

**Konstruktion och test av en  
externkavitetsdiodlaser med  
snabb frekvensavstämning**

Examensarbete

av

René Nilsson

LRAP-241, LUND, DEC. 1998

## **SAMMANFATTNING**

En externkavitetsdiodlaser med intrakavitär elektro-optisk modulator för snabb frekvens-avstämning har konstruerats och testats för fotonekogruppen vid avdelningen för atomfysik, LTH. Vid den för tillämpningen intressanta våglängden 793 nm lämnar lasern en uteffekt på 33,7mW med en momentan linjebredd på  $< 300\text{kHz}$  och en medelvärdesbildad linjebredd på  $< 40\text{ MHz}$  mätt under 10ms. Det maximala område som externkavitetsdiodlasern i enkelmodoperation kan avstämmas är 2,7 GHz med en uppmätt svephastighet på  $54\text{ MHz} / \mu\text{s}$ .

## **ABSTRACT**

An external-cavity diode laser with an intra-cavity electro-optic crystal for fast frequency tuning has been constructed and tested for the photon-echo group at the Department of Physics, LTH. At the application wavelength 793nm the laser has an output power of 33.7mW with an instantaneous linewidth of  $< 300\text{kHz}$  and a mean linewidth measured during 10ms of  $< 40\text{MHz}$ . The maximum tuning range of the laser in single mode operation is 2.7GHz with a measured tuning rate of  $54\text{MHz} / \mu\text{s}$ .

## TACKSÄGELSE

Ett stort, hjärtligt tack till min handledare Stefan Kröll för sitt entusiastiska engagemang, de många goda råden och den vänliga uppmuntran som jag har fått under examensarbetets gång. Bland alla som på ett eller annat sätt har hjälpt mig, vill jag dessutom särskilt tacka Krishna Mohan för många intressanta diskussioner och tips, kring tekniska men även icke tekniska frågeställningar, och Ulf Gustafsson för sin alltid trevliga och hjälpsamma expertis kring diodlasrar.

Slutligen vill jag ta tillfället i akt att ge ett speciellt varmt tack till min familj, framförallt till min fru Britta som under hela min utbildningstid har gett mig sitt stöd, sin kärlek och sin uppmuntran och till min son Hannes för glädjen han ger oss.

# INNEHÅLLSFÖRTECKNING

<b>INLEDNING</b>	<b>2</b>
SYSTEMKRAV OCH SYSTEMPRESTANDA	2
DIODLASERTEKNOLOGINS FÖR- OCH NACKDELAR	2
EXAMENSARBETETS INNEHÅLL OCH MÅL	2
<b>MODELL OCH EGENSKAPER</b>	<b>4</b>
LASERVILLKOR	4
UTEFFEKT - STRÖM KARAKTERISTIK	6
LINJEBREDD	8
RESONANSFREKVENNS	10
<b>FREKVENSSVEPNING</b>	<b>12</b>
VARIATION AV TEMPERATUR RESP. INJEKTIONSSTRÖM	12
ÄNDRING AV EXTERNKAVITETSLÄNGDEN	12
ELEKTRO-OPTISK MODULATION	12
<b>TEKNISK KONSTRUKTION</b>	<b>14</b>
RESONATORDESIGN	14
LITTROW KONTRA LITTMAN DESIGN	14
VAL AV KAVITETSPARAMETRAR	16
DEN ELEKTRO-OPTISKA MODULATORN	17
TERMISK OCH AKUSTISK STABILITET	17
HOPSÄTTNING OCH INJUSTERING	18
<b>LINJEBREDDSMÄTNING</b>	<b>20</b>
HOMOGEN OCH INHOMOGEN LINJEBREDDNING	20
MÄTMETODENS PRINCIP	21
DEN EXPERIMENTELLA UPPSTÄLLNINGEN	21
VERIFIERING AV ENKELMODOPERATION VID SNABBA SVEP	23
<b>RESULTAT &amp; DISUSSION</b>	<b>24</b>
VÅGLÄNGDSSPECIFIK UTEFFEKT	24
EXTERNKAVITETSDIODLASERNS LINJEBREDD	25
MOMENTAN LINJEBREDD	25
MEDELVÄRDESBILDAD LINJEBREDD FÖR KORTA TIDSINTERVALL	28
SVEPOMRÅDE OCH SVEPHASTIGHET	28
<b>REFERENSER</b>	<b>30</b>

## INLEDNING

---

### Systemkrav och Systemprestanda

Inom fotonekogruppen vid avdelningen för atomfysik bedrivs med anknytning till fotonekoforskningen en rad olika experiment som ställer speciella krav på den använda laserutrustningen. I samband med optiskt datalagring kräver ett fullständigt utnyttjande av fotonekomaterialets lagringsegenskaper att laser-systemets linjebredd ligger i närheten av materialets homogena breddning samtidigt som systemets totala svepområdet ska täcka en så stor del som möjligt av den inhomogent breddade övergången. Andra viktiga parametrar är systemets frekvenssvephastighet, systemets frekvens- resp. amplitudstabilitet och uteffekten som påverkar signalbrus förhållandet.

Fotonekogruppen innehar för sina experiment ett lasersystem bestående av en argonjonlaser pumpad färgämneslaser kombinerad med en akusto-optisk modulator. Med denna utrustning kan ett frekvenssvep på mindre än <100 MHz med en linjebredd på omkring 1MHz och en effekt på  $\approx 100\text{mW}$  åstadkommas. Förutom systemets begränsade prestanda finns det även andra skäl som kräver alternativa system. Det kan exempelvis nämnas att färgämneslasern har ett tidskrävande underhåll, innehåller cancerogent färgämne och utgör i kombination med pumplaser och modulatore ett stort, dyrt och immobilt system.

### Diodlaserteknologins för- och nackdelar

Diodlaserteknologi har med åren utvecklats till en acceptabel ersättare för både färgämnes och fasta tillståndets laserteknologi. Fördelar som hög tillförlitlighet, god pris/prestanda förhållandet och kompakt design är de viktigaste faktorerna för diodlasrarnas framgång. Tyvärr uppvisar diodlasrar också imperfekta spektrala egenskaper såsom stor linjebredd och multimod operation resp. modhopp under frekvenssvepning, vilket i många sammanhang utgör allvarliga problem.

Med externkavitetsdiodlasern (EK-DL), dvs. kombinationen av en diodlaser och en extern kavitet, kan dessa problem lösas på ett enkelt och kostnadseffektivt sätt.

### Examensarbetets innehåll och mål

Syftet med examensarbetet är att designa, konstruera och testa en EK-DL anpassad för den speciella tillämpningen inom fotonekoområdet, dvs. som närmar sig systemkraven på bästa möjliga sätt.

Konstruktionen ska därför uppvisa:

- smal linjebredd,  $< 1\text{MHz}$
- hög svephastighet,  $\text{MHz}/\mu\text{s}$
- stort svepområde, några GHz
- enkelmodoperation
- hög uteffekt

För att uppnå dessa mål studeras hur diodlaserns olika egenskaper påverkas av den externa kaviteten och vilka konstruktionsparametrar som påverkar systemprestandan. Olika typer av frekvenssvepning diskuteras med fokus på de speciella tillämpningskraven. Resonatordesignen beskrivs inklusive jämförelse mellan de två vanligaste designtyperna, minskning av möjliga störningar och injusteringen för optimal operation. Slutligen redovisas ett experiment för att bestämma laserns linjebredd.

## MODELL OCH EGENSKAPER

---

Egenskaperna och prestandan för kommersiellt tillgängliga diodlasrar skiljer sig, beroende på materialparametrarna och laserstrukturen, mycket åt. Den använda diodlasern är en högeffekt, index-guidad, GaAs/GaAlAs kvantbrunnslaser och beteckningen indikerar tydligt dess komplexa konstruktion. Med tanke på det ringa antal kända parametrar för den använda diodlasern betraktas modellerna och egenskaperna till stor del ur en kvalitativ synvinkel och med fokus på modifikationerna härrörande från externkaviteten.

### Laservillkor

Med utgångspunkt från en ansats av ett tidsberoende, skalärt, komplext, elektriskt fält kan man härleda laservillkoren för EK-DL. I en enkel modell representeras lasern av en trespegelkavitet med ett cirkulerande elektriskt fält enligt Fig.1, där  $r_1$ ,  $r_2$  står för reflektiviteterna hos diodlaserns bakre resp. främre facett,  $r_{ext}$  för reflektiviteten hos den externa återkopplingen och  $t$  för produkten av alla transmissionsförluster genom eventuella intrakavitära optiska komponenter som exempelvis linser, kristaller etc..

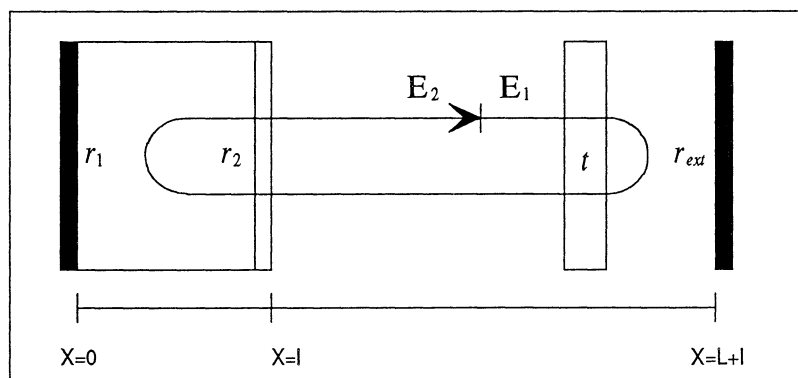


Fig.1 Modell för diodlaser med extern återkoppling

Beroende på reflektiviteterna  $r_2$  och  $r_{ext}$  resp. kavitetens längderna  $L$  och  $l$  talar man om olika återkopplingsregimer<sup>1</sup>. Med tanke på enkelmodstabilitet brukar endast två regimer vara intressanta vid kavitetens längder i centimeterområdet. Den ena inträffar för svag återkoppling när  $r_{ext} \ll r_2$ . I denna regim kan den externa kaviteten betraktas som en liten störning som beroende på dess fas endast påverkar linjebreddens hos diodlasern. Den andra regimen uppkommer vid stark återkoppling när  $r_{ext} \gg r_2$ , vilket i grunden innebär att laserkaviteten huvudsakligen bildas av den sammanlagda kaviteten där diodlaserkaviteten endast utgör en liten störning. Ur praktisk synpunkt är stark återkoppling betydligt enklare att realisera än svag återkoppling, vilket medförde att denna valdes för konstruktionen av EK-DL.

För att kunna framgångsrikt och med god marginal realisera den enkla modellen med stark återkoppling är det viktigt att diodlaserns främre ändyta har låg reflektivitet, i förhållande till den externa återkopplingen, vilket kan åstadkommas genom antireflexbehandling. Den använda diodlasern har en reflektans på  $R_2=10^{-5}$ . Även alla andra i kaviteten införda komponenter måste vara antireflexbehandlade så att inga andra interna kaviteter, som interfererar med den externa, kan uppkomma.

Ansatsen av planvågslösningen i axiell riktning, som en approximation till den kompletta lösningen av den tidsberoende vågekvationen blir

$$E = E_0 \exp(ik_0 \tilde{\mu} x). \quad (1)$$

Det komplexa brytningsindexet är i det aktuella fallet följande,

$$\begin{aligned} \tilde{\mu} &= \mu + i(-g + \alpha_{\text{int}}) / (2k_0) & (0 < x < l) \\ \tilde{\mu} &= 1 & (l < x < L) \end{aligned} \quad (2)$$

om man bortser så länge från alla intrakavitära optiska komponenter. Den stimulerade förstärkningskoefficienten, dvs. intensitetsförstärkningen per längdenhet p.g.a. stimulerad emission, betecknas med  $g$  medan  $\alpha_{\text{int}}$  står för den interna förlustkoefficienten, som inkluderar totala absorptions- och spridningsförluster. Man bör också observera att  $\mu$  betecknar den reella delen av brytningsindexet under statisk laser operation, vilket skiljer sig från materialets vanliga brytningsindex. Denna brytningsindexändring under extern pumpning är karakteristisk för diodlasrar och kan även om den är mindre än 1% betydligt påverka dess egenskaper. Vågtalet i vakuum har enligt gängse beteckningar kallats för  $k_0$ .

Det elektriska fältet ska vara oförändrat efter en rundtrip i kaviteten under statiska förhållanden.

$$\frac{E_2}{E_1} = r_{\text{ext}} r_1 \exp(i2k_0(\mu l + L) + (g - \alpha_{\text{int}})l) = 1 \quad (3)$$

Amplitud - resp. fasvillkoret för lasring ges enligt föregående av

$$g_t = \alpha_{\text{int}} + \alpha_{\text{ext}} \quad (4)$$

$$2k_0(\mu l + L) = 2\pi \cdot m, \quad (5)$$

där  $\alpha_{\text{ext}} = \ln(1/r_1 r_{\text{ext}}) / l$  betecknar den externa förlustkoefficienten och  $m$  är modindexet. Förstärkningskoefficienten vid lasertröskeln är i praktiken något lägre, eftersom man har ett visst bidrag från den spontana emissionen. Härledningen visar att den externa kaviteten bestämmer fasvillkoret ( $\mu \cdot l \ll L$ ) och även de externa förlusterna ( $r_2 \ll r_{\text{ext}}$ ). En omskrivning av Ekv.(3) visar att det är naturligtvis också möjligt att distribuera förstärkningen och förlusterna över den totala optiska vägen  $l_{\text{op}} = (\mu \cdot l + L)$ . Införandet av optiska komponenter i kaviteten kommer på samma sätt som den externa kaviteten att ändra den totala kavitets optiska längd  $l_{\text{op}}$ , men även den interna förlustkoefficienten kommer att ändras.



## Uteffekt - Ström karakteristik

De flesta diodlasrar karakteriseras av en typisk uteffektkurva enligt Fig.2 med en ganska svag spontan emission under lasertröskeln och en stimulerad emission som ökar linjärt med injektionsströmmen tills emissionen mättar p.g.a. ökade läckströmmar, en ökning av de interna förlusterna eller en högre tröskelström.

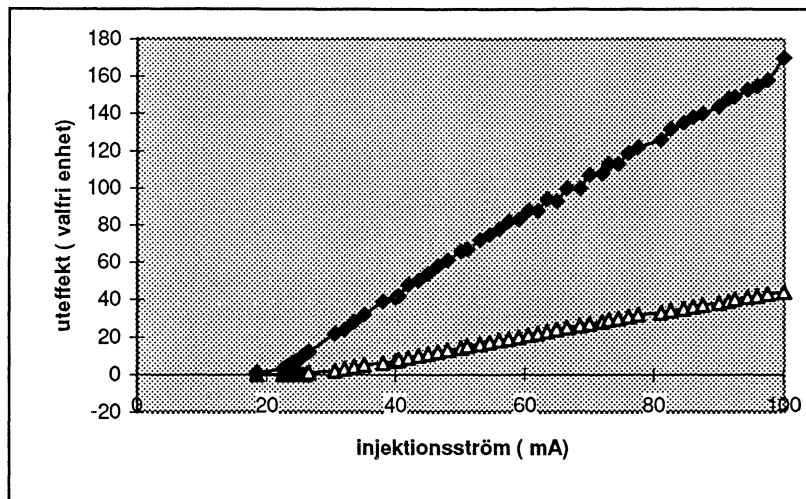


Fig.2 Emission (bakre ändyta)-Injektionsström kurva för återkopplad diodlaser ( kvadrat) och icke återkopplad antireflexbehandlad diodlaser (triangel)

Under lasertröskeln kommer injektionsströmmen huvudsakligen att ge upphov till rekombination av laddningsbärarna via icke strålande övergångar så som augerrekombination, ytrekombination, rekombination via defekter och spontan emission, över alla möjliga energier. Rekombinationen beror alltså på värdet av laddningsbärarkoncentrationen  $n$ , vilket även förstärkningskoefficienten gör som dessutom vid tröskeln är direkt relaterat till de externa resp. interna förlusterna, vilka inte beror på  $n$ . Värdet av tröskelströmmen  $I_t$  bestäms därför i allmänhet genom två samband, lasertröskelvillkoret och relationen mellan förstärkningskoefficienten och  $n$  för lasermoden. Man ska tillägga att den spektrala förstärkningsprofilen  $g(\lambda)$  skiftas mot kortare våglängd för större  $n$  och därmed även dess maximala värde  $g$  som vid tröskeln approximativt är lika med  $g_t$ . Beroende på dimensionaliteten och konstruktionen hos laserstrukturen varierar ( $g$ - $n$ ) relationen markant för olika lasrar.

I jämförelse mellan exempelvis 2- och 3-dim. strukturer kan man konstatera att den 2dim. tillståndstätheten minskar antalet inverterbara tillstånd, koncentrerar tillstånden till ett smalare energiintervall och begränsar antalet inverterbara tillstånd, vilket i sin tur ger lägre transparensström, högre differentiell förstärkning  $dg/dn$  och en viss måttnad av funktionen.(Fig.3) Transparens-strömmen  $I_0$  kallas den ström som ger populationsinversion, dvs. positiv förstärkningskoefficient.

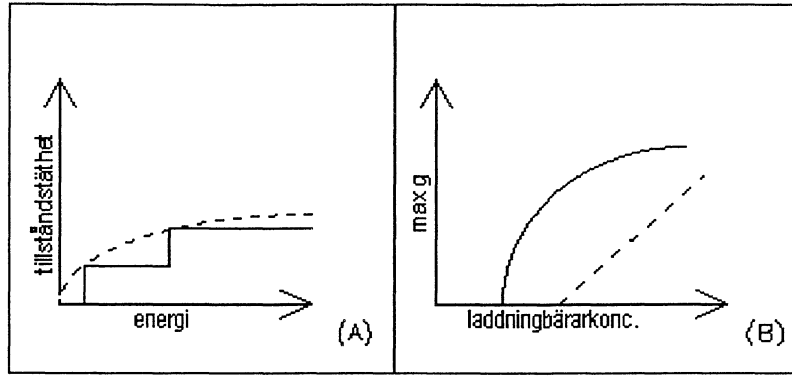


Fig.3 (A) Tillståndstätheten för tredimensionella dubbelhetero-strukturer (steckad) resp. tvådimensionella kvantbrunn-strukturer (heldragen) och (B) (g-n) relationens utseende

Generellt finns det alltså inget enkelt funktions samband mellan g och I. Som en möjlig approximation till den använda laserstrukturen kan man använda ett linjärt samband som är en god approximation för 3-dim. strukturer

$$g_t = a(n_t - n_0) = A(I_t - I_0). \quad (6)$$

I kombination med Ekv.(4) ger detta ett uttryck för tröskelströmmen

$$I_t = \frac{\alpha_{ext} + \alpha_{int}}{A} + I_0. \quad (7)$$

Man observerar att tröskelströmmen minskar med ökande reflektans från kavitetens ändarna, vilket i sin tur kan medge ett ökat effektuttag, men är tyvärr också starkt beroende på materialets egenskaper, dvs. materialparametrarna A och  $I_0$ .

Utgående från balans ekvationerna för fotonantalet F i kaviteten och elektronantalet N i det aktiva materialet, aktiva modvolymen, kan man härleda ett uttryck för den totala stimulerade uteffekten. Ekvationerna blir under statiska förhållanden över lasertröskeln för enkelmodoperation (T är tiden)

$$\frac{dF}{dT} = R_{st}(g_t)F - \frac{\alpha_{ext}lc}{l_{op}}F - \frac{\alpha_{int}lc}{l_{op}}F + (R_{sp}(g_t)) = 0 \quad (8)$$

$$\frac{dN}{dT} = \frac{I}{q} - \frac{I_t(g_t)}{q} - R_{st}(g_t)F = 0. \quad (9)$$

Ekv.(8) har tagits fram via Ekv. (3), ty intensiteten är proportionell mot fotonantalet, och runtripptiden för fotonen i kaviteten. Enligt gängse bruk används beteckningarna c för ljushastighet i vakuum och q för elektronladdningen.  $R_{st}(g_t)$  är den stimulerade emissionskoefficienten, dvs. hastigheten med vilka stimulerade fotoner genereras per existerande foton och är lika med inversen av fotonlivstiden  $\tau_p$  om generationshastigheten för de spontana fotonerna  $R_{sp}$ , dvs. den spontana emissionskoefficienten i kaviteten försummas.

$$R_{st} = \frac{g_t l c}{l_{op}} \quad (10)$$

där den stimulerade emissionskoefficienten nu har distribuerats över den totala optiska vägen.

Balanskvationen för laddningsbärarna ger det totala antalet fotoner för lasermoden. Uteffekten är produkten av hastigheten med vilka fotonerna lämnar kaviteten och det totala fotonantalet i kaviteten resp. deras energi, vilket ger med hjälp av Ekv.(8) och Ekv.(9)

$$P_{tot} = h\nu \frac{\alpha_{ext} l c}{l_{op}} F = h\nu \frac{\alpha_{ext} l c}{l_{op}} \cdot \frac{(I - I_t)}{q R_{st}}. \quad (11)$$

Genom insättning av Ekv.(10), Ekv.(7) och Ekv.(4) erhåller man det slutliga uttrycket för den totala uteffekten

$$P_{tot} = \frac{h\nu}{q} \eta_i \frac{\alpha_{ext}}{\alpha_{ext} + \alpha_{int}} (I - \frac{\alpha_{ext} + \alpha_{int}}{A} - I_0). \quad (12)$$

Den interna kvanteffektiviteten  $\eta_i$  har introducerats, som enligt definitionen är lika med andelen injicerade laddningsbärare som rekombinerar via strålningsövergångar och är över lasertröskeln nära 1, eftersom de stimulerade övergångar dominerar.

Effekten som emitteras från ändytan fås genom att införa faktorn  $K(r_1, r_{ext})^2$

$$P = K(r_1, r_{ext}) P_{tot}. \quad (13)$$

K-faktorn tar hänsyn till olika reflektivitet hos ändytorna, eftersom detta medför att den stimulerade effekten i kaviteten inte är likformig längs kaviteten, och har följande utseende.

$$K(r_1, r_{ext}) = \frac{(1 - r_{ext}^2) r_1}{(r_{ext} + r_1)(1 - r_{ext} r_1)} \quad (14)$$

Den externa kvanteffektiviteten  $\eta_{ext} = \frac{dP_{tot}}{dI} \frac{q}{h \cdot \nu}$ ,  $K(r_1, r_{ext})$ -faktorn och tröskelströmmen  $I_t$  för lasringen bestämmer alla tre den maximala uteffekten man kan erhålla för en fix injektionsström. Dessa beror i sin tur på  $r_{ext}$ , vilken är en konstruktionsparameter i det aktuella fallet.

## Linjebredd

En annan viktig diodlaserparameter är effektspektrumets halvvärdesbredd som uppvisar Lorentzform och ges av den modifierade Schawlow - Townes bredden<sup>3</sup>

$$\Delta\nu = \frac{R_{sp} (1 + \alpha^2)}{4\pi F}. \quad (15)$$

Antalet spontant emitterade fotoner in i lasermoden,  $R_{sp}$ , är proportionell mot  $R_{st}$  via populationsinversionsfaktorn<sup>3</sup>, dvs.  $R_{sp} = n_{sp} R_{st}$ .

I allmänhet breddas laserlinjer av mekanismer som ger upphov till fluktuationer hos det elektriska fältet fas i kaviteten. I diodlaserfallet uppkommer dels instantana fasändringar och dels fördröjda fasändringar genom spontan emission. Varje spontan emissionshändelse bidrar direkt till en fasändring och indirekt till en ändring av intensiteten i kaviteten. I sin tur ger denna upphov till en ändring i laddningsbärarkoncentrationen. Eftersom brytningsindexet  $\mu$  beror på laddningsbärarkoncentrationen kommer en ändring av denna att medföra en ytterligare fasändring under tiden som lasern återgår till jämviktintensiteten i kaviteten. Förhöjningsfaktorn  $\alpha$  ger möjlighet att ta hänsyn till denna effekt. Även  $\alpha$  beror på laserstrukturen och är generellt lägre för kvantbrunnstrukturer än dubbelheterostrukturer beroende på den högre differentiella effektiviteten<sup>2</sup>. Insättningen av tidigare ekvationer för  $R_{sp}$  Ekv.(10),  $F$  uttryckt i  $P_{tot}$  Ekv.(11) och omskrivningen av  $P_{tot}$  enligt Ekv.(12) visar det viktigaste resultatet att linjebredden är omvänt proportionell mot kvadraten av kavitetslängden eller i detta fall externkavitetslängden.

$$\Delta\nu = \frac{q(1+\alpha^2)n_{sp}(\alpha_{ext} + \alpha_{int})^2 \left(\frac{cl}{l_{op}}\right)^2}{4\pi\eta_i \left(I - \frac{\alpha_{ext} + \alpha_{int}}{A} - I_0\right)} \quad (16)$$

Samtidigt ser man att en ökad återkoppling (lägre  $\alpha_{ext}$ ) också ger en minskning av linjebredden, men man ska då komma ihåg att uteffekten minskar för fix injektionsström, se Ekv.(12), vilket är icke önskvärt. Genom att öka kavitetslängden och genom att öka kavitets finess minskar den kalla resonatorns bandbredd, vilket leder till en smalare linjebredd.

Förlängningen av laserkaviteten medför även att en del andra parametrar ändras, såsom avståndet mellan moderna, resonansfrekvensens känslighet mot brytningsindexändringar och kavitetslängdändringar. Fasvillkoret Ekv.(5) ger under förutsättningen att man sätter  $k_0 = \frac{2\pi\nu}{c}$  genom enkla operationer följande tre samband

$$\Delta\nu_{fsr} = \frac{c}{2l_{op}}, \text{ (fri spektralbredd)} \quad (17)$$

$$\frac{d\nu}{d\mu} = -\frac{l\nu}{l_{op}} \quad (18)$$

$$\frac{d\nu}{dl_{op}} = -\frac{\nu}{l_{op}}. \quad (19)$$

Ekv (18) antyder att en förlängning av kaviteten medför även en minskning av fasfluktuationerna inducerad genom brytningsindexvariationerna. Dessutom kan man konstatera att den fria spektralbredden och frekvensens längdberoende minskar kraftigt.

## Resonansfrekvens

Vid vilken frekvens EK-DL med stark återkoppling arbetar bestäms huvudsakligen av det aktiva materialets förstärkningsprofil, den modstruktur som kaviteten tillåter och av en eventuell intrakavitär våglängdsselektion via etalong- eller gittereffekter. Fig.4 visar schematiskt de olika mekanismernas relativa inverkan som bestämmer möjliga lasermoder centrerad kring den aktuella laservåglängden.

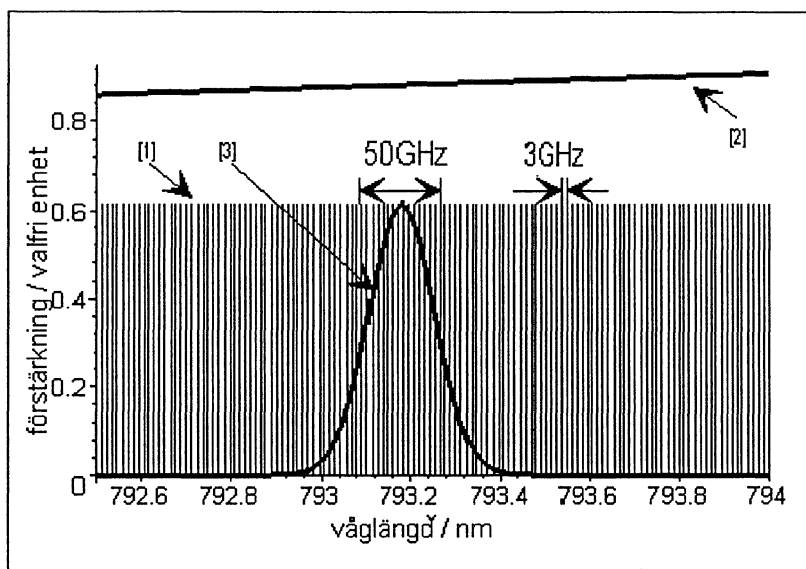


Fig.4 Förstärkning som funktion av våglängden (1) externkavitets modstruktur, (2) mediets förstärkningsprofil, (3) gitterdispersionskurva)

Lasrar i allmänhet uppvisar både enkel- och multi-longitudinell modoperation starkt beroende på om förstärkningsprofilen är homogen eller inhomogen breddad. Diodlasrar i synnerhet har en homogen breddad förstärkningsprofil, vilket skulle leda till enkelmodoperation, eftersom endast den dominerande moden kommer att förstärkas. Trots detta kan man observera multimodoperation beroende på en rad olika mekanismer så som spektral hålbränning och hög spontan emission.

Ett mått på enkelmodoperation är förhållandet mellan fotonantalet i lasermoden och den närmaste sidomodens på avståndet av en fri spektralbredd som betecknas med MSR (mode suppression ratio). Under lasertröskeln kommer MSR bestämmas av hur mycket de olika modernas spontana emission förstärks i förhållande till varandra, dvs. förstärkningsprofilens utseende. Även om den exakta formen inte är känd kan man anta att MSR beror på det totala antalet moder  $M$  under halva förstärkningsprofilen och i Ref.2 visas att för en approximativt kvadratisk förstärkningsprofil, dvs. för dubbelheterostrukturen är

$$MSR = 1 + \frac{F}{n_{sp}} (M)^{-2}. \quad (20)$$

Tendenserna för den aktuella laserstrukturen kan antas vara de samma. Å ena sidan ökar  $F$  kraftigt för externkavitetslasern, vilket leder till en ökning av MSR. Å andra sidan kan det kraftigt minskade modavståndet medföra stabilitetsproblem med multimodoperation som följd, vilket kan undertryckas genom införandet av våglängdsdispersiva element i kaviteten, så att  $M$  inte försämras.

När lasertröskeln väl har överskridits fixeras naturligtvis förstärkningen, fotonantalet i sidomoderna saturerar och MSR ökar kontinuerligt med ökande uteffekt. Med ökande uteffekt kommer sedan andra mekanismer, varav axiell spatial hålbränning är den viktigaste, att ändra diodlaserns spektrala karaktär. En axiell inhomogen förstärkningsprofil uppkommer p.g.a. huvudmoden endast mättar förstärkningen i antinoderna. Detta ger också sidomoderna möjlighet att lasra om dessa är tillräckligt separerade från huvudmoden. Genom ökningen av kavitetslängden och eftersom diodlasern är placerad vid den ena sidan av kaviteten ökar överlappet mellan de närliggande moderna i det aktiva laser-materialet och därmed minskar risken för multimodoperation.

Även om EK-DL teoretisk uppvisar en större MSR än den icke återkopplade diodlasern kan i praktiken termisk och akustiska instabilitet av konstruktionen vara ett stort problem med modhoppning som följd.

### Variation av temperatur resp. injektionsström

Frekvenssvepning av diodlasrar görs vanligast genom variation av temperatur eller injektionsström.

Karakteristiskt för diodlasrar är att bandgapet varierar med temperaturen, vilket innebär att förstärkningsprofilen förskjuts mot längre våglängd för högre temperatur. Även brytningsindexet är temperaturberoende så att kavitetslängden ändras och till följd av detta ändras resonansfrekvensen. Eftersom förstärkningsprofilens maximala värde förskjuts i en betydligt snabbare takt än resonansfrekvensen ändras uppkommer mindre kontinuerliga svepområden separerade via modhopp mellan de olika longitudinella moderna. Detta gör vissa frekvensområden oåtkomliga, vilket är en av de stora nackdelarna hos diodlasrar. För den aktuella konstruktionen är snabb frekvenssvepning via temperaturändring inget alternativ eftersom den termiska tidskonstanten inte tillåter någon högfrekvent modulation.

En variation av injektionsströmmen medför också en temperaturändring av diodlaserchipet via ohmsk uppvärmning och även en ändring av laddningsbärarkoncentration, vilket påverkar brytningsindexet. Laddningsbärarkoncentrationsändringen medger även i detta fall frekvenssvepning inklusive modhopp, fast över ett mindre svepintervall, men med höga frekvenser upp till GHz området. Tyvärr medför en frekvensmodulation även en amplitudmodulation som enligt Ekv.(18) kan vara stor för EK-DL och för tillämpningen är icke önskvärd. Ännu värre är att också linjebredden ökar betydligt under modulation<sup>4</sup>.

### Ändring av externkavitetslängden

Den externa kaviteten ger en tredje möjlighet till frekvenssvepning genom att via införandet av lämplig optisk komponent eller via mekanisk förflyttning av det yttre återkopplingselementet variera den externa kavitetslängd. Mekanisk translation åstadkoms lämpligast med en piezoelektrisk kristall monterad på en av kavitets externa komponenter<sup>5-7</sup>. En mekanisk förflyttning medför tyvärr alltid en viss hysteris som är svår att undvika och samtidigt medför även de rörliga delarnas tröghet att endast måttliga svephastigheter är möjliga, dvs. några kHz<sup>8</sup>.

### Elektro-optisk modulation

En välkontrollerad och snabb frekvensmodulation av EK-DL kan åstadkommas med en intrakavitär elektro-optisk transversell modulator som varierar kavitetslängden och därmed resonansfrekvensen<sup>9</sup>. För detta ändamål kan en Litium-

Tantalat-kristall med dimensionerna ( $l_k \times b_k \times d_k$ ) användas, som fungerar enligt den linjära elektro-optiska Pockelseffekten. Principen för Pockelseffekten är att ett elektriskt fält som läggs över kristallen medför en ändring i brytningsindexet. I en kristall utan ett pålagt elektrisk fält kan brytningsindexets riktningsberoende beskrivas med en brytningsindexellipsoid orienterad längs symmetriaxlarna i kristallen.

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (21)$$

Denna ellipsoid kommer under inverkan av ett elektrisk fält att deformeras och roteras till den allmänna formen

$$a_1 x^2 + a_2 y^2 + a_3 z^2 + 2a_4 yz + 2a_5 zx + 2a_6 xy = 1. \quad (22)$$

Skillnaderna i ellipsoidernas koefficienter beräknas i det linjära fallet, dvs. Pockelseffekten, av en matrisekvation<sup>10</sup>

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right) = \bar{r} \cdot \bar{E}, \quad (23)$$

där  $\bar{r}$  är den elektro-optiska matrisen för respektive kristall. Litium-Tantalat-kristallen kan p.g.a. symmetriegenskaper karakteriseras med en förenklat matris där endast vissa element är skilda från noll<sup>10</sup>.

$$\bar{r} = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (24)$$

Matriselementet  $r_{33}$  har ett ganska högt numeriskt värde både i jämförelse med alla andra matriselement i denna kristall men även i jämförelse med matriselement hos andra kristaller, vilket dels föranledde valet av LiTaO<sub>3</sub> och dels orienteringen av det elektriska fältet. Genom att lägga det elektriska fältet  $\bar{E} = E_z \cdot \bar{e}_z$  vinkelrätt mot ljusets utbredningsriktning  $\bar{k} = k_x \cdot \bar{e}_x$  och parallellt med ljusets polarisationsriktning används kristallen som en transversell modulator. Med de valda orienteringarna ger Ekv.(23) för alla rimliga fältstyrkor  $r_{33} \cdot E_z \ll 1$

$$\Delta n_z = -1/2 \cdot n_e^3 \cdot r_{33} \cdot U / d_k, \quad (25)$$

där U betecknar spänningen över kristallen och  $n_e = n_z$  det extraordinära brytningsindexet utan pålagt elektriskt fält. Tillsammans ger Ekv.(19) och (25) ett samband mellan den pålagda spänningen och den uppkomna frekvens-ändringen för EK-DL

$$dv = -\frac{n_e^3 \cdot r_{33} \cdot l_k}{d_k \cdot \lambda} \cdot U \cdot \Delta v_{fsr}. \quad (26)$$



## Resonatordesign

EK-DL består i det generella fallet av diodlasern, kollimatoren och ett bandpassselektivt element för optisk återkoppling. Man brukar arbeta i de två tidigare nämnda återkopplingsregimen, svag resp. stark koppling mellan diodlasern och den externa kaviteten. För att uppnå svag återkoppling kan en spegel i kombination med en etalon eller en extern högfiness Fabry-Perot referens - kavitet användas<sup>5</sup> medan stark återkoppling åstadkoms enklast med ett diffraktionsgitter<sup>6,7,11</sup>.

Med svag återkoppling är det möjligt att uppnå mycket smala linjebredder<sup>5</sup> och Ghz -frekvenssvep till pris av en högre grad av teknisk komplexitet. Stark återkoppling via diffraktionsgittret reducerar linjebredden och man har möjlighet att välja den önskade våglängden genom återkoppling via gittrets dispersion. Det är också betydligt enklare att utföra stora frekvenssvep utan modhopp genom rotation kring en lämplig vald Pivotpunkt<sup>12</sup>.

## Littrow kontra Littman design

De använda våglängdsselektiva resonatorerna för externstabiliserade diodlasrar med stark optisk återkoppling via ett gitter är Littman- och Littrowresonatorn, namngivet efter vetenskapsmännen som associeras med utvecklandet av den principiella designen. Båda konfigurationerna har med framgång används för att åstadkomma linjebredder i kHz-området<sup>6,7</sup> och svepområden på flera nanometer utan modhopp<sup>11</sup>. Ett schema över konfigurationerna visas i Fig.5.

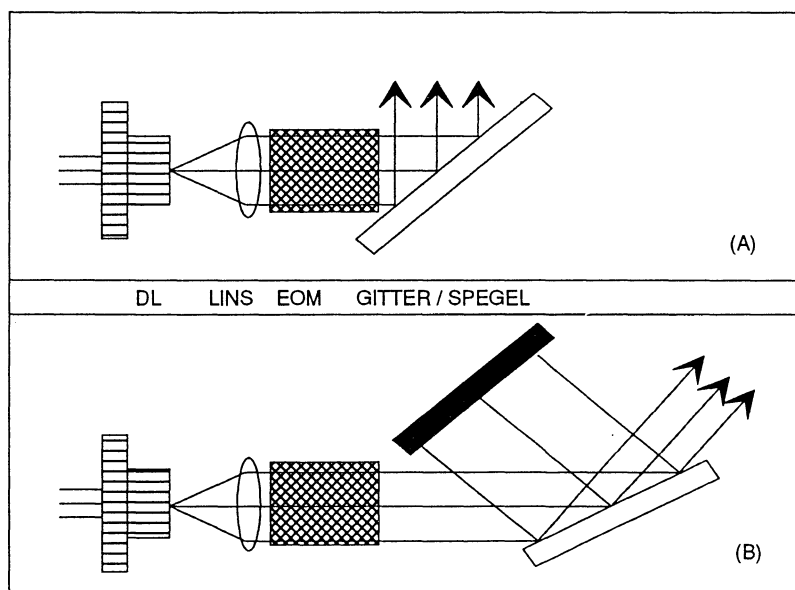


Fig.5 Schematisk bild av (A) Littrow resp. (B) Littman design

(DL=diodlaser, EOM=elektro-optisk modulator)

Gemensamt för konfigurationerna är att 0:te diffraktionsordningen kopplas ut och 1:a ordningen återkopplas. Som synes sker detta i Littman fallet via en extra spegel medan strålen i Littrow fallet retroreflekteras direkt från gittret. Den passiva bandbredden vid enkelpassage för båda dessa arrangemang ges av Ekv.(30) som härleds på följande sätt.

En derivation av gitterekvationen ger vinkeldispersionen för gittret i 1:a ordningen

$$\frac{dv}{d\alpha} = d \cdot \cos(\alpha) \cdot \frac{c}{\lambda^2}, \quad (27)$$

där  $d$  betecknar gitterkonstanten och  $\alpha$  infallsvinkeln. Under antagandet av gaussisk strålprofil kan den karakteristiska stråldiametern  $2w_0$  i fokus hos linsen skrivas som

$$2w_0 = \frac{2\lambda f}{D}, \quad (28)$$

om 99% av strålen passerar linsen med diameter  $D$  och fokallängden  $f$ . Eftersom

$$d\alpha = \frac{2w_0}{f} \quad (29)$$

ges bandbredden för gittret, genom att kombinera Ekv.(27) till Ekv(29), av

$$\Delta v_g \approx \frac{d \cdot \cos(\alpha) \cdot c}{D \cdot \lambda}. \quad (30)$$

Ekv.(30) leder till en betydligt svagare dispersion för Littrow arrangemanget p.g.a. den mindre infallsvinkeln  $\alpha$ , dvs. mindre antal belysta ritsar. Dessutom passeras gittret endast en gång, vilket leder till dubbelt så stor bandbredd. Låg dispersion kan leda till modinstabilitet så att ytterligare våglängdsselektiva element eller strålexpander kan bli aktuella. Å andra sidan medför Littman arrangemangets strykande infall större gitterförluster. Den därmed högre tröskelströmmen kan leda till en begränsning av det möjliga svepområdet vid mekanisk svepning över stora våglängdsområden. De nämnda fördelarna med båda konfigurationerna har utnyttjats i det s.k. dubbel-gitter arrangemanget i vilket Littman designens extraspegel ersätts med ett Littrowgitter<sup>13</sup>.

Andra egenskaper kan också inverka på val av designen. Vid stora frekvenssvep av Littrow kaviteten ändras den utkommande strålens riktning, men för små svep ligger denna ändring innanför strålens diffraktionsbegränsning. I allmänhet har Littrow konfigurationen en kortare kavitet, ty extraspegeln saknas och därmed en glesare modstruktur i den externa kaviteten. Littrow designen kan intuitivt antas ha en större mekanisk och termisk stabilitet genom att den innehåller en optiskt komponent mindre.

Med tanke på den ökade stabiliteten och det större modavståndet ansågs Littrow konfigurationen lämpligast.

## Val av kavitetsparametrar

En optimal konstruktion ska uppvisa hög uteffekt, smal linjebredd och stort svepområde. Tyvärr är dessa krav enligt tidigare delvis oförenliga, vilket medför att en del parametrar måste väljas med omtanke. De tre viktigaste parametrar för att optimera dessa krav är gittrets placering, den absoluta diffraktionseffektiviteten och den polarisationsberoende dispersionen.

### Återkopplingseffektiviteten

Återkopplingen har en betydande inverkan på uteffekten enligt Ekv. (12) och eftersom både den externa effektiviteten och tröskelströmmen minskar för större reflektans från gittret utfördes mätningar för några olika  $r_{\text{ext}}$  som visade att för injektionsströmmar långt i från tröskelströmmen är det fördelaktigt med låg återkoppling för att få hög uteffekt. Det ska nämnas att  $K(r_1, r_{\text{ext}}) \approx 1$  om  $r_1^2 = 0.95$  och  $r_{\text{ext}}^2 < 0.5$  i Ekv.(14). Mätningen utfördes med en delvist skadad diodlaser och resultatet blev att en reflektans mellan 20-30% gav hög uteffekt och därför valdes ett gitter med en effektivitet på 24% i första ordningen. Experimentellt har man visat att även om linjebredden beror på återkopplingen enligt Ekv.(16) så är det framförallt lågfrekventa frekvensfluktationer beroende på brus i ström, temperatur och mekaniska störningar som dämpas genom stor återkoppling upp till 50%. Därför påverkas endast linjebredden som mäts över ett lång tidsintervall (1s) och den viktiga linjebredden som mäts under kortare tidsintervall (50ms) är opåverkad<sup>14</sup>.

### Kavitetslängden

Även om kavitetens finess, som bestäms av gitterreflektansen, har inverkan på linjebredden så är kavitetens längd betydelse avsevärt större enligt Ekv.(16). Trots detta valdes kaviteten så kort som möjligt  $l_{\text{op}} = 45\text{mm}$  för att uppnå det störst möjliga modavståndet (Ekv. (17)), dvs. det störst möjliga svepområdet utan modhop  $\Delta\nu_{\text{fsr}} = 3,3\text{ GHz}$ . Redan denna kavitetens längd skulle i förhållande till det aktiva mediets längd  $200 < l < 350\mu\text{m}$ ,  $n = 3,5$  teoretisk ger en minskning av linjebredden med en faktor  $> 1000$  och kavitetens längd kommer därför inte vara den begränsande faktorn för linjebredden om man antar att linjebredden i det icke återkopplade fallet ligger mellan 10-100 MHz.

### Gitterdispersionen

En återkoppling med ett försöksgitter med 1200 linjer/mm och efterföljande mekanisk svepning av den externa kaviteten via gitterrotation ledde till slutsatsen att förstärkningsprofilen är åtminstone 20nm (790nm-810) bred. M värdet, dvs. antalet moder under halva förstärkningsprofilen, för enbart diodlasern utan externkavitet blir då ungefär 33. Dispersionsrelationen Ekv.(30) ger för ett standardgitter på 1800 linjer/mm vid den aktuella våglängden 793nm och med en lens med diameter 3,6 mm en bandbredd på 41,25 Ghz, dvs. ett värde  $M < 25$ , om man räknar som en approximation alla moder inom hela kurvan. Fördelen med detta gitter jämt emot gitter med lägre

dispersion är dessutom att man får en stor utfallsvinkel på  $45^\circ$ , vilket är lättare att hantera ur konstruktionssynpunkt.

## Den elektro-optiska modulatoren

Den elektro-optiska modulatoren ((LiTaO<sub>3</sub>, 5x4x1mm<sup>3</sup>) som placerades i kaviteten, var antireflexbehandlad med en residuell reflektans  $R < 10^{-3}$  för att inte lasring skulle uppstå mellan den bakre diodlaserändytan och kristallen. Med ett elektrodavstånd på 1mm, en max. spänning på 400V från den tillgängliga spänningsförstärkaren, med kristallens brytningsindex  $n_e = 2.16$ ,  $r_{33} = 33 \cdot 10^{-12}$  och en kristalllängd på 5mm fås ett maximalt frekvensskift på 2.7 GHz från Ekv.(26).

## Termisk och akustisk stabilitet

Det kritiska beroendet av resonansfrekvensen på kavitetslängden och diodlasertemperaturen medför att både termisk och akustisk stabilitet är av stor betydelse för tillförlitlig operation. Oberoende temperaturstabiliseringar av både diodlasern och den externa kavitets basplatta installerades.

Temperaturen mättes med en kommersiell integrerad krets (AD 592 CN, Analog Devices), vilken inom ett begränsat spänningsområde fungerar som en temperaturberoende strömkälla med  $1\mu\text{A/K}$ . Principen för (Proportionell To Absolute Temperature) sensorn bygger på den bipolära transistorns temperaturkänslighet. Skillnaden för två identiska transistors bas-emitter-spänning, som opererar vid olika konstanta kollektorströmmar, är beroende på den absoluta temperaturen<sup>15</sup>. Sensorerna placerades dels i mitten av basplattan och dels direkt över diodlasern.

Diodlasertemperaturen stabiliserades med en diodlaserdrivare kopplat till två symmetrisk kring lasern placerade peltierelement till en precision kring 1mK. Peltiereffekten uppkommer i övergången mellan två olika ledare resp. halvledare med olika medelenergi hos laddningsbärarna. När det går en ström i den ena resp. andra riktningen genom övergången kommer värme att emitteras till eller absorberas från gitteratomerna. Värmesänkan för peltierelementen isolerades termisk från basplattan.

De flesta av delarna inkl. basplattan tillverkades av aluminium eftersom materialet har dels förhållandevis låg termisk längdutvidgningskoeff.  $\alpha = \Delta L/L = 2,4 \cdot 10^{-5}/\text{K}$ , hög värmekonduktivitet, lågt pris och kan bearbetas relativt lätt. Den termiska expansionen av basplattan uppgick enligt Ekv.(19) och längdutvidgningskoefficienten till 9GHz/K. Temperaturen av basplattan stabiliserades med en vid institutionen konstruerad konventionell PID-regulator<sup>16</sup>, som modifierades för större effektuttag, och tre peltierelement, på vilken basplattan vilade, till bättre än 10mK under en timme. Den angivna långtidsstabiliteten kunde endast nås när kaviteten omslötts av en plexiglasbox för att eliminera eventuella luftströmmar.

Alla former av akustiska störningar visade sig vara extremt skadliga för stabiliteten av den externa kaviteten och möjliga storkällor togs därför bort ur den kringliggande miljön.

## Hopsättning och injustering

Diodlasern placerades varsamt i sin hållare. Eftersom skyddsfönstret hade tagits bort under antireflexbehandlingen var detta en mycket delikat operation. Polarisationsplanet hos diodlaserljuset, vilket ligger parallellt med diodlaserfacetens långa sida, valdes parallellt med gitterritsarna för störst möjliga dispersion och lägst möjliga diffraktion. Temperaturen hos diodlasern stabiliserades till ett så lågt värde som möjligt, för att centrera förstärkningsprofilens maximum (800nm) nära den önskade våglängden (793nm). Kondensationseffekter begränsade denna temperatur till mellan 10-15 grader. Divergensen hos diodlaserchipet korrigerades därefter med en antireflexbehandlad asfärisk lins (NA=0.65, D=3,6mm, f=2,75mm, C390TM-B, Thorlabs) och strålprofilen observerades på ett avstånd av >5m så att efter en noggrann kollimering en symmetrisk fläck med några millimeter i diameter kunde synas. Linsens konfokala parameter, dvs. dubbla rayleighrange området  $2z_R$ , vid gaussisk strålutbredning och under antagandet att linsdiametern är betydligt större än strålfleckdiametern i fokus ges av Ekv.(31). Vid avståndet  $z_R$  från linsens fokus har den fokuserade strålens area fördubblats. Det låga värdet på den konfokala parametern medför att en exakt placering av diodlasern i linsens fokalplan är särskild viktigt.

$$2z_R \approx 2\pi \left( \frac{f}{D} \right)^2 \cdot \lambda = 3\mu m \quad (31)$$

Den elektro-optiska kristallen positionerades symmetriskt för maximal transmission, vilket kontrollerades med en effektmätare, och med z-axeln parallellt med ljusets polarisation. Gittret fixerades därefter på basplattan i en uppskattat vinkel på 45° så att första diffraktionsordningen retroreflekterades. Sedan vreds gittret kring en vertikal axel så att gittrets bandpass toppar vid den önskade våglängden. Rotationen kring en horisontell axel med hög upplösning, eftersom diodlaserchipet är endast 1µm, optimerar återkopplingen. Båda inställningarna visade sig vara mycket känsliga för mekanisk beröring och hysteres. Optimerad återkoppling vid den önskade våglängden uppnåddes genom följande procedur.

Tröskelströmmen minimeras med avseende på gitterrotationerna. Våglängden bestäms med en vid institutionen byggd våglängdsmeter <sup>17</sup>. Våglängden kontrolleras och justeras om den ligger mera än 0.1 nm från den önskade våglängden. Modstrukturen och enkelmodoperation kontrolleras sedan med en Fabry-Pérot-interferometer, finess=240, fsr=7.5Ghz och optimeras genom finjustering av återkopplingen. Slutligen justeras diodlasertemperaturen så att rätt våglängd erhålls, stabilitet inväntas. Finjusteringen av återkopplingen upprepas vid behov.

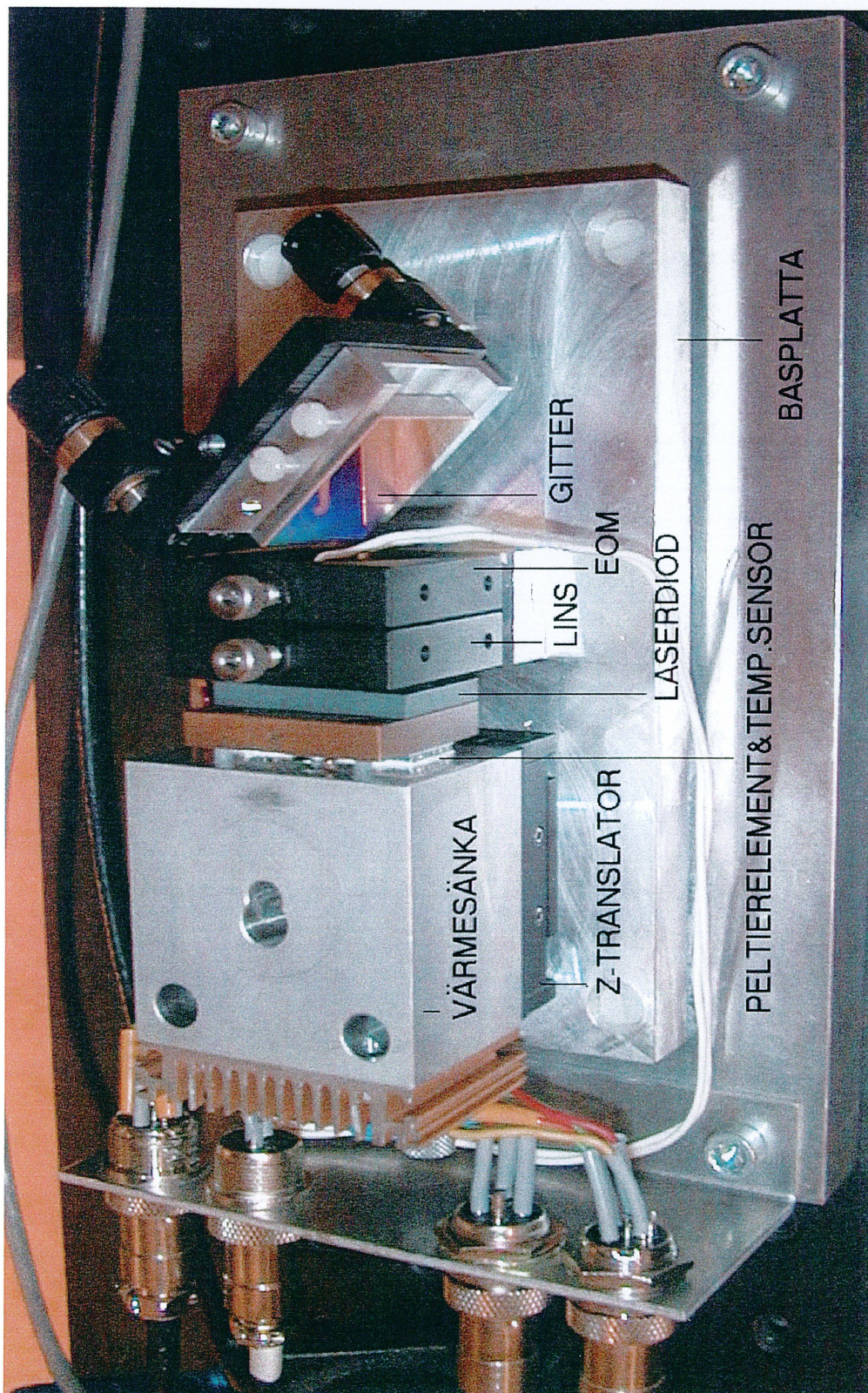


Fig.6. Bild av den kompletta konstruktionen (BASPLATTA=16cm)

## LINJEBREDDSMÄTNING

---

Två vanliga tekniker för bestämning av linjebredder kring några MHz eller mindre är homodyn resp. heterodyn teknikerna. Principen är att man omvandlar fas- och frekvensfluktuationer till intensitetsändringar med hjälp av en Mach-Zehnder interferometer där den ena interferometerarmen görs betydligt längre än den andra, vanligtvis genom införandet av en lång optisk fiber, så att ljuset interfererar med en fördröjd kopia av sig själv. Signalen detekteras med en snabb fotodiod, blandas med en oscillator och analyseras med en spektrum-analysator. I heterodyn tekniken skiftar man frekvensen hos den fördröjda kopian av signalen t.ex. med en akustooptisk modulator, i stället för att använda en lokaloscillator. Båda dessa tekniker beskrivs utförligt i Ref.18.

Ett annat sätt att mäta linjebredden är genom att utnyttja spektral hållbränning i ett material med stor inhomogen linjebreddning och liten homogen linjebreddning. Eftersom material med sådana egenskaper och den nödvändiga experimentutrustningen fanns tillgängligt utfördes linjebreddsmätningen med denna teknik.

### Homogen och inhomogen linjebreddning

Linjebredden hos optiska övergångar i fasta material kan breddas p.g.a. dynamiska och statiska mekanismer som ger upphov till en homogen- resp. inhomogen breddning av linjen.

Homogen breddning av linjen innebär att alla atomer och därmed även den totala mängden atomer har samma centerfrekvens och linjeprofil, vilken bestäms av mekanismer som ger upphov till populationändringar av nivån via exempelvis strålände och icke strålände övergångar, och fasändringar hos atomens vågfunktion. Linjebredden kommer att ha lorentzform. Bidraget av fasändringarna till den homogena linjebredden uppkommer exempelvis p.g.a. växelverkan mellan atomer och fononer. Antalet fononer i ett material beror kraftigt på temperaturen.

Imperfektioner och / eller stress kan i fasta material som exempelvis kristallina ämnen medföra att olika atomer känner olika lokala elektriska fält beroende på deras spatials position i kristallen. Det lokala fältet skiftar den homogent breddade linjen via starkeffekten. Eftersom kristalldefekterna kan antas vara slumpmässigt fördelade uppkommer en inhomogen linjebreddning med gaussisk form p.g.a. den slumpmässiga skiftningen av atomernas centerfrekvens. Inkommande ljus kommer då endast att excitera en viss grupp av atomer som är i resonans med det inkommande ljuset i motsats till fallet med homogen linjebreddning där ljuset växelverkar med alla atomer. Detta innebär i det homogena fallet att den totala absorptionsprofilen kommer att minska vid ökande intensitet medan det i det inhomogena fallet uppkommer ett spektralt hål i absorptionslinjen.

Det under experimentet använda materialet var  $Tm^{3+}YAG$ , dvs. en sällsynt jordartsmetall i en kristallin värd med en homogen linjbredd på 6kHz vid heliumtemperatur och en inhomogen linjbredd på  $<15GHz$ , för övergången vid 793,18 nm. Dessutom finns det en mellanliggande nivå som har en livstid på 10ms.

## Mätmetodens princip

Idén bakom bestämningen av linjbredden via spektral hålbränning är att man bränner ett transient, spektralt hål med en skrivpuls i den inhomogent breddade linjen vid en fix frekvens och med en lämplig intensitet så att en stor del av atomerna exciteras till det övre tillståndet. Väljer man ett material med ett metastabilt tillstånd (livstid i ms) mellan excitationnivåerna till vilka atomerna snabbt kan relaxera kommer den övre nivån att tömmas samtidigt som grundtillståndet fortfarande är nästan tomt. Om man sedan sveper frekvensen över hålet under en läspuls med en lägre intensitet kommer materialet att vara transparent vid hålbränningsfrekvensen, dvs. man detekterar hålet. Eftersom hålet representerar laserlinjen, om övergångens homogena linjbredd är försumbart, och eftersom utläsningen av hålet kan betraktas matematiskt som en faltning av hålet med laserlinjen kommer, under antagande av att laserns linjprofil är lorentzformad, det detekterade hålets halvvärdesbredd att vara dubbelt så stor som laserlinjens.

$$\Delta\nu_{\text{hål}} = 2\Delta\nu \quad (31)$$

Det nämnda frekvenssvepet under läspulsen kan utföras dels som ett internt svep med den elektro-optiska modulatorens och dels som ett externt svep med en akusto-optisk modulator.

## Den experimentella uppställningen

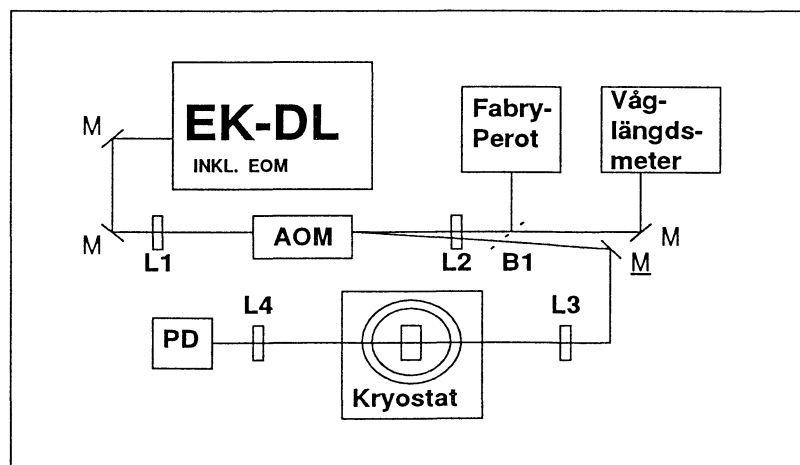


Fig.7 Optiskt experimentuppställning vid spektral hålbränning



Ljuset från externkavitetsdiodlasern leddes fokuserad genom en akusto-optisk modulator AOM med hjälp av de positiva linserna L1 och L2. Modulatorn består av en braggcell över vilken det läggs en akustisk våg som diffrakterar strålen och genom två separata ingångar (Vt och Mod) möjliggör både en frekvens- och en amplitudmodulation av laserstrålen. Frekvensskiftet beror på den akustiska vågens frekvens och är ca 3,4MHz / V medan diffraktions-effektiviteten bestämmer amplituden. En del av det odiffrakterade ljuset skickades till Fabry-Perot interferometern vid stråldelaren B1 för modstruktur-analys och speglades slutligen in i våglängdsmetern. Första diffraktions-ordningen, i en vinkel på 10mrad från nollte ordningen, separerades ut vid spegeln M och leddes fokuserad genom kryostaten innehållande Tm<sup>3+</sup>YAG kristallen. Det transmitterade ljuset detekterades med fotodioden PD.

Den optiska uppställningen drevs av elektronik som genererade olika pulser resp. svep för frekvens och amplitudmodulation och visas i Fig.8.

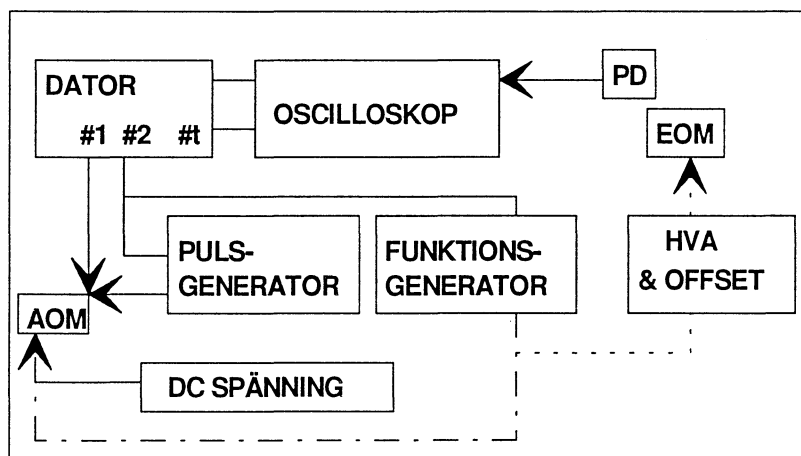


Fig.8 Elektronisk uppkoppling för puls och svepgenerering med externt svep via AOM (streckad, prickad linje) eller internt svep via EOM (prickad linje)

En dator genererade en triggpuls till ett minnesoscilloskop i vilken data-insamlingen skedde. Dessutom skickades två pulser ut #1& #2, vilkas längd och avstånd kunde ändras. Den första gick direkt till AOM's ingång för amplitud-modulering (Mod) och skapade därmed skrivpulsen medan den andra via pulsgeneratoren, vilken gav möjlighet att minska pulsens amplitud, gick till samma ingång och skapade läspulsen som då hade lägre effekt än skrivpulsen. Frekvenssvepet under läspulsen kunde skapas på två olika sätt, dels via ett externt svep med AOM och del med ett internt svep via EOM. I båda fallen triggas en funktionsgenerator på puls #2 som skapade en period av en triangelvåg. Denna skickades antingen direkt till den andra ingången (Vt) på AOM och svepte därmed frekvensen eller förstärktes med en högspännings-förstärkare, med lämplig offset, och lades över den EOM.

## Verifiering av enkelmodoperation vid snabba svep

Eftersom det vid snabba svep är omöjligt att kontrollera enkelmodoperation via Fabry-Perot interferometern utfördes ett hålbrenningsexperiment där man under läspulsen svepte över det totala möjliga svepområdet med EOM. Ett modhopp under utläsningen kan medföra att lasern hoppar till ett område på linjen med lägre absorbtion, vilket kan observeras genom en ökande transmission. I normalfallet ska lasern endast hoppar till den närmaste lasermoden, som då har högst förstärkning. Genom att använda sig av en offset-spänning (0-200V) på EOM kan man simulera modhopp, eftersom man då kan frekvenssvepa den lasrande moden över mera än den fria spektralbredden.

## RESULTAT & DISUSSION

### Våglängdsspecifik uteffekt

Den totala uteffekten vid den intressanta våglängden, dvs. vid 793,18nm uppmätts till 33,7 mW vid 100mA. I Fig.9 visas det nästan linjära sambandet mellan uteffekt och injektionsström med en tröskelström på 21.3mA.

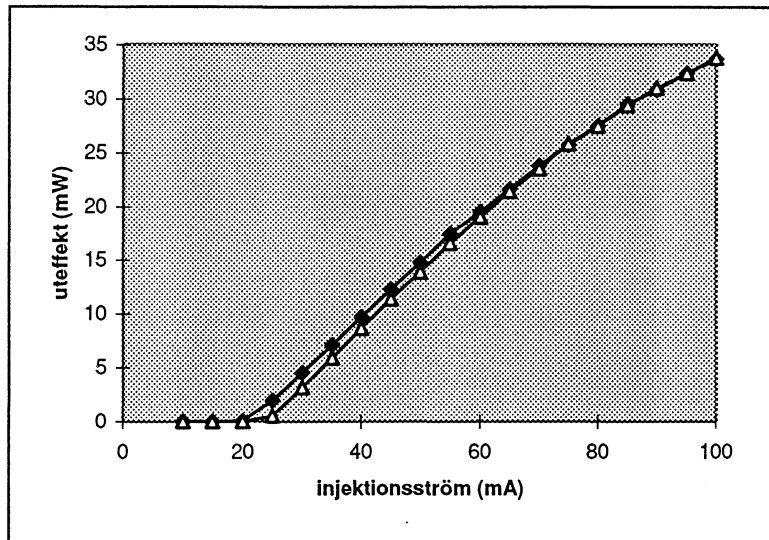


Fig.9 EK-DL uteffekt vid  $t=15^{\circ}\text{C}$  och  $\lambda=793\text{nm}$  (kvadrat) resp. vid  $t=25^{\circ}\text{C}$  och  $\lambda=800\text{nm}$  (triangel)

Den specificerade uteffekten för den icke antireflexbehandlade diodlasern (SDL-5311-G1) vid en arbetström av ungefär 145mA och vid en temperatur av  $25^{\circ}\text{C}$  anges av tillverkaren till 100mW vid en våglängd av 800 nm. För att kunna göra en direkt jämförelse med dessa data uppmättes uteffekten vid 800nm till 33,8 mW vid en tröskelström på 24,4mA enligt Fig.9. En extrapolering av de sista datapunkterna till 145mA visar att EK-DL ger halva den specificerade uteffekten.

De två huvudskälen till detta är framförallt förluster vid inkopplingen av det återkopplade ljuset till diodlasern och den kraftigare återkopplingen.

Inkopplingsförlusterna kan uppfattas som en ökning av den interna förlustkoefficienten samtidigt som den externa förlustkoefficienten minskar p.g.a. den högre återkopplingen jämfört med den icke antireflexbehandlade lasern. Den ur diagrammet uppskattade derivatan  $\frac{dP}{dI} \approx 0,4 \frac{\text{mW}}{\text{mA}}$  ger tillsammans med

$l=0,3\text{mm}$ ,  $\alpha_{\text{ext}} = 2460\text{m}^{-1}$  den interna förlustkoefficienten  $\alpha_{\text{int}} = 6770\text{m}^{-1}$  enligt Ekv.(13). Antar man att den icke antireflexbehandlade diodlasern har en reflektans av 10% på den främre ytan, en tröskelström på 20mA, en känd

reflektans på 95% på den bakre ytan blir i detta fall  $\alpha_{ext} = 3920m^{-1}$  och  $\alpha_{int} = 3570m^{-1}$ . Med utgångspunkt från dessa värden blir alltså den externa kvanteffektiviteten, definerad enligt tidigare en faktor 2 lägre i det återkopplade fallet, vilket förklarar effektskillnaden. Beräkningen visar också att det är troligt med en effektiv återkoppling till diodlaserchipet på <10%. Samtidigt visar detta att en förbättring av återkopplingen genom en piezotranslator i stället för den nuvarande mikrometertranslatoren åtföljd av en minskning av den externa återkopplingen kan ge större uteffekt för den använda diodlasern.

Man ser också i Fig.9 att den minskade temperaturen, dvs. förflyttningen av förstärkningsprofilen, kompenserar för skillnaden mellan den intressanta våglängden och den för diodlasern specificerade våglängden, eftersom uteffekten nästan är oförändrat för båda mätningarna enligt Fig.9

## Externkavitetsdiodlaserns linjebredd

### *Momentan linjebredd*

Den momentana linjebredden för EK-DL bestämdes dels med ett externt frekvenssvep med AOM och dels med ett internt frekvenssvep via EOM. Med momentan linjebredd menas i detta sammanhang en enkelmätning av linjebredden under korta tider, dvs. kort tid mellan hålbörjan och utläsning av hålet. Resultatet för tre typiska mätningar visas i Fig.10 och Fig.11. på följande två sidor.

Beroende på hur kraftig absorptionen är, dvs. minskningen av den transmitterade intensiteten vid skrivpulsens början kommer håltoppen att vara olika stor. Den uppmätta momentana linjebredden är i båda fallen, med externt resp. internt svep approximativt mindre än 300kHz. Eftersom denna linjebredd är mätt under ett mycket kort tidsintervall och utan att medelvärdesbilda är den till stor del fri från termiska och akustiska störningar, vilket innebär att den följer av Ekv.16, vilken ger en förbättring av linjebredden med en faktor 1200, om man tar hänsyn till den ändrade kavitetslängden resp. interna och externa förlusterna. Den icke antireflexbehandlade diodlasern skulle då ha en linjebredd på 360 MHz, vilket inte är orimligt även om de flesta diodlasrar har en linjebredd under 100MHz.

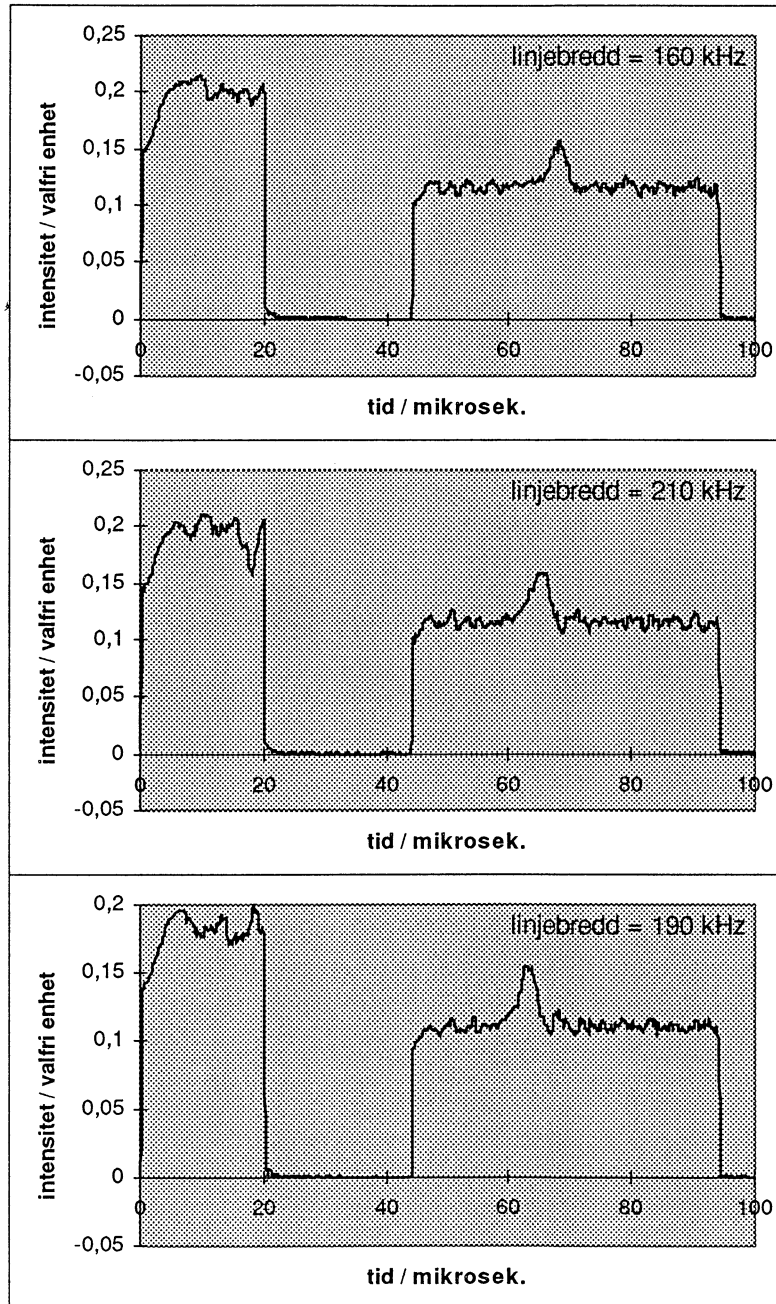


Fig.10 Skrivpulsen (0-20  $\mu$ s) och läspulsen (45-95  $\mu$ s) med hålet för tre olika mätningar med EOM

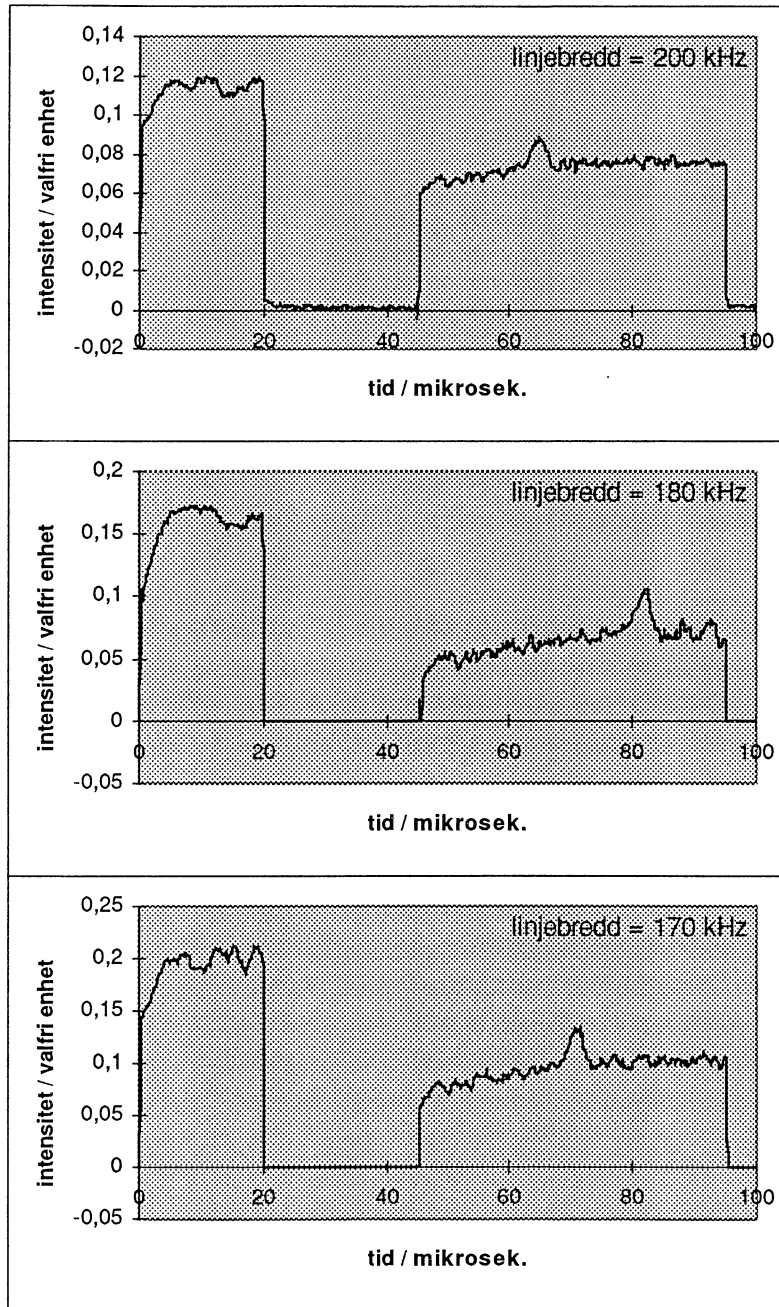


Fig.11 Skrivpulsen (0-20  $\mu$ s) och läspulsen (45-95  $\mu$ s) med hålet för tre olika mätningar med AOM

## Medelvärdesbildad linjebredd för korta tidsintervall

I samband med fotonekoexperiment är framförallt laserlinjen under korta tidsintervall viktig. För att kunna bedöma laserns frekvensfluktuationer under korta tidsintervall medelvärdesbildades ett stort antal (256) mätningar för några korta tidsintervall  $\tau$  som redovisas i Fig.12. Tidsintervallets längd är lika med avståndet mellan läs- och skrivpulsens främre flank.

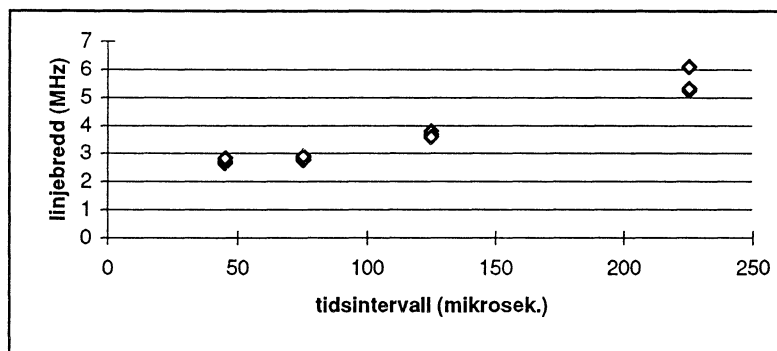


Fig.12 Medelvärdesbildade linjebredder för olika tider

Man kan konstatera att linjebredden eller närmare bestämt fördelningen av den momentana linjebredden ökar kraftigt för längre tider. Även för dessa korta tider ligger den medelvärdesbildade linjebredden över 1MHz. Den största anledningen till detta är högfrekventa akustiska störningar.

För att verifiera detta placerades en mekanisk omkopplare, som genererade akustiska störningar vid den mekaniska omkopplingen, i närheten av EK-DL. Detta gav en fördubbling av linjebredden. Linjebreddsökningen, som de akustiska störningarna bidrar med kan minskas genom ytterligare akustisk isolation eller genom en bättre vald placering långt från möjliga störkällor. En annan möjlig metod för förbättring av linjebredden är att man använder den elektro-optiska modulatorens återkoppling. Slutligen kan naturligtvis även den mekaniska stabiliteten ökas genom exempelvis en monolitisk design i stället för separata komponenter.

## Svepområde och svephastighet

Enkelmodoperation kontrollerades kontinuerligt med den tidigare nämnda Fabry-Perot interferometern samtidigt som det totala svepområdet med EOM bestämdes till omkring 2.7 GHz, vid låga svephastigheter, vilket stämde bra överens med det teoretiskt bestämda värdet och begränsas av den maximala spänningen som den använda högspänningsförstärkaren kan ge.

För snabba svephastigheter visas resultatet av hålbränningsexperimentet i Fig.13. Man kan tydligt se att modhoppet medför att den transmitterade

intensiteten ökar kraftigt. Den pålagda offsetspänningen gör det möjligt att undertrycka modhoppet, vilket framgår av den tjocka linjen i figuren.

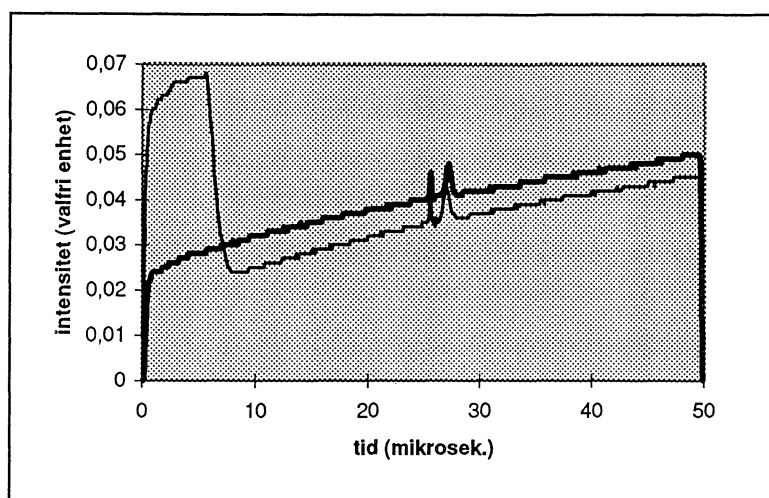


Fig.13 Medelvärdesbildat hålutläsning med modhopp (tunn linje) resp. utan modhopp (bred linje)

De två toppar som syns i figuren är dels 1:a ordningen och dels 0:te ordningen från AOM som ligger separerade med ca 90MHz. Att 0:e ordningen framträder beror på en imperfekt separation vid spegeln M i Fig. 7 och eftersom denna belyser kristallen oberoende av AOM kommer skrivpulsen vara lika med tidsavståndet mellan successiva mätningarna (20ms), vilket ger en betydlig bredare topp med halvvärdesbredd på ca 40MHz.

Svepintervallet och sveptiden ger en svephastighet på 54MHz/ $\mu$ s för externkavitetsdiodlasern. Genom att öka svepfrekvensen hos signalgeneratorn är det möjligt att åstadkomma även högre svephastigheter.



## REFERENSER

---

1. R.W. Tkach, A.R. Chraplyvy, *Regimes of feedback effects in 1.5 $\mu$ m distributed feedback lasers*, J.Lightwave Techn., **21**, 1081(1985).
2. G.P. Agrawal, N.K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, 2<sup>nd</sup> ed., New York, Van Nostrand Reinhold,1993.
3. Charles H. Henry, *Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers*, IEEE J.Quantum Electron **QE-18**,259(1982)
4. K. Petermann, *Laser diode modulation and noise*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1988.
5. B. Dahmani, L. Hollberg, R. Drullinger, *Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback*, Optics Letters **12**, 876(1987).
6. K.C. Harvey, C.J. Myatt, *External-cavity diode laser using a grazing - incidence diffraction grating*, Optics Letters **16**, 910 (1991).
- 7.L.Ricci,M.Weidemüller,T.Esslinger,A.Hemmerich,C.Zimmermann,V.Vuletic, W.König,T.W. Hänsch, *A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics*, Optics Communications **117**, 541(1995).
8. Catalog Supplement 1998, New Focus Inc. , Santa Clara, CA.
9. M. Laschek, D. Wandt, A. Tünnermann, H. Welling, *Electro-optical frequency modulation of an external-cavity diode laser*, Optics Communications **153**, 59(1998).
10. S.G. Pettersson, S.B. Borgström, H. Hertz, *Advanced Optics*, Department of Atomic Physics, LTH, 1997.
11. D. Wandt, M. Laschek, K. Przyklenk, A. Tünnermann, and H. Welling, *External cavity laser diode with 40nm continuous tuning range around 825nm*, Optics Communications **130**, 81(1996).
12. P. McNicholl, H.J. Metcalf, *Synchronous cavity mode and feedback wavelength scanning in dye oscillators with gratings*, Applied Optics **24**, 2757(1985).
13. D. Wandt, M. Laschek, A.Tünnermann, and H. Welling, *Continuously tunable external-cavity diode laser with a double-grating arrangement*, Optics Letters **22**, 390(1997).
14. F.S. Pavone, P. Cancio, C. Corsi, M. Inguscio, R.U. Martinelli, R.J.Menna , *Linewidth and Tuning characteristics of a mirrorextended cavity distributed-feedback 1.65  $\mu$ m diode laser*, Appl. Phys.**B 60**,249(1995)
15. S. Middelhoek, S.A. Andet, *Silicon Sensors*, Dept. of Elect. Eng., TU Delft,1994.
16. J. Bengtsson, Peter Kauranen, *Konstruktion av temperaturregulator användbar vid diodlaserspektroskopi*, **LRAP-136**(1992).

17. H. Hertz, L.Å. Nilsson, *Konstruktion och testning av digital våglängdsmätare*, Inst. för fysik, LTH, 1980.
18. T. Ikegami, S. Sudo, Y. Sakai, *Frequency Stabilization of Semiconductor Laser Diodes*, Artech House, London, 1995.