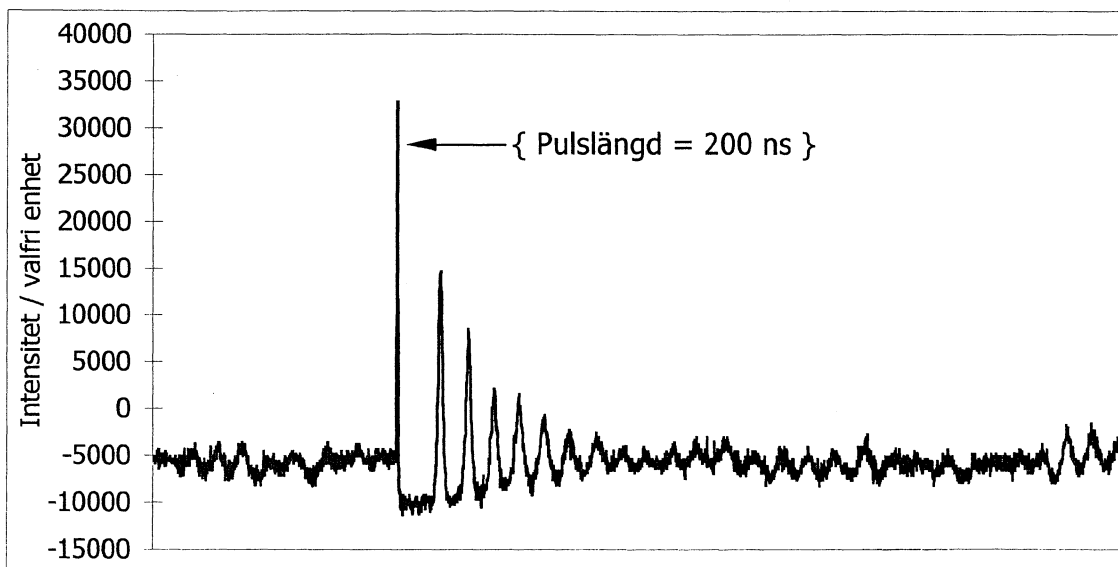
Figur 16a. Oscilloskopbild av ostörd laserpuls, lasring vid 635 nm och experimentell uppställning enligt figur 9.



Figur 16b,c. Visar samma oscillooskopbild av en störd laserpuls. Lasring vid 635 nm och experimentell uppställning enligt figur 9.



Figur 17a. Signalpuls på 200 ns från diodlasern, synkroniserad med laserpulserna på 10 ms vid 635 nm. Experimentell uppställning enligt figur 9.



Figur 17b. Samma störning av laserpulserna som i 17b. Tidsförloppet för de exponentiellt avtagande oscillationerna är ca 12 μ s.

SLUTSATSER OCH REKOMMENDATIONER

Slutsatser av det experimentella arbetet

Det experimentella arbetet ledde fram till tre olika optiska uppställningar, i syftet att konstruera och testa en regenerativ förstärkare med en Pr:ZBLAN-fiberförstärkare, för emissionstoppen vid 635 nm. De tre experimentella uppställningarna bestod av samma passiva resonator av ringtyp och med en Pr:ZBLAN-fiber av varierande längd, som förstärkande material.

Tröskelvärdet för lasring uppnåddes för alla tre uppställningarna och vid fem olika pumpeffekter från en argonjon lasern. Både pumpning och lasring skedde pulsat, med en pulslängd på 10 ms. Enkelpassageförstärkningen mättes vid respektive tröskelvärde för lasring och förlusterna per rundtripps mättes för de olika kaviteterna. Modellen för regenerativ förstärkning och laserverkan kunde konfirmeras.

Två externa signalkällor har använts under examensarbetets gång och med en diodlaser erhöles en maximal regenerativ förstärkning på 270 gånger för signalpulser på 1,0 μ s vid våglängden 635,05 nm. Multipassageförstärkningen var maximalt ca. 2,6 gånger större än enkelpassageförstärkningen med diodlasern. Den andra externa signalkällan var en He-Ne laser och en regenerativ förstärkning på 1,3 gånger enkelpassageförstärkning uppnåddes vid våglängden 632,8 nm.

Vidare kunde det påvisas att förstärkningen var våglängdsberoende inom den ca. 1 nm breda emissionstoppen vid 635 nm, genom att ändra våglängden för diodlasern och jämföra enkelpassageförstärkningen.

Genom att generera svaga vibrationer i den optiska uppställningen, kunde systemet störas under lasring, med stora amplitudvariationer som följd. Vidare gav korta signalpulser från diodlasern upphov till exponentiellt dämpade oscillationer vid lasring.

Rekommendationer för framtiden

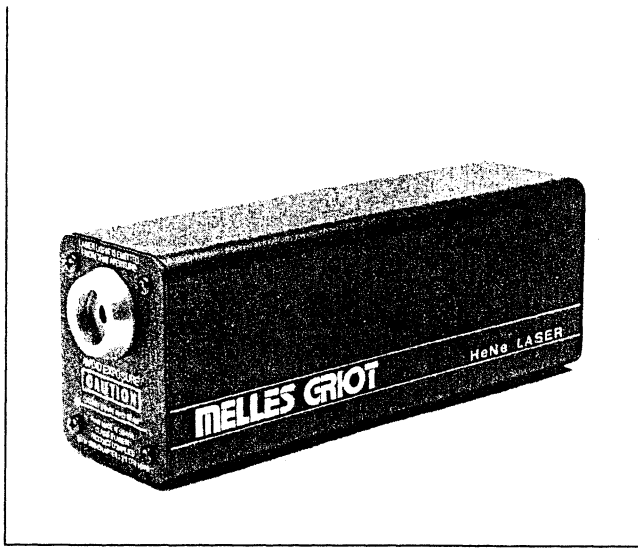
De slutsatser som man kan göra från de praktiska erfarenheterna och de experimentella data som tillkommit under examensarbetets gång, pekar på ett par faktorer, som är speciellt viktiga för framtida konstruktioner av regenerativa fiberförstärkare för emissionstoppen vid 635 nm.

Generellt sett måste man ha bra kontroll över strålgången i den optiska uppställningen och i synnerhet över förlusterna i själva ringkaviteten. Detta uppnås bäst genom att kollimera både pumpstrålen och den externa signalkällans stråle, så att de överensstämmer i fråga om divergens och strålfäcksdiameter, vid respektive inkopplingsobjektiv. Med hjälp av två plan-konvexa linser kan man ganska lätt kontrollera ovannämnda parametrar. Följden bör då bli att inkopplingseffektiviteterna för pumpstrålen och den externa signalen, kan kontrolleras bättre och eventuellt även ökas. Den kanske viktigaste aspekten är att återkopplingen av den regenerativt förstärkta signalen in i Pr:ZBLAN-fibern bör kunna kontrolleras bättre och därmed öka, vilket leder till minskade förluster i ringkaviteten.

Utifrån de experimentella mätningarna av multipassageförstärkningen med He-Ne lasern som signalkälla, blev slutsatsen att denna avvek alltför mycket i våglängd (632,8 nm) , från den ca. 1 nm breda toppen vid 635 nm. Diodlasern som därefter användes hade rätt våglängd, men dess linjebredd, som kan variera mellan 10 – 100 MHz, bidrog till att den regenerativa förstärkningen blev sämre än väntat. En lösning att rekommendera på detta problem vore att använda en färgämneslaser, vilket nu provas. Fördelen med en färgämneslaser i förhållande till de ljuskällor som använts i detta examensarbete är att färgämneslasern har en linjebredd på ca. 1 MHz och att dess våglängd kan avstämmas exakt till Pr:ZBLAN-fiberns emissionstopp vid 635 nm.

REFERENSER

1. " Photon-echo amplification by an external-cavity amplifier ", B. S. Ham and M. K. Kim, *Appl. Opt.* 33, pp 4472-4474 (1994).
2. " Amplification of photon echo signals using a fibre amplifier ", B Luo, U Elman, S Kröll, R Paschotta and A Tropper, , *Opt. Lett.*, 23, 442-444 (1998).
3. " Regeneration of photon echoes with amplified photon echoes ", R. Krishna Mohan, U. Elman, M. Tian and S. Kröll, *Opt.Lett.* 24, 37-39 (1999).
4. " Amplification of photon echo signals for photon-echo-based optical storage and optical processing devices ", M. Tian, K. Mohan, S. Kröll, B. Luo and U. Elman, *Proceedings SPIE vol. 3468 (Technical Conference on Advanced Optical Memories and Interfaces to Computer Storage, San Diego, CA July 19-24)* pages 144-151, 1998.
5. A.E. Siegman, *Lasers*, chap. 11, 13, 25 (University Science, Mill Valey, Calif., 1983).
6. S. Borgström, *Laserteknik*, Avd. för atomfysik, LTH, 1995.
7. E. Hecht, *Optics*, Addison-Wesley Publishing Company, 1987.
8. Melles Griot, *Melles Griot Catalog*, 1998, se Appendix 1.
9. Thorlabs Inc., *Katalog data*, 1997, se Appendix 2.
10. Le Verre Fluore, *datablad, LeVF, Brittany*, 1997, se Appendix 3.



Available in:
 ✓ Production Quantities
 ✓ Custom Configurations

Compact Self-Contained Helium Neon Lasers

Self-Contained Rectangular Helium Neon Lasers

- CE Compliant (230 Vac version)
- Convenient carrying and storage case included
- Linearly polarized versions available

Compact self-contained rectangular helium neon lasers from Melles Griot are ideal for alignment, component testing, and general laboratory use, as well as for educational and high-volume OEM applications. The package includes a 5/8-32 TPI adaptor mount for fiber-optic assemblies and other beam delivery accessories.

SPECIFICATIONS: SELF-CONTAINED RECTANGULAR HELIUM NEON LASERS

Output Mode: TEM₀₀ (>90% except as noted)

Longitudinal Mode Spacing: 1078 MHz

Warm-up time: <15 minutes to 95% of maximum power

Input Voltage:

115 or 230 Vac $\pm 10\%$ (specified at time of purchase)

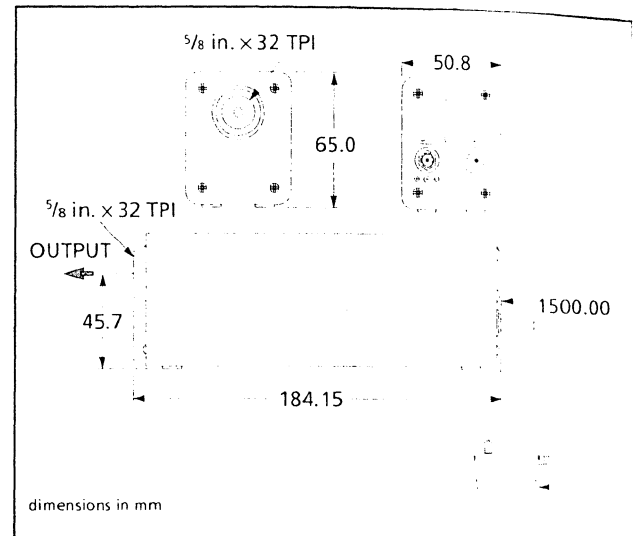
Input Frequency: 50–60 Hz

Self-Contained Rectangular Helium Neon Lasers

Wavelength (nm)	Output Power (mW)	Polarization	Beam Diameter	Beam Divergence (mrad)	Mode Sweeping (%)	Safety Classification		PRODUCT NUMBER**
						CDRH	IEC	
543.5 (green)	0.10*	Random	0.88	2.35	± 14	II	2	05 SGR 810
594.1 (yellow)	0.10*	Random	0.88	2.35	± 14	II	2	05 SYR 810
611.9 (orange)	0.50	Random	0.47	1.70	± 10	II	2	05 SOR 810
632.8 (red)	0.50	Random	0.47	1.70	± 10	II	2	05 SRR 810
632.8 (red)	0.50	Linear	0.45	1.80	± 10	II	2	05 SRP 810
632.8 (red)	0.80	Random	0.47	1.70	± 10	IIIa	3B	05 SRR 811
632.8 (red)	0.80	Linear	0.45	1.80	± 10	IIIa	3B	05 SRP 811

*Multimode output. Beam diameter and divergence are nominal.

**Add the appropriate suffix to product number to indicate input voltage: -249 for 115 Vac or -230 for 230 Vac.



Self-contained rectangular helium neon lasers

Beam delivery and line generation accessories for this product line are available on a custom OEM basis. Contact your nearest Melles Griot office for details.

Appendix 1

HL6320G # 1

InGaAsP Laser Diodes

HITACHI

June 1997

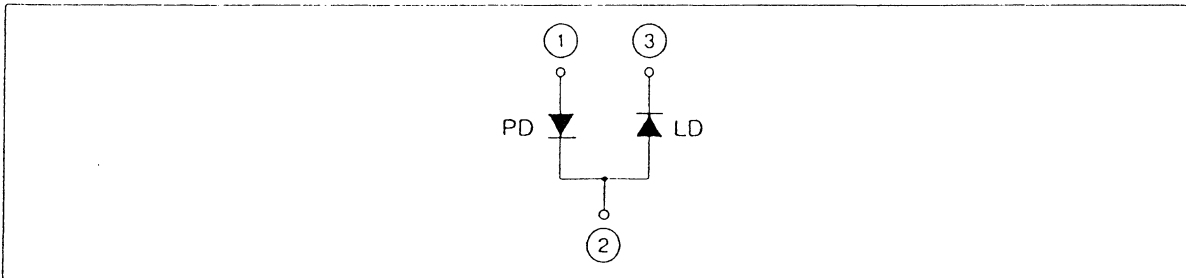
Application

- Laser levelers
- Measurement

Features

- Optical power : 10mW CW
- Visible wavelength : $\lambda_p=635\text{nm Typ}$

Internal Circuit



$$I_{th} = 55 \text{ mA} \quad @ 25^\circ\text{C}$$

$$I_{op} = 71.9 \text{ mA} \quad @ 7 \text{ mW}, 25^\circ\text{C} \quad 635.17 \text{ nm}$$

$$I_{op} = 79.8 \text{ mA} \quad @ 10 \text{ mW}, 25^\circ\text{C} \quad 635.69 \text{ nm}$$

$$\eta = 0.4 \text{ mW/mA}$$

HL6320G

Absolute Maximum Ratings ($T_C = 25^\circ\text{C}$)

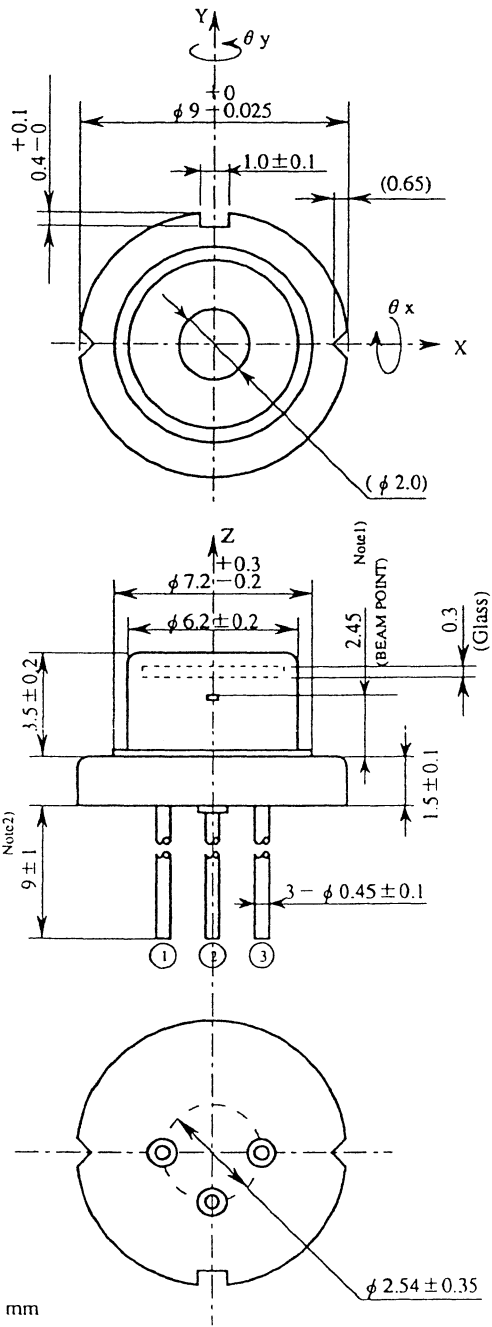
Item	Symbol	Value	Unit
Optical output power	P_o	10	mW
LD reverse voltage	$V_{R(LD)}$	2	V
PD reverse voltage	$V_{R(PD)}$	30	V
Operating temperature	T_{opr}	-10 to +50	$^\circ\text{C}$
Storage temperature	T_{stg}	-40 to +85	$^\circ\text{C}$

Optical and Electrical Characteristics ($T_C = 25^\circ\text{C}$)

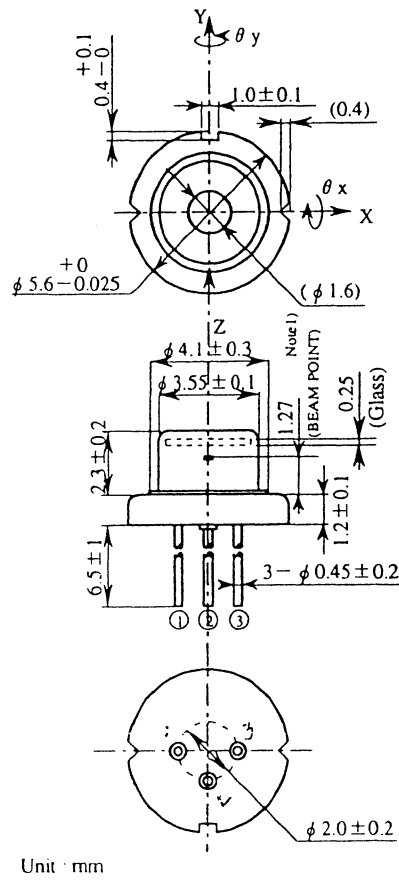
Item	Symbol	Min	Typ	Max	Unit	Test Conditions
Optical output power	P_o	10	—	—	mW	Kink free
Threshold current	I_{th}	20	—	75	mA	
Operating current	I_{op}	—	—	95	mA	$P_o = 10\text{ mW}$
Operating voltage	V_{op}	—	—	2.7	V	$P_o = 10\text{ mW}$
Slope efficiency	η_s	0.3	—	0.7	mW/mA	$6(\text{mW})/(I(8\text{mW})-I(2\text{mW}))$
Lasing wavelength	λ_p	625	635	640	nm	$P_o = 10\text{ mW}$
Beam divergence (parallel)	$\theta_{//}$	5	8	11	deg.	$P_o = 10\text{mW}$
Beam divergence (perpendicular)	θ_{\perp}	25	31	37	deg.	$P_o = 10\text{ mW}$
Monitor current	I_s	0.05	0.17	0.30	mA	$P_o = 10\text{mW}, V_{R(PD)}=5\text{V}$

Package Outlines

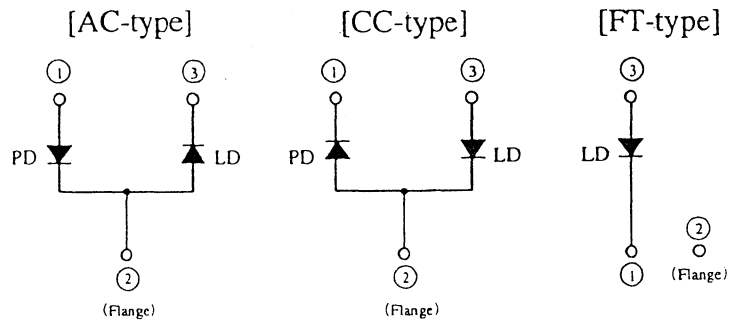
G-outline



MG/FM-outline



[Internal circuit]



- Note1) Beam point is mechanical dimensions from reference of stem.
 Note2) Lead length of HL6712G and HL6713G are applied to $14\text{mm} \pm 1\text{mm}$.

LE VERRE FLUORE

LEVF, CAMPUS KER LANN, F-35170 BRUZ, BRITTANY
TEL +33 (0)2 9905 3130, FAX +33 (0)2 9905 3053

FAX MESSAGE: GM 971125/2-6

DATE 25 November 1997

Please deliver the following message to :

NAME Dr. Kröll

ORGANIZATION LUND UNIVERSITY, ATOMIC PHYSICS DIVISION

FAX Nr 00 46 46 2224250

From Gwenael Mazé

TOTAL NUMBER OF PAGES INCLUDING THIS ONE : 1

RE: Pr-doped FG fiber (your telephone call of this day)

Dear Dr. Kröll,

Here are the offer you requested for 2 and 4 m of the Pr-doped fiber.

OFFER N° 971125/2 RP		
Core and cladding materials	Zirconium Fluoride Glasses	
Øcore/Øcladding	3/125	
Cut-off wavelength	0.6 µm	
Ellipticity	10%	
NA	0.15	
Doping/concentration	Pr ³⁺ /2000 ppm	
Length	Reference	Price C&F (FRF)
2 m	IRguide PM [0.6](Pr2000) 3'/125-2	73700.-
4 m	IRguide PM [0.6](Pr2000) 3'/125-4	79740.-
Delivery time	6 weeks	
Payment	Net. 30	
Validity of the quote	2 months	

Yours sincerely,

Gwenael Mazé

Gwenael Mazé
President

Appendix 3