

Pulslaserholografi

av Curt Edström

1990

INNEHÅLLSFÖRTECKNING

		Sid
1	LASERTEORI	3
2	KONSTRUKTIONSBETINGELSER	5
2.1	Optiska komponenter	5
2.2	Resonatorn	5
2.3	Temporär koherens	8
2.4	Uppmätning av modstrukturen	9
2.5	Modlåsning	10
2.6	Etalon	10
2.7	Polarisation	11
3	Q-SWITCHNING	12
4	PUMPNING	13
4.1	Ellipsen	14
4.2	Tillverkning av ellipsen	15
4.3	Polering	16
4.4	Kylning	16
4.5	Blixtröret	17
4.6	Blixtrörets livslängd	18
4.7	Tändning	19
5	INSTÄLLNING AV RUBINLASERN	20
6	Q-SWITCHKYVETTEN	23
6.1	Konstruktion	23
6.2	Insättning	23
6.3	Fyllning av kyvetten	23
7	KRISTALLHÅLLAREN	24
7.1	Rubinkristallen	24
7.2	Isärtagning av kristall	24
7.3	Insättning av kristall	25
7.4	Kristallhållaren	25
7.5	Insättning av blixtrör	27
8	HOLOGRAFISK TEORI	28
8.1	Koherensvillkor	28
8.2	Laserljuset	29
8.3	Hologrammet	30
9	HOLOGRAFERINGEN	32
9.1	Mastern	32
9.2	Kopiering	33
9.3	Förstoring	34
9.4	Våglängdsflyttning	35

		Sid
10	FILMEN	36
10.1	Masterfilm	36
10.2	Kopieringsfilm	38
10.3	Framkallning	39
10.4	Svällning	41
10.5	Mattning	41
10.6	Mörkrumsbelysning	41
11	SPATIALFILTRERINGEN	42
11.1	Tillverkningen	43
11.2	Spatialfilterkonstruktionen	44
11.3	Inställning	44
11.4	Spatialförstöring	45
12	KOMPONENTLINJERINGEN	46
12.1	Konstruktionen av inlänk- ningspegeln	46
13	KRINGUTRUSTNING	47
13.1	Pulslaserbänken	47
13.2	Kopieringsbänken	48
13.3	Konstruktionen	48
13.4	Masterhållaren	50
13.5	Kopieringshållaren	50
14	EXPONERINGSKONTROLL	52
14.1	Mastern	52
14.2	Kopian	52
14.3	Exponeringsprogram	53
14.4	Vilotiden	53
14.5	Exponeringsmätningen	53
15	MASTEREXPONERINGSSCHEMA	54
16	MASTERUPPSTÄLLNING	56
17	KOPIERINGSUPPSTÄLLNING	59
18	FUNKTIONSBESKRIVNING AV KRAFTAGGREGATET	62

Bilagor 1 - 13

1 LASERTEORI

I ett elektronhölje finns en naturlig fördelning av antalet elektroner i varje energitillstånd enligt Boltzmanns ekvation:

$$N = e^{-E/kT}$$

N är antalet elektroner, E energin, k Boltzmanns konstant och T temperaturen.

Summan av antalet spontant emitterande och stimulerande elektroner måste, för att jämvikt ska råda, vara lika med antalet absorberande elektroner (1).

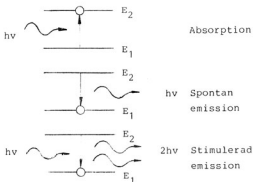


Fig 1: Olika typer av energiovergångar.

I ett system utan tillförsel av energi är fördelningen av elektroner så att antalet är fler i den lägre nivån E_1 än i det högre E_2 . Absorptionen dominerar således. Tillförs tillräckligt med energi till systemet ökar antalet exciterade elektroner och inverterad population uppstår. Antalet absorberande elektroner blir mindre än antalet spontant och stimulerat emitterande elektroner.

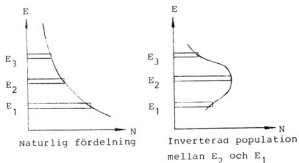


Fig 2: Populationsfördelningen.

Den stimulerade emissionen kan då gynnas genom att återkoppla spontan emission i en riktning. All annan emission dämpas bort. Ett elektromagnetiskt fält byggs då upp genom att signalen förstärks av den stimulerade emissionen. Om man utkopplar en mindre mängd energi än vad som krävs för att bibehålla fältet uppstår laserstrålning. Light Amplification by Stimulation of Emitted Radiation.

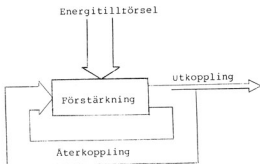


Fig 3: Generell oscillator.

2 KONSTRUKTIONSBETINGELSER

2.1 Optiska komponenter

I resonatorn används endast högenergioptik, då energitätheten är så pass hög för Q-switchade lasrar. Energitätheter upp till 1GWcm^{-2} är inte ovanligt (2).

När strålen expanderar dels genom linserna och dels genom strålens naturliga divergens sänks kravet på optiken. Därför används vanliga metalliserade speglar, förutom för stråldelaren, som delar upp strålen i en objekt- och en referensstråle. Linserna skall vara konkava så att strålen ej kan koncentreras i luften och orsaka ett termiskt sammanbrott (3).

2.2 Resonatorn

Uppställandet för att erhålla garanterat TEM 00 mod.

S k TEM 00 mod (Transverse Electro Magnetic mod), då allt ljus från lasern har samma fas och polarisation, medför att ljuskäglan får en gaussisk energifördelning (4).

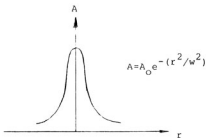


Fig 4: Tvärsnitt av laserstråle med TEM 00 mod.

Denna energifördelning är den enda praktiskt användbara formen för holografering. Om man använder andra mod uppstår mörka fält där hologrammet blir oexponerat.

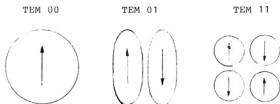


Fig 5: Olika transversella mod.
Pilarna anger ljusets fas .

Ett förhållande råder mellan spegelavstånd, kurvaturen hos speglarna och aperaturet. Komponenternas inbördes placering har också en viss betydelse. Q-switchen påverkar ljusets axiella modstruktur.



Fig 6: Rubinlaserns komponentplacering.

Freshnellnummren, som är ett förhållande mellan aperaturet och resonatorspeglarnas avstånd, bestäms enligt

$$N = a^2/vL$$

där a är aperaturets radie, v våglängd och L spegelavstånd, bör hållas inom värdet 0,5 - 2,0 (5). För lägre värden blir diffraktionsförlusterna för stora och för högre är TEM 00 mod ej garanterat.

L valdes till 42 cm och aperaturet 1,5 mm, vilket ger $N = 1,93$. Ett längre avstånd hade kunna valts, men då ökar antalet axiella mod (koherenslängden minskar). Små avstånd är alltså att föredra, trots att aperaturet måste göras mindre och då ge lägre uteffekt.

Konkavspegelns radie bör vara relativt stor, men är den plan så uppstår problem med linjeringen. Resonatorn har en självinställande förmåga när spegelradien är större än spegelavstånden (kvasihemisfäriska resonatorer) (6). Radien valdes till 5 m.

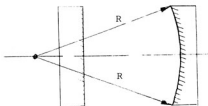


Fig 7: Kvasihemisfärisk resonator där ena spegelns radie ligger bakom den plana spegeln.

Transmissionen hos utkopplingsspegeln valdes till 36%. Detta är tillräckligt för att ge en så kraftig återkoppling att lasern börjar oscillera. Transmissionen är dock ej optimerad. Rubinkristallen placerades i mitten av resonatorn och aperturet nära rubinen. Detta för att få en större spot på speglarna, vilket ger lägre energitäthet.

Divergensen uppmätt genom att mäta diametern på ljuskägglan vid ett längre avstånd gav ett värde på ca 0,5 - 1 mrad. Med dessa arrangemang erhöles lätt TEM 00 mod.

2.3 Temporär koherens

Utan några axiella modväljande element är koherenslängden väldigt kort - någon cm. Detta räcker i allmänhet ej till för holografering, varför antalet axiella mod måste minskas (7).

Det finns flera sätt att minska bandbredden. Ett är att hålla sig så nära tröskelenergin som möjligt, dvs att pumpa rubinkristallen så litet som möjligt över inverterad population.

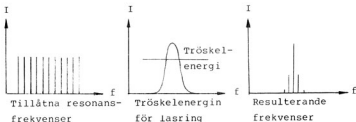


Fig 8: Tröskelenergin inverkan på laserljusets utseende.

Detta konkurrerar givetvis med uteffekten, varför en avvägning måste ske. Ett etalon kan placeras in i resonatorn, som dämpar ned sidoliggande mod och som har hög transmission för ett litet antal mod.

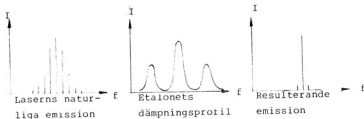


Fig 9: Etalonets inverkan på laserljuset.

Tredje sättet att förbättra den axiella modstrukturen, är att placera in ett absorberande färgämne som passiv Q-switch i resonatorn (8). Denna förbättrar inte bara modstrukturen, utan förkortar även pulstiden till några tiotal nanosek. Uteffekten ökar också markant. En kombination av dessa metoder ger pålitligt singelmod, vilket ger en koherenslängd på 10 - 20 m (9).

2.4 Uppmätning av modstrukturen

Uppmätning av modstrukturen gjordes interferometriskt med hjälp av holografiska plåtar. 0,2, 0,5, 1 och 2 m vägskillnad mellan två strålar registrerades som interferens. Plåtarna visade ingen större variation vid okulär besiktning. Detta tyder på att det finns få axiella mod med ett kraftigt i mitten och några dämpade runt om.

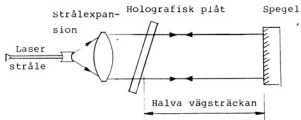


Fig 10: Uppställning för kontroll av modstrukturen.

Att det går att kontrollera den axiella modstrukturen på detta sätt beror på att den passiva Q-switchen modläser signalen.

2.5 Modulåsning

Då ljuset från oscillatoren, som består av en mängd skarpa pika separerade av:

$$v^2/2L$$

blandas får man amplituden som summan av dessa frekvenser (10). Faslåser man dessa signaler så att alla har samma fas för varje rundvandring och fourietransformerar från frekvensdomän till tidsdomän så kan sambandet:

$$\Delta T_P \Delta V_P > K$$

uppställas. ΔT_P och ΔV_P är pulsvidsbredd och K en konstant som berör på pulsens utseende och har värden mellan 0,1 - 1. En rektangulär puls har värdet $K = 0,892$.

2.6 Etalon

Etalon används ej men försök har gjorts. Genom att placera in en 50% reflekterande spegel några mm framför utkopplingsspegeln och injustera speglarna så att de var absolut parallella fungerade speglarna som ett etalon. Troligen var signalen av singelmodtyp, men någon möjlighet att kontrollera detta fanns ej.

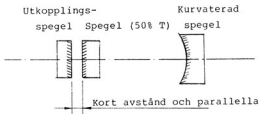


Fig 11: Praktisk konstruktion av ett etalon.

2.7 Polarisation

Om det inte hade funnits något element i resonatorn som gynnade en specifik polarisation skulle polariseringen bli slumpartad (random polarisation). Genom att införa ett eller flera sådana element kan en bestämd polarisationsriktning uppstå. Detta är av väsentlig betydelse då vissa komponenter är beroende av polarisationsriktningen.

Rubinstristallen har tillverkats så att dess optiska axel är skild från cylinderaxeln. Polarisationen gynnas då i en riktning (11).

När en Q-switch sätts in i resonatorn i form av en kyvett som brewstervinklas kommer en polarisationsriktning att gynnas (12). Både kristallen och kyvetten kommer att gynna en riktning.

Den slutliga graden av polarisation beror även på förstärkningen och utkopplingen av laserljuset. Högre utkoppling ger sämre polarisation. Detta beror på att ljuset inte hinner tillryggälägga lika många rundvandringar.

Polarisationen anges som kvoten av intensiteten i polarisationsplanet och intensiteten vinkelrätt mot planet. För He-Ne-lasern är polarisationen i allmänhet 500:1 (13).

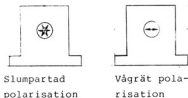


Fig 12: Polarisationen.

Rubinlasern har konstruerats så att polarisationsplanet är vågrätt. Ingen undersökning har gjorts för att utreda polarisationsgraden.

Ett färgämne som absorberar kraftigt vid 694 nm, i detta fall kryptocyanin löst i metanol, kan placeras i resonatorn. En stor del av det emitterade ljuset absorberas och färgämnet exiteras (14). Elektroner från singlettillståndets nedersta energinivå S_1 , hoppar till en högre energinivå S_2 . När få elektroner återstår bleks färgämnet och kan då släppa igenom i stort sett allt ljus. Livslängden hos energinivån S_2 är så pass kortlivad att ljuset bryts efter några tiotåll nS. Tripletillståndet hinner ej lägga beslag på så många elektroner under dessa korta tidsrymder.

Intensiteten hos ljuset uppgår till ca 1 MW. Lämplig absorption för Q-switchen är ca 30 - 60% (15) vid 694 nm men praktiskt provas lösningskoncentrationen fram genom spädning tills lasring erhålles.

För att få en enkelpuls bör man ligga max ca 100 J över tröskelenergin med färgämnet. Tröskelenergin ökar ca 200 J då färgämnet tillsätts i Q-switchen. Q-switchningens förbättrande av koherenslängden härrör från naturligt urval under uppbyggnad av pulsen. Således är många rundvandringar av pulsen i resonatorn att föredra (16).

Absorbans

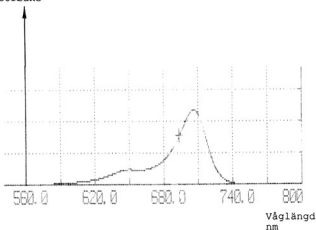


Fig 13: Absorbans för kryptocyanine i Metanol.

Energi måste tillföras för att åstadkomma inverterad population. Den enda praktiska metoden är att koncentrera ljuset från ett kondensatorurladdat gasurladdningsrör till rubinkristallen. Rubinkristallen, som har dimensioner $D = 6,3 \text{ mm}$ $L = 76 \text{ mm}$, har således en volym av $2,22 \text{ cm}^3$. Det krävs ca 100 J/cm^3 för att få inverterad population, således krävs i blixterenergi ca 220 J (17). Med övriga elektriska och optiska förluster ligger tröskelenergin vid ca $500 - 600 \text{ Joule}$. Q-switchen och utkopplingsspegeln ökar tröskelenergin. Den energimängd man matar in i Kondensatorbanken blir till slut ca 900 J .

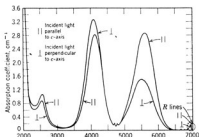


Fig 14: Rubinkristallens absorptionskoefficienter.

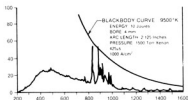


Fig 15: Blixtrörets emission, typisk profil.

4.1 Ellipsen

Om allt ljus skall utnyttjas från blixtröret är den enda rimliga konstruktionen en invärtes blankpolerad elliptisk cylinder med rubinkristallen i ena focus och blixtröret i det andra. Ändarna planslipas och poleras så att även sidoljus utnyttjas. Excentriciteten har en viss betydelse. Om ellipsen är för smal kommer ljus att missa kristallen (18).

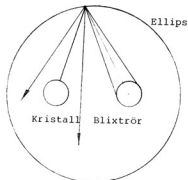
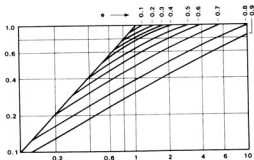


Fig 16: Excentricitetens inverkan på strålgången.

För excentriciteter på mindre än 0,05 får blixtröret ha i stort sett samma diameter som kristallen. Diametern bör dock vara mindre för att eliminera ojämnheter.

Effektivitet

e=ellipticitet



Förhållandet rubin-/
blixtrörsdiameter

Fig 17: Ellipseffektiviteten.

Dubbla blixtrör hade kunnat användas men det enda som skulle påverkas vore en ökad livslängd hos röret som ej motsvarar kostnaden för två rör. Livslängden visas senare.

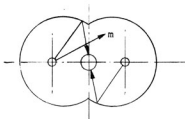


Fig 18: Dubbla blixtrör. En del av ljuset m , träffar aldrig kristallen.

Kristallens diameter är 6,3 mm varför ett blixtrör med diameter 5 mm valdes. Längden valdes lika som kristallen, dvs 76 mm. Med ett avstånd av 20 mm mellan focus ger detta en excentricitet på 0,04.

4.2 Tillverkning av ellipsen

Cylindern tillverkades i aluminium som har en bra reflektion som ej försämras med tiden på grund av oxidation. Reflektionen är ca 80 - 90% (19). En cirkulär cylinder med diametern 68 mm bockades till så att den fick två diametrar på 67,7 och 70,6 mm. Då diametrarna var i stort sett lika kan man anta att en hyfsad ellips bildats.

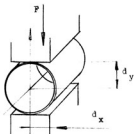


Fig 19: Elliptisering genom att pressa samman en cylinder.

4.3 Polering

Med hjälp av polermassa med Aloxid och en fin bomullsduk åstadkoms en högreflekterande yta.

4.4 Kylning

För pulsholografi behöver lasern inte ha såg hög repetitions-hastighet. Mindre än en puls per minut. Detta ger en medelut effekt av 10 - 20 W. För att säkerställa temperaturen hos kristallen omsluts den dock av vatten. En viss minskning av bandbredden sker vid temperatur-sänkning (20) men vid dessa relativt små temperaturändringar är bandbreddningen försumbar. Någon uppmätning har dock inte gjorts.

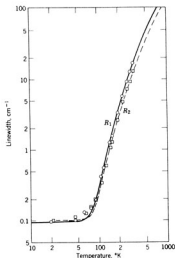


Fig 20: Bandbreddsökning som funktion av temperaturökningen.

För att förenkla tändningen av blixtröret valdes ett luftkyllt rör. Då kunde en högspänningstråd lindas direkt på blixtröret.

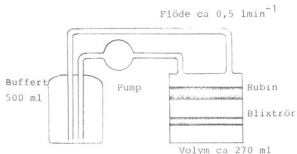


Fig 21: Flödesschema för kylning av rubinlasern.

4.5 Blixtröret

Ett passande blixtrör som uppfyller tidigare ställda kriterier är ILC teknologys luftkylda rör typ 5L3. Det har följande data:

Båglängd	76, 2 mm
Innerdiameter	5 mm
Impedans K_0	$19,5 \text{ ohmA}^{0,5}$
Medeluteffekt	180 W konvektionskylning 360 W forcerad kylning
Triggspänning	16 kV
Explosionsenergi K_e	$9,37 \cdot 10^4 \text{ Watt (sek)}^{0,5}$

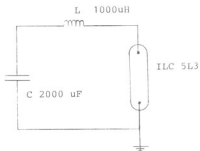


Fig 22: Kretsschema för blixtröret.

4.6 Blixtrörets livslängd

Livslängden beräknas ur sambandet:

$$1: K_0 = E_x / T^{0,5}$$

$$2: N_p = (E_0 / E_x)^{-8,5}$$

$$3: T = \sqrt{LC}$$

Urladdningstiden fås ur sambandet 3, vilket ger $T = 1,41$ ms. Då K_0 enligt tabell är:

$$9,37 \cdot 10^4 \text{ WS}^{0,5}$$

beräknas explosionsenergin E_x (då rörets livslängd är en puls) enligt 1. E_x är då 3524 J. E_0 som är Kondensatorbankens energiinnehåll erhålls genom:

$$4: E_0 = CU^2/2$$

och är med en pålagd spänning på 900 V 810 J. Detta insättes i 2 och livslängden N_p på 267 000 pulser erhålles.

Livslängden är definierad som en uteffekt av 70% av den ursprungliga uteffekten. Minsta spänning över röret är 500 V plus 100 V per tum (25,4 mm). Detta ger en minimal spänning på 800 V (21).

Troligen ligger livslängden något lägre då systemet inte är optimerat med bästa möjliga förjonisering. Den är dock fullt tillräcklig för att lasern skall ha en låg driftskostnad, ca 1 öre/puls. Det har inte tagits någon hänsyn till förluster i elektriska ledningar och induktionsspole. Resistansen är ca 0,2 ohm.

4.7 Tändning

Även om det ligger en spänning på 900 V över röret sker ingen urladning. För att detta ska kunna ske, måste gasen i röret joniseras så att den kan bli elektriskt ledande. Genom att linda en tråd runt röret och skicka en puls på ca 40 000 V sker en förjonisering, varefter pulsen byggs upp. En vanlig induktionsspole åstadkommer detta.

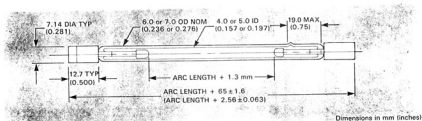


Fig 23: Blixtröret. Båglängden är 76 mm.

Enda möjligheten för att lätt kunna ställa in speglarna är att använda sig av en annan laser, i detta fall en He-Ne-laser på 13,2 mW.

Samtliga komponenter avlägsnas, först utkopplingsspegeln och aperaturet. Eventuellt kan den bakre kurvaterade spegeln snedställas så att reflektionen inte går in i kristallen igen. Lasern placeras så att strålen kan länkas in med två speglar A, B in i rubinlasern genom platsen för utkopplingspeglarna.

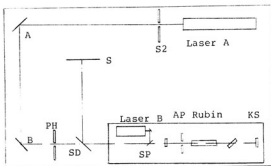


Fig 24: Uppställning för inställning av rubinlasern.

Stråldelaren SD transmission 50% placeras ut i vinkeln 45° och pinnhål PH, som har en diameter på ca 1 mm, placeras före stråldelaren.

Genom att vrida spegeln A och B samtidigt som pinnhål PH kan strålen riktas så att den går rakt genom kristallen. Med en liten pappersbit kan man se var strålen färdas. Toleransen på strålen genom kristallen bör hålla sig inom 1 mm.

Den bakre kurvaterade spegeln KS ställs in. När interferensringarna ligger centrerat om pinnhålet PH är spegeln KS inställd. På skärmen S syns en kraftig spot och en reflex från kristallytan. Ytterligare en spot uppstår eftersom stråldelaren reflekterar i viss mån på den ickebelagda sidan.



Fig 25: Centrerung av spegeln. Interferensringarna skall ligga runt hålet.

Utkopplingsspeglarna UK med 36% transmission placeras i sitt rätta läge. Är den någorlunda inställd kommer en mängd prickar att synas på skärmen.

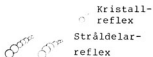


Fig 26: Prickar på skärm S vid inställningen av resonatorspeglarna.

Dessa prickar måste sammanfalla exakt och då är resonatorspeglarna helt parallella. Med de fyra mikrometer-skruvarna, två för vardera spegeln, inställs dessa lätt.

Aperturet AP med diametern 1,5 mm placeras in. Den centreras med interferensringarna liggandes runt hålet.

Spegeln SP fälls ned varvid den inbyggda He-Ne-lasern kan injusteras.

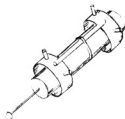


Fig 27: Justerlaser

Först tillses att strålen från laser B går genom pinnhål PH, sedan justeras strålen genom justerskruvarna på laser B till dess spoten på skärm S2 sammanfaller med pinnhålet. Laser A kan skärmas av bakom skärm S2. När spoten hamnar närmare pinnhålet på skärm S2 hamnar strålen något fel på PH. Detta fel är dock mindre varför inställningen sker omväxlande på skärm S2 och pinnhål PH. Till slut sammanfaller både pinnhålet och skärmen och laser B är upplinjerad.

Ett sista test görs genom att pulsa rubinlasern med en negativ lins placerad framför skärm S. Pulsens läge noteras och jämförs med linjeringslaserns läge. En lins kan också placeras framför skärm S2 och jämförelsen görs mellan rubinlasern och laser B.

Stämmer ej pulserna från rubinlasern och laser B bör omställning göras av antingen enbart laser B eller, om tröskelenergin är för hög, även av rubinlaserns speglar.

Under linjeringen av lasrarna måste naturligtvis Q-switchen vara fylld men det räcker med klar metanol-lösning. Den får eventuellt justeras i sidled vid linjeringen för att laserstrålen ska hamna mitt i kyvetten.

6 Q-SWITCHKYVETTEN

6.1 Konstruktion

Q-switchen gjordes av 3 mm aluminium vari ett hål slipades upp i brewstervinkel. Två stycken kvartsfönster med en tiondels våglängds noggrannhet silikonlimmades fast. Fönstrens diameter på 12 mm och dess tjocklek på 3 mm gjorde att när de vinklades inte kunde klara av en stråldiameter större än ca 5 mm. Eftersom ett apertur insattes på 1,5 mm i rubinlasern täckte Q-switchen ändå in hela strålen med marginal.

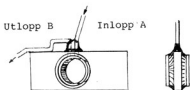


Fig 28: Q-switch.

Två rör av glas med en diameter på en mm silikonlimmades fast på kyvettens uppborrade hål, varvid metanollösning kunde spolas igenom.

6.2 Insättning

Q-switchen kläms fast med två fjäderarmar på vardera sidan fastsatta i aluminiumblocket. Centrering av kyvetten görs genom att helt enkelt peta på den med fingerkraft.

6.3 Fyllning av kyvetten

Med en spruta fylls kyvetten genom rör A och utlopps-vätskan samlas i en bägare under B.

Kyvetten spolas 3-4 ggr med rätt lösningskoncentration för att få bort all föregående lösning. Cellen håller lösningen i ett par timmar innan den börjar att avdunsta varvid ny lösning måste tillsättas.

7 KRISTALLHÅLLAREN

7.1 Rubinkristallen

Exaktare data finns ej på den kristall som används men Cr-halten är förmodligen 0,03% (22). Optiska axeln är skild från cylderaxeln och ändytorna är dielektriskt belagda.

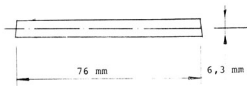


Fig 31: Kristall.

Ytorna är snedslipade någon grad för att dessa ej ska fungera som resonatorspeglar samt att reflexer inte stör huvudstrålen. Snedslipningen syns som en liten spot vid sidan av huvudspoten vid linjeringen.

7.2 Isärtagning av kristall

Kristallhållaren skruvas loss från bordet. Blixtröret har först lossats. Hållaren ställs på högkant. De två muttrarna på ovansidan av rubinfästningen lossas och infästningen skruvas runt samtidigt som den försiktigt lyfts. Eventuellt får man skala bort silikoninpackningen. När hylsan lyfts upp se till att kristallen inte följer med, genom att mothålla med en pinne.

Mothåll



Fig 32: Lossande av kristall.

Mothållet får naturligtvis aldrig röra kristallytan, eftersom det finns risk för repor, utan hålls mot silikontätningen. Kristallen lyfts upp med en smal tång eller uformad trädbit.



Fig 33: Upplyftning av kristallen. Rubininfästningen på undersidan behöver inte lossas.

7.3 Insättning av kristall

På motsvarande sätt gör man när kristallen skall insättas, men nu måste polarisationsriktningen för kristallen korrigeras genom att vrida på den. Med ett polarisationsfilter och belysning på undersidan av kristallen ser man när transmissionen är max i vågrät riktning. Silikonmassan tätas på utsidan av infästningen för att kylvätskan inte skall läcka ut.

7.4 Kristallhållaren

Silikonpackningen runt kristallen består av en mjuk silikon slang med en normal innerdiameter av 5 mm. En viss påträngning måste till. Slangändarna måste vara jämna och ej ligga över kristalländarna mer än 1 mm.

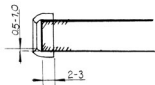


Fig 34: Silikonpackningen

Detta har gjorts för att kunna utnyttja så mycket som möjligt av kristallen vid pumpningen och undvika det absorptionsband som eljest skulle absorbera en del av laserljuset vid 694 nm.

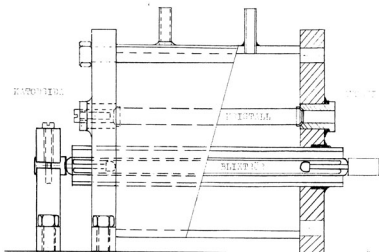


Fig 35: Röntgenskiss av kristall och blyströr insatt i kristallhållaren.

7.5 Insättning av blixtrör

Q-switchen bör vara avtagen när blixtröret insättes. En ca 30 cm lång oisolerad tändtråd dras genom det krökta glasröret på katoddelen så att en lång bit sticker ut genom anoddelen på glaskapslingen.

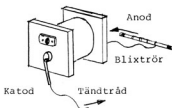


Fig 29: Insättning av blixtröret.

Tändtråden på anodsidan surras fast i blixtröret och förs in i glasröret, samtidigt som tändtråden på katoddelen dras ut genom det krökta röret. När hela röret är infört skurvas det fast i katodhållaren. 0,5 mm koppartråd läggs under för att röret skall kunna riktas in och centreras.

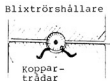


Fig 30: Med koppartrådar justeras centreringen av blixtröret.

Anodsidan ligger då fritt mitt i glaskapslingen. Kontakten trycks på så att inga mekaniska spänningar uppstår.

Kabeln från katodsockeln dras till jordskruven och anodkontakten dras till den gröna skruven på aggregatet. Tändtråden fästes så långt bort från samtliga jorddelar som möjligt, då det eljest finns risk för att överslag kan ske.

8.1 Koherensvillkor

Ljuset måste ha tillräckligt smal bandbredd för att en uppdelad stråle med skild vägsträcka skall kunna interferera. Med en interferometer kan bandbredden mätas (23).

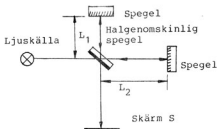


Fig 36: Michelson interferometer.

De interferensringar som uppstår på skärm S, beror på skillnaden i färdväg för ljuset:

$$d = 2(L_2 - L_1).$$

Intensiteten beror då på det summerade fasläget för bägge strålarna l_1 och l_2 .

$$I = I_1 + I_2 + 2(I_1 I_2)^{1/2} \cos 2\pi d / \lambda$$

Ringarnas synlighet erhålles enligt:

$$V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) = 2(I_1 I_2)^{1/2} / (I_1 + I_2) \left| Y_{12}(T) \right|$$

Där I_{\max} är intensiteten hos en ring och I_{\min} intensiteten mellan två ringar i det mörka fältet. Funktionen $Y_{12}(T)$ är beroende av tiden och är noll när $T > T_c$ koherenstiden T_c och ett vid $T_c = 0$ (24).

Koherenslängden l_c , koherenstiden T_c och bandbredden $\Delta\nu$ har sambandet:

$$T_c \approx 1 / 4\pi \Delta\nu \quad ; \quad l_c = c T_c$$

Interferrens kan ej uppstå då d är större än koherenslängden, eller då intensitetsskillnaden I_1 , I_2 och I_2 är för stor ger bästa interferrens. En smal bandbredd ν , ger större koherenslängd, vilket leder till att vägskillnaden kan vara stor och så lika fördelad intensitet som möjligt.

8.2 Laserljuset

Lasern sänder ut ljus i ett antal sinsemellan smala toppar separerade av $\nu^2/2L$. Varje topp har en bandbredd motsvarande en koherenslängd av ett tiotal meter, men totalt får dessa (som tex He-Ne-lasern) en koherenslängd på ca 20 cm (25).

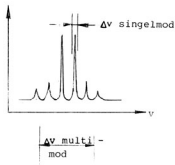


Fig 37: Bandbredden för lasern vid olika typer av mod.

Man kan nyttja sig av "övertoner", då ett maxima I återkommer när vägskillnaden d närmar sig $2L$, eller multippel av denna. Dock så långt som koherenslängden är för singelmod (26).

8.3 Hologrammet

Genom att utnyttja den ena strålen som en referensstråle och den andra som en objektstråle belysa ett objekt, får man ett komplicerat interferensmönster. Detta kan man då registrera på en fotografisk film.



Fig 38: Datorgenererat hologram, utvecklat av författaren.

När filmen belyses återskapas den ljusvåg som tidigare utsändes från objektet.



Fig 39: Hologrammets exponering och belysning.

Vänder man på hologrammet och belyser det bakifrån uppstår en pseudobild (27). Referensstrålens riktning kan väljas godtyckligt, men är kommer referensstrålen från samma sida som objektet erhålles ett transmissionshologram. Detta kan då endast iaktas med monokromatiskt ljus. Kommer däremot referensstrålen från motsatt sida som objektet byggs samtidigt ett interferensfilter upp som ser till att hologrammet får hög reflektion i

den valda våglängden. Hologrammet kan då ses i vitt ljus, men ser färgat ut (28).

Att detta fungerar beror på att filmen har en tjocklek som motsvarar några tiotals ljusvåglängder. Ett tunt hologram skulle ej kunna fungera som ett interferensfilter (29).

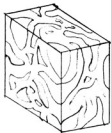


Fig 40: Tvärsnitt av ett sk volymhologram där variationer förekommer även på djupet ca 5 μm .

För att öka effektiviteten hos hologrammet använder man sig inte av mörka och ljusa fält för att bryta ljuset. I stället ändrar man brytningsindexet, vilket ger fashologram som teoretiskt kan bryta 100% mot amplitudhologrammets 6,25% (30).

9 HOLOGRAFERINGEN

För att erhålla högkvalitativa reflektionshologram av pulstyp krävs en mera omständig process än att enbart exponera ett reflektionshologram med rubinlasern. Eftersom uteffekten är så pass låg, 2 - 10 mJ, måste högkänsliga plåtar av typ 10E75 användas. Dessa måste framställas som amplitudhologram för att ge tillräckligt lågt bakgrundsbus. Ljusstyrkan hos hologrammet blir då svagt.

9.1 Mastern

För att få en ljusstark bild exponeras en masterplåt i form av ett transmissionshologram. Den bleks inte och framställs som ett amplitudhologram. Efter krympning så att våglängden avpassats till 632 nm kan den kopieras över till ett ljusstarkt reflektionshologram av fastyp.

Nackdelen med denna princip är att kopieringstiden blir längre än om en master vore tagen som ett amplitudhologram.

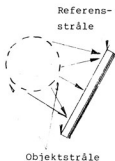


Fig 41: Masteruppställning

9.2 Kopiering

Efter framställningen av mastern behandlar man hologrammet som ett objekt och för att kopiera måste plåten belysas bakifrån. Detta ger en pseudobild av föremålet, svävande framför plåten sträckan S motsvarande avståndet plåten och ursprungliga föremålet. För att minska interferensen på mastern vid kopieringen vänds emulsionen bort från objektet vid originalexponeringen. Emulsionen hamnar då mot objektstrålen vid kopieringen. Kopian tiltas nedåt ca 45° för att få rätt belysningsvinkel. Emulsionen på kopian vänds mot referensstrålen då kopian efter exponeringen vänds för att man skall få en bild av pseudobilden.

Polarisationen är vinkelrät mot kopian för att minimera interferensen mellan ytorna på kopieringsplåten. Vid 45° ger detta en ytrefleksion av ca 1%, vilket knappt är skönjbart på kopian.

Är polarisationen 90° fel syns detta som kraftiga ränder i plåten. Detsamma gäller för mastern, men där kan man brewstervinkla plåten så att all interferens försvinner.

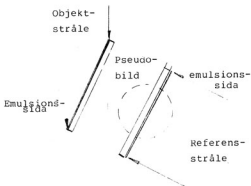


Fig 42: Kopieringsuppställning.

9.3 Förstoring

Belyser man hologrammet med ljus med fel divergens deformerar bilden något (31). Därför bör man exponera mastern med ett parallellt fält så att man inte får negativ belysningsradie. Genom att ha en parabolisk spegel får man ett nästan korrekt fält. Spegeldiametern är 11 cm och hologramplåten 10 x 13 cm varför fältet måste divergera något. Felet är dock så pass litet att det inte vid okulär besiktning syns.

Bilden expanderar något men genom att ha plåtar med diagonalen mindre än 11 cm blir föremålet korrekt avbildat.

Enligt sambandet: $D' = 1/R - 1/R_0$

R_0 är masterbelysningsradien och R masterbelysningsradien vid kopieringen (som är negativ då belysningen sker bakifrån). Linseffekten blir då D' . Det virtuella objektets avstånd till hologrammet erhålles som x' enligt sambandet:

$$1/x' = 1/x + D'$$

x är objektets avstånd till hologrammet. Förstoringen blir x/x' . Man måste dessutom ta hänsyn till att kopian vänds 180° vid betraktelse. Belysningsradien ändras och att masterplåten och kopian är separerade en viss sträcka.

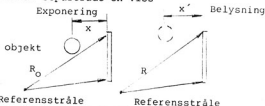


Fig 43: Belysningsradiens påverkan på bildstorleken.

När olika våglängder används vid masterexponeringen och kopieringen, ändras objektets storlek enligt:

$$1/vx' = 1/v_0x + D' \quad \text{där } D' = 1/vR - 1/v_0R_0$$

Förstoringen blir vx'/v_0x

Denna teknik var den föreslagna av Gabour (1948) för förstoring av elektronmikroskopbilder (32).

9.4 Våglängdsflyttning

En fotografisk plåt som är exponerad med rubinlasern och processad kommer att ha sin maximala diffraktionseffektivitet vid 694 nm. Det innebär att man för att utnyttja diffraktionen bäst i filmen måste belysa med ljus av en våglängd så nära 694 nm som möjligt.

Vid kopiering finns det ej kontinuerliga ljuskällor vid den våglängden. He-Ne-lasern används här och den har våglängden 633 nm.

Genom att ändra avstånden mellan interferenslinjerna i filmen, kan diffraktionsmaxima ändras. En komprimering av filmen görs helt enkelt så att våglängdsområdet flyttas mot kortare våglängd. Filmerna måste krympa ca 10%.

Ett sätt att krympa filmen är att behandla den med en utspädd lösning av trietanolamin före exponeringen. Filmerna sväller då och vid framkallningen krymper filmerna tillbaka när de kommer i kontakt med vatten. Detta metod ger ypperliga hologram. Det går bra att använda Agfas plåtar med denna teknik. Ilford försväller en del plåtar i fabriken (33).

Ett annat sätt att krympa filmen är att framkalla i Agfas D 19 framkallare. Denna metod ger dock inte så ljusskarpa hologram.

Genom att skölja plåten i varmt, ca 40°C, vatten efter framkallningsprocessen kan man krympa plåten. Plåtarna bör då inte vara försvälda.

Filmmaterialet som används måste ha diffraktionsmässig upplösning, dvs de interferensmönster som bildas av objektet måste kunna återges. Upplösningen hos dessa linjer är beroende på ljusets infallsvinkel mot plåten.



Fig 44: Infallsvinkeln för hologrammet.

För de flesta uppställningar krävs relativt stor infallsvinkel. Enligt sambandet:

$$d = \lambda / (2 \sin \theta)$$

kan upplösningen d beräknas. Med en maximal infallsvinkel på 90° ger detta en upplösning på 2880 linjer per mm. Högre upplösning är att föredra för att få intensitetsvariationer mellan linjerna, samt för att minska bruset (34).

10.1 Masterfilm

De filmtyper som används för plåtarna är

	Uppl linj/mm	Känsl ₂ uj/cm ²	Försvälld	Substrat
Agfa 8E75Hd	5000	10	nej	glas
10e75	3000	0,5	nej	glas

Den reciproca effekten som uppstår då filmen exponeras under så pass kort tid som 20 ns gör att exponeringsenergin måste multipliceras med 2 till 4 (35).

Den teoretiskt maximala diffraktionseffektiviteten pga rubinlaserns begränsade uteffekt är den enda passande filmen Agfas 10E75. Denna har hög känslighet, samtidigt som den har relativt hög linjetäthet. Filmen får dock inte blekas efter framkallningen, varför den framställs som ett amplitudhologram.

Effektiviteten hos ett amplitudhologram är teoretiskt 6,25% medan det för ett fashologram är 100% (36).

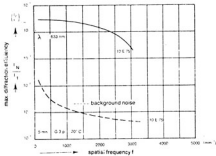


Fig 45: Diffraktionseffektiviteten för 10E75 som amplitudhologram. Notera att effektiviteten sjunker vid ökad infallsvinkel, dvs ökad linjetäthet.

För att uppnå bra effektivitet framkallas hologrammen till en optisk täthet på 1,5 - 2,5 vilket motsvarar en absorption av ca 70 - 90%. Detta värde varierar beroende på vilken process man använder vid framkallningen.

Om hologrammet svälls före exponeringen bör man ta hänsyn till att filmen får hälften så hög känslighet. Den metod som används är att exponera plåten normalt, varefter den varmvattensköljs.

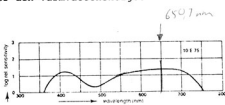
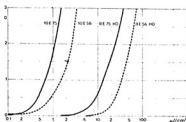


Fig 46: Känsligheten för Agfas 10E75 som lämpar sig bra för rubinlaserns 693,4 nm

Optisk
täthet



Belysnings
energi

Fig 47: Täthetskurvor för Agfas filmer.

10E75 plåtar finns endast som glasplåtar, men det behöver naturligtvis inte vara glasplåtar då plastfilmsbaserade emulsioner hade gått bra att använda

10.2 Kopieringsfilm

Filmen för kopian behöver inte ha samma känslighet. Med He-Ne-lasern, som har en uteffekt på 13,2 mW, ger med 8E75HD kopieringstider på 2-3 minuter. Med den optiska bänk som används och med den termiska inolerinen kan exponeringen ske störningsfritt under så pass lång tid. Maximalt bör man inte exponera längre än några minuter för filmer fastsatta mellan två glasplåtar. Film på glas kan exponeras över 10 minuter.

Tabell för lämpliga kopieringsfilmer

		Uppl linj/mm	Känsl ₂ uj/cm ²	Försvälld	Substrat
Ilford	SP737	5000	10-250	ja	film
Ilford	SP673	7000	10-250	ja	film
Ilford	HOTECR	-	25-250	ja	film
Agfa	8E75HD	5000	10	nej	glas

Den film som används är Agfas 8E75HD och Ilford SP737.

10.3 Framkallning

Två något olika processer används för masterplåten och kopian, enär den ena framställs som fas- och den andra som amplitudhologram.

I framkallningsbadet fälls metalliskt silver ut som svarta fält där plåten är exponerad. Övriga metall stannar kvar som silverhalogener. Efter det att filmen behandlats i ett stoppbad som är surt (framkallaren är basisk) finns ett amplitudhologram. Detta sker genom att kvarvarande halogener löses ut i ett fixbad.

Fashologrammet framkallas på samma sätt men fixeras ej, däremot behandlas filmen i ett blekbad som oxiderar tillbaka utfällt silver. Där silver reducerats ändras brytningsindexet, varvid ett fashologram erhålles.

Framkallning av master

Framkallare

Del 1 2 gram pyrogallol
 2 gram askorbinsyra
 100 ml vatten

Del 2 30 gram soda
 400 ml vatten

Strax före framkallningen blandas del 1 och del 2 eftersom pyrogallolen snabbt förstörs.

Framkallningstid 2 - 4 minuter tills hologrammet har en optisk täthet på 1,5 - 2,5.

Stoppbad

Kodak stopbath 1% lösning

Stoptid 30 sek.

Fixering

Kodak unifix

5-10 minuter

Sköljning

Rinnande vatten 40°C i 5 - 10 min.

Torkning

Metanol

Filmen doppas i ett metanolbad och får sedan rinna av, varefter den lufttorkar. Torkningen bör utföras försiktigt, eljes kan det uppkomma torkfläckar pga ojämn torkning.

Framställning av kopian

Framkallare

Samma framkallare som för master

Stoppbad

Samma som för master

Blekning

50 ml H_2SO_4 konc
4 g kaliumdikromat
950 ml vatten

tills hologrammet är blekt, 1 - 3 min.

Sköljning

Med kallt vatten i sköljningen och pryogallol som framkallare erhålles rött hologram och gult hologram med 40°C vatten.

5-10 min

Med svälld film bör man skölja i kallt vatten

Torkning

Som för mastern

Man kan ytterligare behandla filmen kemiskt, men för att behålla processen så enkel som möjligt bör det undvikas.

10.4 Svällning

Svällningen om den inte är försvälld sker före exponeringen.

Svällning

10 ml trietanolamine
1000 ml vatten

2 - 4 min

Torkning

Samma som för mastern

10.5 Mattning

Efter att kopian har torkat ordentligt med varmluftsfläkt sprejas emulsionssidan med mattsvart färg. Försiktighet bör iakttas så att en jämn färgbeläggning erhålls. Hologrammet får då ett skyddande skikt som dessutom förbättrar kontrasten och minskar ytreflekationen på emulsionssidan.

10.6 Mörkrumsbelysning

Till 8E75 och Ilford filmer används grönt mörkrumsljus. Filmerna har dock en viss känslighet även i det gröna området, så alltför intensiv belysning bör undvikas. För 10E75 måste filmen processas i helt mörker. En kort exponering i grönt ljus går dock bra i mindre än 2 sek.

Det ljus som används till referensstrålen måste vara distorsionsfritt och av samma fas. Varje form av repor och damm på linser och optiska komponenter ger sig tillkänna som interferrens på plåten. Även om underhållet av optiken är noggrann är alla fel svåra att undvika.

Vid mastertillverkningen med rubinlasern får någon spaltfiltrering ej ske eftersom negativa linster används. Vid kopieringen spaltfiltreras referensstrålen, men ej objektstrålen. Interferrens från objektstrålen stör ej kopian i lika hög grad som från referensstrålen.

Filtret består av ett litet pinnhål, som effektivt tar bort ljus som ej har samma utbredningsriktning som övrigt ljus.



Fig 48: Principen för spatialfiltreringen.

Effektiviteten för filtret beror på linsens focus, stråldiametern och pinnhålets apertur (37). Små apertur ger bättre filtrering men samtidigt större diffraktionsförluster. Rent ljus är möjligt att åstadkomma utan nämnvärda förluster.

Vid fokuseringen av ljuset med en lins erhålls en minsta spotdiameter enligt sambandet:

$$O = v / (\pi W_0)$$

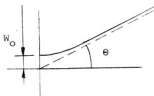


Fig 49: Minsta fokuseringsdiametern.

Ett apertur på dubbla diameter W_0 rekommenderas (38) vilket ger följande värden:

fo/mm i stråldiameter	0,6	0,8	1,0
4	10	8	6
6	15	12	10
8	20	15	12
12	30	25	20
16	40	30	25

diametern ges i um.

11.1 Tillverkningen

Ett enkelt sätt att tillverka filtret är att med en knappnål trycka upp ett hål i en tunn aluminiumfoliebit. En mängd sådana hål trycktes upp och de dåliga hålen sållades bort för att få fram det lämpligaste.

Diametern på hålet mättes genom diffraktion från ett parallellt fält med våglängden 632,8 nm.

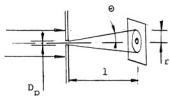


Fig 50: Uppmätning av håldiametern.

Interferensringarna som bildades enligt:

$$\sin\theta \times D_p = \lambda$$

Vilket ger för det filter som används en diameter på 30 um. Teoretiskt ligger detta värde för högt. Men den uppställning som användes och den laser (05 LHP 991) med stråldiametern 0,68 mm och divergensen 1,18 mrad, gav detta en stråldiameter på 4,22 mm. Aperturet för filtret borde vara ca 4 um, praktiskt går det mycket bra utan att få interferens trots för stor diameter.

11.2 Spatialfilterkonstruktionen

Spatialfilterhållaren är uppbyggd som en cylinder som vilar på två parallella cylindrar. Därigenom kan filtret röra sig axiellt, varvid fokusering kan injusteras.

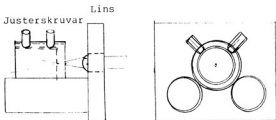


Fig 51: Spatialfilterhållaren.

Cylindern som håller filtret är omslutet av en yttre cylinder. Denna centreras med hjälp av fyra justerskruvar som är fjäderbelastade. Y-X-justering kan ske.

11.3 Inställning

Spaltialfiltret inställs genom att linsen med linshållaren först centreras. Ljuskäglan ska hamna mitt på plåten. Filtret sätts på plats, men långt framför linsens fokus. En mycket liten och svag spot med interferensringar runtom framträder.

Denna spot kan uppträda lite vid sidan av centrum. Med injusteringskruvarna kan käglan centreras. Filtret kan nu skjutas närmare fokus, samtidigt som den centreras. Ljuskäglan växer i storlek. Till slut är käglan jämn och ren, utan störande interferens.

11.4 Spatialförstöring

Det ljus som träffar objektet vid mastertillverkningen bör spatialförstöras speciellt vid tagning av humanobjekt där ögat kan exponeras. Arbetsmiljööinstitutet har ställt upp normer för vad ögat tål utan att ta skada (39). Den enda praktiska väg att gå är att förstöra objektljusets spatiella koherens innan objektet förstör koherensen. Ljuset förlorar sin förmåga att låta sig koncentreras till en så liten spot att näthinnan bränns.

De maximalt tillåtna nivåer (MTE) för exponering genom en totalförstörd stråle dvs reflektion från en matt yta är:

$$t^{1/3} \times 10^5 \text{ Jm}^{-2} \text{ Sr}^{-1}$$

Där t är pulstiden och Sr ljusets rymdvinkel (steradian). För en sann punktkälla gäller värdet:

$$5 \times 10^{-3} \text{ Jm}^{-2}.$$

För delvis spatialförstört ljus med en mattad glasyta kommer maxvärdet att hamna någonstans där emellan.

Även om ögon ej exponeras kan ljuset spatialförstöras för att få en jämnare spot på objektet och undvika att interferensringar syns på objektet.

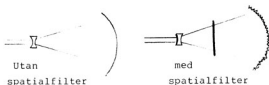


Fig 52: Spatialfiltrets inverkan på ljuset.

Med spatialförstöring får ljuset en viss kornighet, men det är jämt fördelat över hela objektet. Kornigheten är direkt beroende av glasytans grumlighet. Finare ojämnheter ger jämnare ljus, men större spridningsvinkel. Belysningsarean bör vara några cm^2 .

Eftersom rubinlasern har en så pass låg repetitionsfrekvens som en puls per minut uppstår ett problem med att linjera in komponenterna. Det finns olika sätt att lösa detta som t ex att efter varje puls successivt korrigera komponenterna. Ett tidsödande arbete.

För att få en effektiv injustering används i stället en kontinuerlig He-Ne-laser som ledstråle. Denna laser måste länkas in i exakt samma linje som rubinlaserns utbredningsriktning. En metod som provades var att länka in strålen genom Q-switchen. Med 90° g polarisation i förhållande till rubinlaserns polarisation blev ytrefflektionen ca 15%. Dessutom försvann ca 60% genom utkopplingsspegeln. Ljuset kunde också variera pga interferrens mellan rubinlaserns resonatorspeglar.

Försök gjordes också med att placera He-Ne-lasern bakom rubinlaserns kurvaterade spegel, men endast någon promille av ljuset kunde utnyttjas. Den kurvaterade spegeln var inte slipad på baksidan varför en vätsefilm applicerades mellan spegeln och ett fönster.

Det sätt som återstod var att mekaniskt länka in ljuset efter Rubinlaserns utkopplingsspegel med hjälp av en ledad spegel.

12.1 Konstruktionen av inlänknings-spegeln

Vid pulsning fälls spegeln upp via ett relä och när komponenterna skall justeras fälls spegeln ner. Fördelen med detta är att i stort sett allt ljus kan utnyttjas.

För att erhålla tillräckligt hög repeterbarhet för spegeln är den ledad med två spetsar vilande i två hål. Spegeln lyfts upp genom att en magnet är fäst vid spegeln. När reläet är avslaget är lasern redo för rubinpulsning.

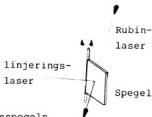


Fig 53: Inlänknings-spegeln.

Felet i spegelns repeterbarhet är genom uppmätning av ett stort antal växlingar mindre än 100 urad.

13.1 Pulslaserbänken

I vibrationshänseende är rubinlasern praktiskt taget okänslig. Då exponeringstiden är ca 20 nS medför det att föremålet inte hinner röra sig. Bänken bör dock vara så pass vridstiv att även om en relativt tung komponent placeras på bordet skall komponentplaceringen inte ändras.

Med 240 x 120 cm spånskivor, 12 mm tjocklek byggdes bordet. 20 cm breda distansskivor placerades mellan två skivor. Distansskivorna limmades och spikades med 25 mm dykert med ett spikavstånd av 40 mm.

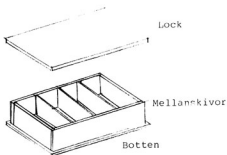


Fig 54: Pulslaserbänkens konstruktion.

Bänken placerades sedan på fyra pelare med en skumgummi-kudde mellan för att få en jämn belastning

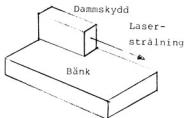


Fig 55: Rubinlaserns placering på bordet.

13.2 Kopieringsbänken

Vid kopieringen får naturligtvis ingen komponent röra sig mer än ca 1/8 våglängd under exponeringen. Därför måste bänken isoleras från störande vibrationer och luftturbulens.

Objektstrålen och referensstrålen delas upp ca 2 m innan de träffar plåten på vardera sidan. Holograferingen blir temperaturkänslig, eftersom det krävs små ändringar i luftens brytningsindex för att ändra ljusets färdväg. Temperaturändringen bör vara mindre än 0,01 K för att säkerställa stabiliteten.

Det bästa sättet att få homogen och stabil temperatur är att termiskt isolera systemet och inte tillföra någon energi. Den enda energin som tillförs är laserstrålningen 13,2 mW, vilket är försumbart.

13.3 Konstruktionen

Den optiska bänken är gjuten av armerad betong med måtten 100x200 cm och 8 cm tjocklek. Dess vikt är 370 kg. Bordet har hög vridstyvhet, men dålig dämpning av ljudvågor, varför inga mekaniskt rörliga föremål bör placeras på bordet. Bänken är inkapslad i en större kub av 3 cm tjock frigolit med 8 cm frigolit på undersidan.

Genom att kuben inte har någon mekanisk länkning till bordet utan är fäst i benen undviks fortplantning av ljud direkt till bänken. Bänken vilar på fyra luftfyllda gummiringar 30 cm i diameter.

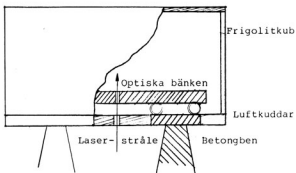


Fig 56: Kopieringsbänken.

Lasern är placerades utanför frigolitkuben eftersom den i sig är en mycket kraftig värmekälla. Hängande under frigolitkuben men mekaniskt länkad direkt till bordet länkandes ljustet upp på ovanstidan på bordet, genom hål borrade bänken och kuben.

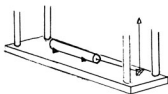


Fig 57: Laserupphängningen under betongskivan.
De fyra rören är direkt fastspända i skivan.

13.4 Masterhållaren

Vid exponeringen av mastern behövs inga vibrationsmässiga hänsyn tas. Mastern kan klämmas fast eller försiktigt lutats mot en hållare. Eftersom glasplåtar används måste de maskeras för att inte referensstrålen ska söka sig in i kanten på plåten och förorsaka interferens. Baksidan av plåten maskeras för att inga reflexer från någon optisk komponent ska träffa plåten.

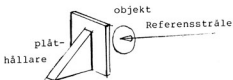


Fig 58: Masterhållaren.

13.5 Kopieringshållaren.

Kopieringshållaren är uppbyggd på en 35x35 cm stålskiva som är 10 mm tjock. Tre M5-skrivar fungerar som ben och hål är borrarade i skivan där fyrkantsstänger kan spännas fast. Både masterplåten och kopian vilar mot dessa stänger. En fyrkantsstång är fastspänd på vardera sidan av kopian, något vridna mot mot plåten.

Den kant på mastern, som är vänd från objektstrålen, hålls uppe endast längst nere i hörnet av mastern för att reflexer ska undvikas. Alla övriga kanter maskeras med svart papper. Referensstrålen och objektstrålen maskeras så att ljus träffar någon mm in på plåtarna.

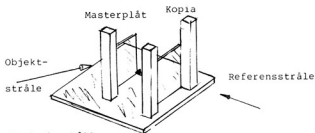


Fig 59: Kopieringshållaren.

Används film i stället för glassubstrat vid kopieringen måste denna klämmas fast mellan två glasskivor. 4 mm tjocklek räcker för 10x13 cm storlek. 8 mm tjocka skivor bör användas för 20x25 cm hologram. Glasskivorna är 30x30 cm stora och filme läggs mitt i varefter dessa kläms ihop. Masterplåten hängs upp så att den också hamnar mitt för kopian, varefter allt maskeras.

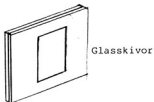


Fig 60: Fastsättning av filmen mellan två glasskivor.

När stålskivan i botten vickas framåt 45 grader räcker detta för att allt ska hållas på plats. Glasskivornas egen tyngd gör att fastskruvning är onödig.

14 EXPONERINGSKONTROLL

14.1 Mastern

För att kontrollera mastorexponeringen krävs att kondensatorbankens laddning regleras och att spridningen justeras till en lämplig nivå. Någon annan form av kontroll av exponeringstiden finns inte. En kraftig pumpning av kristallen kan leda till en dubbelpuls. En eller flera provremsor exponeras, därefter väljs den remsa som har kraftigast interferrens.

14.2 Kopian

Uteffekten för kopieringslasern, som är uppmätt till 13,2 mW och har ett kontinuerligt ljusflöde, gör det lätt att kontrollera exponeringen.

En ombyggd voltmeter placerades i strålgången och fick fungera som en optisk brytare. På visarnålen placerades en skiva och ett hål borrades i panelen. Voltmeterns maxspänning är 3 V och med ett seriemotstånd på 5,6 kohm fick brytare en öppningstid på 50 ms. Detta är tillräckligt för exponeringskontrollen eftersom exponeringstiden kan vara flera minuter.



Fig 61: Brytaren.

Brytaren kopplades till utport 7 bit 0 på en Memotech MTX 500 dator (40). Koaxialutgången för videosignalen ombyggdes så att OUT 7,n går ut därifrån. Innuti datorn finns en sockel, som är utgången för OUT 7,n. GND på koaxialutgången drogs till jord, signal till bit 1 och OTSTB till GND.

Parallell input/output port

POT 0 - 1		20 - POT 1
POT 2 - 2		19 - POT 3
POT 4 - 3		18 - POT 5
POT 6 - 4		17 - POT 7
OTSTB - 5		16 - GND
PIN 0 - 6		15 - PIN 1
PIN 2 - 7		14 - PIN 3
PIN 4 - 8		13 - PIN 5
PIN 6 - 9		12 - PIN 7
INSTB 7 - 10		11 - Vcc

14.3 Exponeringsprogram

Exponeringsprogram för exponeringstider som är längre än 10 sek:

```
5 input "väntetid, exponeringstid"; VTID, EXPTID
10 out 7,0
20 clock "000000"
30 if val (time )<VTID then csr 0,0:print time :goto 30
40 out 7,1
50 clock "000000"
60 if val (time )<EXPTID then csr 0,0:print time :goto 60
70 out 7,0
```

Vid kortare exponeringar bör ovanstående program ej användas pga att programmet har en onoggrannhet på en sekund. Följande program används i stället:

```
5 input "väntetid, exponeringstid "; VTID, EXPTID
10 out 7,0
20 pause 1000*VTID
30 out 7,1
40 pause 1000*EXPTID
50 out 7,0
```

14.4 Vilotiden

Innan exponeringen av kopian kan ske måste systemet stabiliseras eftersom inbyggda rörelser och spänningar får föremålen att röra sig. För glasplåtar räcker det med 5 - 10 minuters vilotid medan film som är fastsatt mellan två glasplåtar måste stabiliseras 15 - 30 minuter.

14.5 Exponeringsmätningen

Som nämnts förut är den enda möjligheten att mäta exponeringen för rubinlasern att ta provremsor. Fördelningen av objekt- och referensstrålen kan man dock mäta med exponeringsmätaren och linjeringslasern påslagen. Eftersom He-Ne-lasern inte har riktigt samma våglängd som rubinlasern, blir fördelningen inte riktigt samma, men skillnaden är så pass liten att det inte påverkar resultatet nämnvärt.

Vid kopieringen kan man mäta exponeringen och se till att fördelningen blir 50/50. Exponeringsmätaren är inte absolutkalibrerad, så exponeringstiden är svår att direkt mäta sig till. Stora variationer kan dessutom förekomma för objektstrålens intensitet över koplans yta. Vid mätningen måste mätcellen ha samma vinkel som kopian. Detta gäller också för mastern.

15 MASTEREXPONERINGSSCHEMA

- 1 Komponenterna och objektet utplaceras.
- 2 Objekt- och referensstrålarnas färdsträcka justeras.
- 3 En vit skärm ställs där mastern ska stå.
- 4 Referensstrålen centreras. He-Ne-lasermod.
- 5 Objektstrålen centreras.
- 6 Notera att ljusfördelningen är lika mellan objekt- och referensstråle. Justera med lins-spridningen.
- 7 Övergå till rubinmod.
- 8 Starta kylningen.
- 9 Starta kraftaggregatet.
- 10 Injustera spänningsnivån. Mät eventuellt med multimeter mellan gröna kontakten och jord, 1000 V-området.
- 11 Pulsa och notera belysningen på objektet om den är jämn (skärmen tas då först bort).
- 12 Stäng omedelbart kraftaggregatet.
- 13 Koppla in automatpulsning.
- 14 Koaxialkabeln dras mellan dator och aggregat
- 15 Följande program programmeras in:
10 pause 20000
20 out 7,1
30 out 7,0
efter Run och return fördröjs pulsen 20 sek.
- 16 Rubinmod.
- 17 Objektstrålen blockeras.
- 18 Vit skärm insättes vid masterplåten.
- 19 Kylning på.
- 20 Aggregatet på.

- 21 Korrigera spänningen.
- 22 När aggregatet är laddat: kör programmet.
- 23 Notera att belysningen blir jämn.
- 24 Stäng aggregatet
- 25 Korrigera strålen i He-Ne-lasermod.
- 26 Släck all belysning under exponering och framkallning.
- 27 Placera ut en provremsa.
- 28 Provexponera. (7 - 12)
- 29 Korrigera laddningsspänningen.
- 30 Tag masterbild. (7 - 12)

Rubinlasern pulsas manuellt med ett snärtigt tryck på den röda knappen. Kylningen får stå på någon minut efter pulsen. Kraftaggregatet bör alltid omedelbart stängas efter varje puls.

Kraftaggregatet till He-Ne-lasern kan stå på hela tiden, endast laserväljarspegeln regleras.

Spänningen bör ligga runt 900 Volt om rubinlasern är välinställd.

Optiska vägsträckor:

Vänster objektstråle		Höger objektstråle		Referensstråle	
R3	153 cm	R3	153 cm	R1	9 cm
R6	129 "	R6	129 "	R2+R4	247 "
R7+R8+		R11+R12+		R5	145 "
R9+R10	111 "	R13+R14	111 "		
R15	8 "	R15	8 "		
Sa	401 cm		401 cm		401 cm

Färdsträckan för objektstrålarna och referensstrålen är densamma, 401 cm. Dubbla objektstrålar används för att få jämnare belysning.

Vinklar:

- a Samma som för vinkeln C.
- b Brewstervinklas 57 grader
- c Bör vara så snäv som möjligt för att inte transmissionen för SD1 ska ändras.

Referensstrålens diameter RD är 11 cm vilket sätter gränsen för hologramplåtens storlek. Spegeln S2:s fokus är 90 cm, dvs sträckan R4. Ett divergerande referensfält åstadkoms genom att flytta fram linsen L1. Avståndet R5 har valts så stort som möjligt för att större hologram ska kunna tas utan att fältet behöver divergeras för mycket.

Justiering av ljusets färdsträckor görs genom att flytta någon av speglarna S2, S3, S4, S5 eller SD1.

Objektet får inte överskida den streckade ytan för att inte blockera referensstrålen. Reflexionen RX kommer från referensstrålen. Divergensen för linserna L1, L2 och L3 väljs så att objektet och mastern belyses jämt samt att fördelning blir lika. Spatialförstörarnas avstånd till objektet anpassas efter behovet.

Den strecknade linjen FU kan sågas ut vid holografering av större objekt och humanholografering.

Polariseringen P är parallell med bordet.

Alla reflexer och ovälkomet ströljus skärmas av så att de ej träffar mastern.

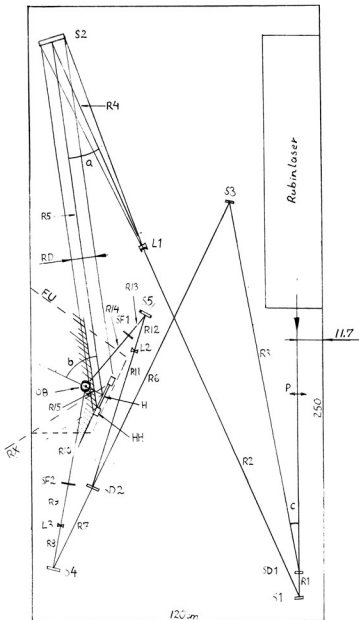


Fig 62

Komponentförteckning för mastern

S1	Planspegel, metall
S2	Konkavspegel, metall. Fokus 90 cm
S3	Planspegel, metall
S4	Planspegel, metall
S5	Planspegel, metall
SD1	Stråldelare. Transmission 19 %
SD2	Stråldelare. Transmission 50 %
L1	Lins, negativ
L2	Lins, negativ
L3	Lins, negativ
SF1	Spatialförstörare
SF2	Spatialförstörare
H	Hologram
HH	Hologramhållare

Optiska vägsträckor:

Objektstråle		Referensstråle	
R4	33 cm	R1	33 cm
R3+R5	155 cm	R2	102 cm
R6	69 cm	R7+R8	130 cm
R9	8 cm		
S:a	265 cm	S:a	265 cm

Vinklar:

- a Bör hållas så liten som möjligt.
- b Hologramhållaren lutar frammåt 45 grader för att erhålla bästa möjliga belysningsvinkel. Reflektionen från referensstrålen blir ca 1 %.
- c Brewstervinkel för att erhålla samma vinkel som för mastern. OBS mastern måste vändas upp och ned förutom att den är vänd bak och fram. Detta för att ge en rättvänd bild.

Samma konkavspegel S4 används som för masteruppställningen men här med något större infallsvinkel. Vid divergerande fält måste linsen L1 flyttas frammåt.

Eftersom mastern är frammåtlutad måste spegeln S4 och lins L1 lyftas upp över bordet för att objektstrålen ska komma i samma plan som för mastern.

Avståndet R9 måste korrigeras för att objektet ska hamna på rätt plats i kopian. Framför, bakom eller mitt i kopian. Det objektljus som fortsätter förbi mastern får ej träffa kopian varför ett minimiavstånd R9, på ca 6 cm krävs för stående 10x13 cm plåtar. Något större avstånd för större plåtar.

Allt ljus som inte används måste skärmis av för att inte träffa mastern eller kopian och förorsaka störande interferens.

Polariseringen är vinkelrät mot bordet. Detta ger kraftig interferens i mastern men syns inte för att mastern efter vändningen av kopian hamnar framför kopian och ögat inte fokuseras i detta plan.

Interferensen i mastern kan avhjälpas genom att placera en 1/4-vågsplatta före L1 och en mellan master och kopia. Polarisationsplanet för objektstrålen vrids ett halvt varv innan den träffar kopian.

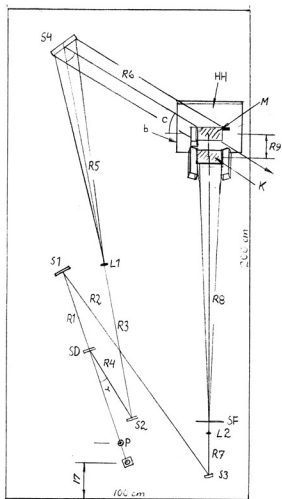


Fig 63

Komponentförteckning för kopieringen

S1	Planspegel, metall
S2	Planspegel, metall
S3	Planspegel, metall
S4	Konkavspegel. Fokus 90 cm
SD	Stråldelare, transmission 19 %
L1	Lins, positiv. Brännvidd provas fram
L2	Lins, positiv. Brännvidd 5-20 mm
SF	Spatialfilter tillhörande L2
HH	Hologramhållare. Stålskiva 35x35 cm
M	Master
K	Kopia

Transformatorn TR1 ger efter likriktning med dioderna D1 - D8 ca 1000 volt. Resistorn R2 begränsar laddningsströmmen till kondensatorbanken C7 - C22 som är uppbyggd av 16 st 500 uF 500 volt kondensatorer. Dessa är arrangerade parvis med åtta parallellkopplade R3 och R4 som likafördelar spänningen. Totala energimängden som kan lagras är 1000 J vid 1000 volt.

Via spänningsdelaren R17 - R18 känner zenerdioden Z1 av inställd spänningsnivå. Den börjar att leda över den inställda nivån och via transistor T2 och T1 sluts reläet RE. Triac TA kortsluts och kan ej leda. Laddningen upphör och kondensatorbankens spänningsnivå sjunker. Z1 slutar då att leda och TA öppnas.

TR2 ger efter likriktning 51 volt och TR3 7 volt.

Via switch SW bestäms om triggningen ska vara extern eller manuell via tryckknapp TY. Den monostabila vippan T3 - T4 skickar en puls till regulatort T7 via T5 och T6 när den får en puls, antingen externt eller manuellt. Den är positiv flanktriggad och måste återgå till noll innan en ny puls kan åstadkommas.

Fyrkantpuls från vippan går till basen på regulatort så att induktionsspolen TR4 kan laddas upp. När regulatort slutar att leda, avgår induktionsenergin på sekundärsidan av spolen.

Gasurladdningsröret börjar att joniseras av tändspänningen och röret blir elektriskt ledande. Induktionsspolen L1 begränsar urladdningsströmmen och förlänger pulslängden, därigenom anpassas blixtröret till rubinkristallen och en avsevärt ökad livslängd erhålles.

Bilageförteckning

	<u>Bilaga nr</u>
Kretsschema	1
Komponentförteckning för drivsystem till rubinlaser	2
Kraftaggregatet	3
Detaljbeskrivning av kraftaggregat	4
Kabeldragning	5
Pumpaggregatet	6
Detaljbeskrivning av pumpaggregatet	7
Optikfästen	8
Fundamentet för rubinlasern	9
Rubinlaserns komponentplacering	10
Exponeringsmätaren	11
Detaljbeskrivning av exponeringsmätaren	12
Styckelista	13
Referenser	14

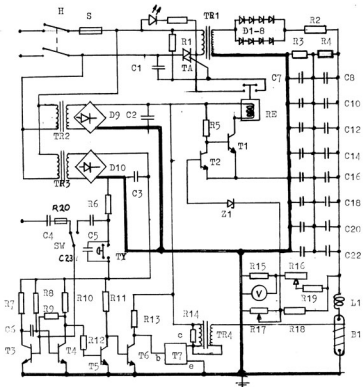


Fig 64: Drivsystemet till rubinlasern

KOMPONENTFÖRTECKNING FÖR DRIVSYSTEM TILL
RUBINLASER.

B1	Blixtrör ilc 5L3, Exenongas	
C1	Kondensator	29 nF
C2	"	4700 uF
C3	"	4700 uF
C4	"	5 uF
C5	"	5 uF
C6	"	0,47 uF
C7-C22	"	500 uF 500 V
C23	"	5 uF
D1-D8	Diod	1N4007 1000 V
D9	Diodbrygga	DSA 1,2-14A
D10	Diodbrygga	1N 4007
H	Huvudbrytare	
L1	Induktans	1000 uH
R1	Resistans	33 kohm
R2	"	620 ohm 1 kW
R3	"	47 kohm
R4	"	47 kohm
R5	"	10 kohm
R6	"	1 kohm
R7	"	1 kohm
R8	"	3,9 kohm
R9	"	3,9 kohm
R10	"	1 kohm
R11	"	1 kohm

R12	Resistans	1 kohm
R13	"	1,5 kohm
R14	Zinkvaristor	250VLA15A
R15	Resistans	33 kohm
R16	Vridpotentiometer	2,2 Mohm
R17	Vridpotentiometer	100 kohm
R18	Resistans	2,7 Mohm
R19	Resistans	470 kohm
R20	Resistans	1 kohm
S	Säkring	1 A
T1	Transistor	2N2219A
T2	Transistor	BC107A
T3-T5	"	BC107A
T6	"	2N2219A
T7	Regulator	Mitsubishi QM300HA-2H
TR1	Transformator	220 V prim 700 V sek
TR2	"	220 V prim 36 V sek
TR3	"	220 V prim 5,0 V sek
TR4	Induktionsspole	40000 V sek
TA	Triac	TD605DH
Z1	Zenerdiod	10 V 0,5W
RE	Relä	221DO24

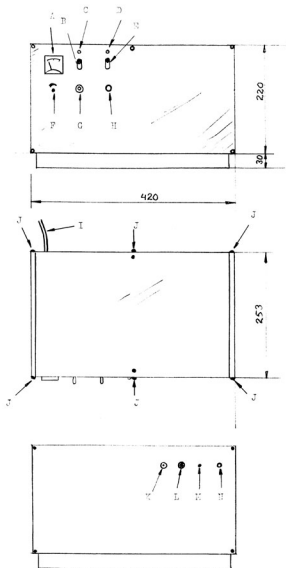


Fig 65: Ytterdimensioner för kraftaggregatet

- A Voltmeter 0-1000V
- B Huvudbrytare
- C Indikator på/av
- D Laddningsindikator
- E Switch, extern trigging eller manuell
- F Inställning av spänningsnivån på kondensatorbanken
- G Säkringshållare
- H Knapp (röd) för manuell pulsgivning
- I Högspänningskabel för tändpuls
- J Skruvar. De översta lossas då locket tas bort
- K Ingång för extern trigging
- L Uttag för kondensatorbanken. Pluspol (grön)
- M Jordningsskruv
- N Högspänningskabel för tändpuls

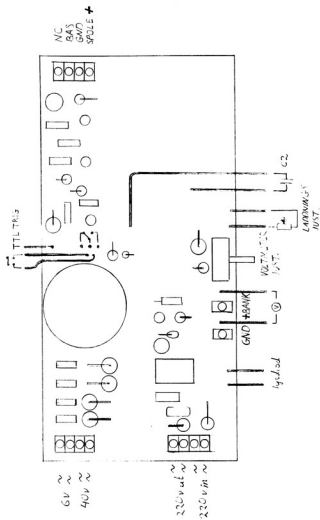


Fig 66: Kretskortet till kraftaggregatet

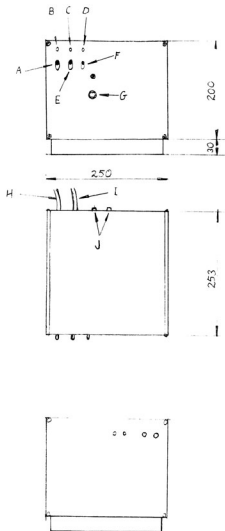


Fig 67: Ytterdimensioner för pumpaggregatet

- A Laserväljare, linjeringslaser eller rubinlaser
- B Laserindikator
- C Pumpindikator
- D Huvudbrytarindikator
- E Pumpmotorbrytare
- F Huvudbrytare
- G Säkring
- H Kylvätskeslang
- I Kylvätskeslang
- J 12 Volt strömförsörjning till spegelreläet.

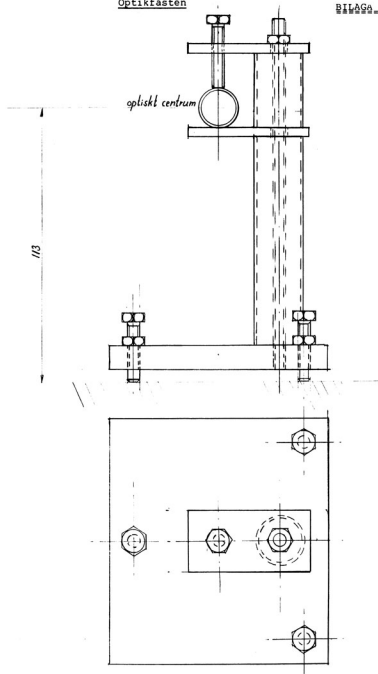


Fig 68: Skalenlig figur av ett optikfäste för en lins

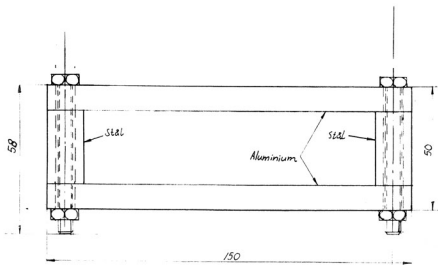


Fig 69: Fundamentet för rubinlasern

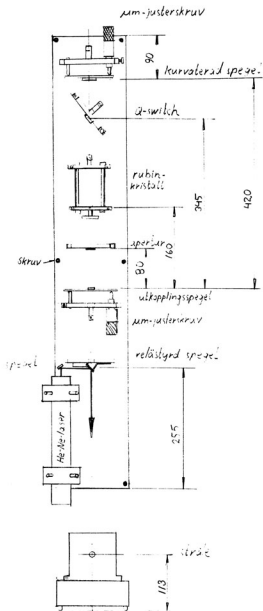


Fig: 70

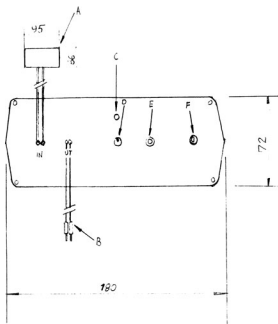


Fig 71

Kopplingschema för
exponeringsmätaren

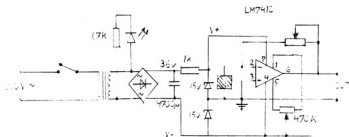
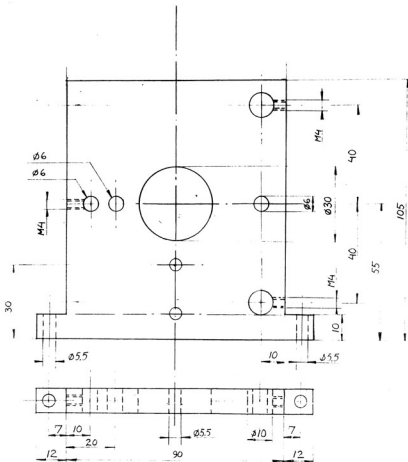


Fig 72

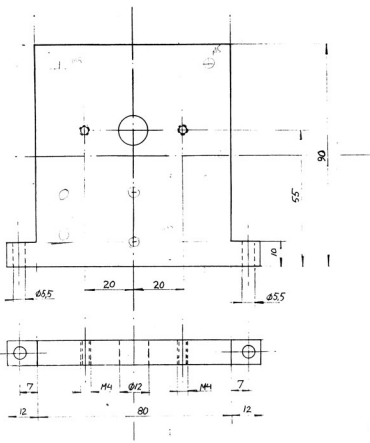
- A Fotocell
- B Kontakt till voltmeter max 15 volt ut
- C Huvudbrytarindikator
- D Huvudbrytare
- E Förstärkarreglage
- F Offset justering. Nolljustering av bakgrundsljuset

STYCKELISTA

I	Spegelhållare, Q-switchhållare	3
II	Hållare för rubinkristall	2
III	Pinnhålshållare	1
IV	Rubinfästning	2
VIII	Överdel till blixtrörshållare	1
X	Spegelstöd och Q-switchstöd	3
XI	Spegelfäste	2
XII	Blixtrörshållare, jorddel	1
XIV	Spets, kort	4
XV	Spets, lång	2
XVI	Elliptisk spegel	1

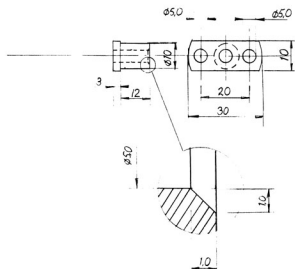


Spegelhållare, Q-switch-
 hållare skilj
 aluminium 34

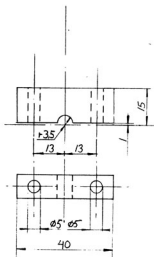


Pinnhållare
 Sk 1:1
 aluminium

1 st.

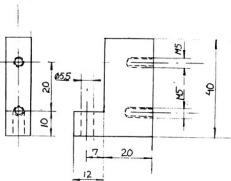


Rubumfassung
Sk 1:1
mässing 2 st



Sverdel till blytråns-
hållare
Skala 1:1 2 st.
aluminium

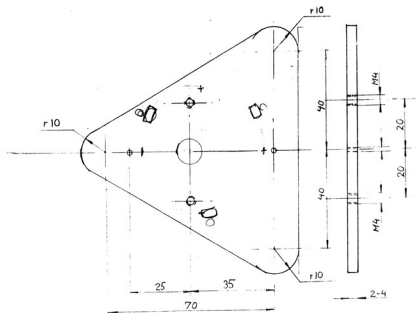
X



Spejlskål, u-1000000000

Sk 11

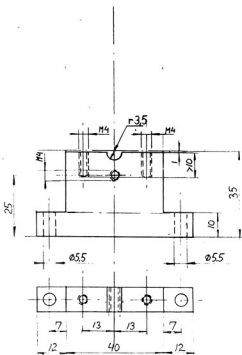
aluminium 4 st.



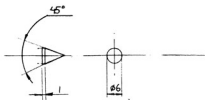
måsting

spegelfäste
sk 1:1

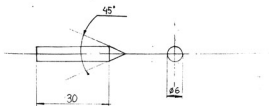
2 st.



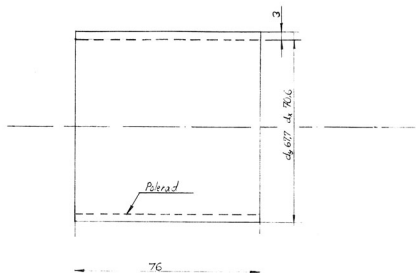
Blixbrönsållure jorddel
 sk P1
 diameter: 1 st.



Spelt kort
ca 11
stål
händer 4 st.



Spets. lång
Sk 1:1
stål, handlat 2 st.



Elliptic spec,
Aluminum
see 1.1

Referenser

- 1 A Einstein, Zur Quantentheorie Der Strahlung, Mitt. Physikal. Ges., Zürich, No 18 (1916) och Physikal. Zscr. XVIII (1917) 121-128
- 2 Bass and Barret, Avalanche Breakdown and the probabilistic Nature of Laser-Induced damage, IEEE Journal of Quantum Electronics, VQEB, N3, March 1972, pp 338-343.
- 3 Laser Handbook, F T Arrechi et al, 1373.
- 4 A G Fox and T Li, Resonant modes in a maser-interferometer, Bellsystem Tech. J., 40, 453-488 (1961)
- 5 T Li, Bell system. Tech, J. 44. 917 (1965) .
- 6 H Kogelnick and T Li, Laserbeams and resonators, Appl. opt., 5, 1550-1567 (1965)
- 7 A L Schawlow, Finestructures and properties of Chromium fluorecense in aluminium and magnesium oxide, Advances in Quantum Electronics, J R Singer, Ed., Columbia University press, New York 50-62 (1961).
- 8 P P Sorokin, J J Luzzi, J R Lankard and G D Pettit, Ruby laser Q-switching elements using phtalocyanine molekules in solution, IBM. J. res. Dev. 8, 182-184 (1964).
- 9 R Carman, Semi-annual report 27, Lawrence Livermore Laboratory, Livermore, Calif. (1972).
- 10 Laser Handbook, vol 3, Stitchi, 365-366.
- 11 D F Nelson and R J Collins, The polarisation of the output from a ruby optical maser, Advances in Quantum Electronics, J R Singer, Ed., Columbia University press, New York, pp 79-82 (1961).
- 12 Jurgen R Meyer-Arendt, Introduction to Clas-sical and modern optics, Sec Ed. (1984).
- 13 Melles Griot, Optics Guide 3, 356-357 (1985).
- 14 B H Soffer, Giant puls operation by a passive reversibly bleachable absorber, J. Appl. Phys., 35, 2551 (1964).

- 15 Lengyel, Lasers, second edition, 176 (1971).
- 16 Stitch, Laser Handbook, vol 3, 592, (1979).
- 17 Lengyel, Lasers, second edition, 116 (1971).
- 18 S B Schuldt and R L Aagard, An analysis of radiation transference by means of elliptical cylinder reflection, Appl. Opt., 2, 509-513 (1963)
- 19 Melles Griot, Optics guide 3, 176 (1985).
- 20 D E McCumber and M D Sturge, Linewidth and temperature of the R lines in ruby, J. Appl. Phys., 34, 1682-1684 (1963).
- 21 A Guide to flashlamps for pulsed solid state lasers, Technical Bullentine 2, ILC Technology, Sunnyvale, Calif.
- 22 High Performance Cz Ruby laser rods, Union Carbide Electronic division, N-CPD84406-2M, USA (1984).
- 23 Introduction to Classical and modern optics, sec ed., 198-211 (1984).
- 24 Laser Handbook, vol 2, Arrechi and Schultz-Dubois 1463-1464 (1972).
- 25 The newport catalog, No 100, K6-K7.
- 26 R J Collier, C B Burckhardt and L H Lin, Optical Holography, Academic Press, New York (1971).
- 27 E N Leith and J Upatnieks, J. Opt. Soc. Amer. 52, 1123 (1962).
- 28 Y N Denisjuk, (1962) Soviet Phys. Doklady 144, 1275; Eng. transl. 7, 543.
- 29 E N Leith, A Kozma, J Upatnieks, J Marks and N Massey, Appl. Optics, 5, 1303 (1966).
- 30 NDT, Holography. Technical information, Alfa-Gevaert, sid 6.
- 31 Holographic Optique', J Ch. Vie'not et al, Dunod Ed., Paris (1971).
- 32 D Gabour, Nature, 161, 777 (1948).

- 33 Holographic film, Technical Information, Ilford, red sensitive holographic film, May 1986, 15718 GB.
- 34 Sven-Göran Petterson, Holografi, fysik LTH (1987).
- 35 M Hercher and B Ruff, J. Opt. Soc. Amer. 57, 103 (1967).
- 36 NDT Technical information holography, Agfa-Gevaert N.V. B-2510, Mortsel-belgium.
- 37 Melles Griot, Optics Guide 3, 339-343.
- 38 Melles Griot, Optics Guide 3, 363.
- 39 Laser i arbetslivet, Arbetarskyddsstyrelsen, Berlings, Arlöv 8851 (1982).
- 40 Memotech, Basic tutor, referens and operators manual, Memotech limited, (1983).

Umeå i augusti 1990

Curt Edström
Bigarråvägen 20
902 58 UMEÅ

TeI 090-222 25