

Tentamen i Optik FFY091 - tisdag 28:e maj 2024, kl. 08:30-12:30

Jourhavande lärare, Erik Strandberg tel. 072-58 57 577, finns på plats ca kl. 9.30 och 11.30 för att svara på frågor.

Tillåtna hjälpmedel: Typgodkänd räknare, linjal, samt ett ark (två sidor) A4-papper med egenhändigt valfria anteckningar.

- Motivera mycket kortfattat dina steg – använd gärna enkla skisser, så behövs inte så många ord!
- Gör egna rimliga antaganden och motivera dessa där det behövs.

Max 60 poäng (exklusive bonuspoäng från HUPP:arna).

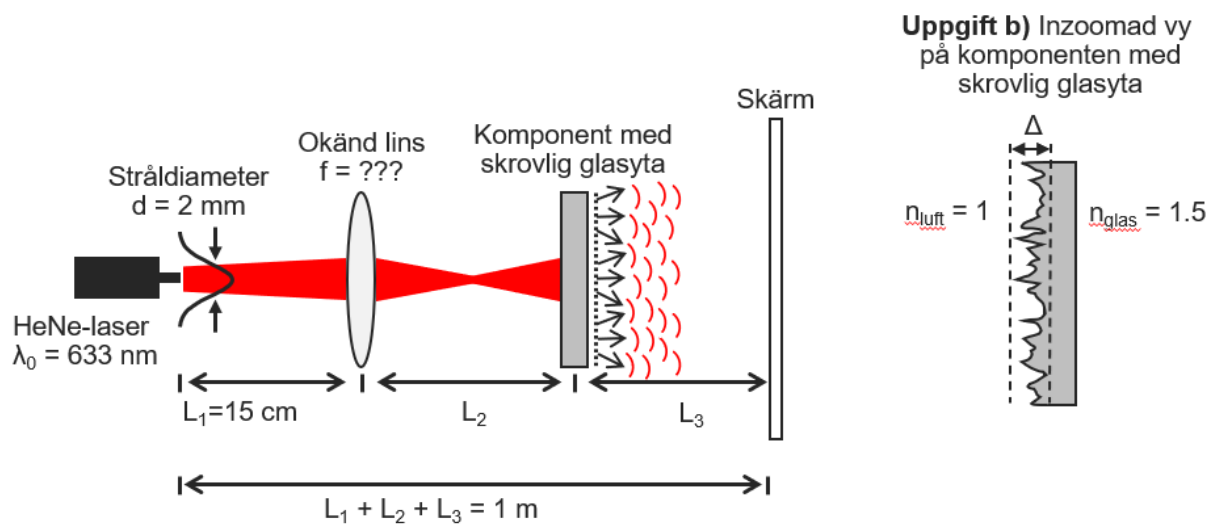
Betygskrav (inklusive bonus): betyg 3: 30 poäng, betyg 4: 40 poäng, betyg 5: 50 poäng.

På kurshemsidan publiceras lösningsförslag senast onsdag.

Visning/uthämtning av tenta sker i B429 på MC2 tisdagen den 8:e september kl. 12.00-13.00.

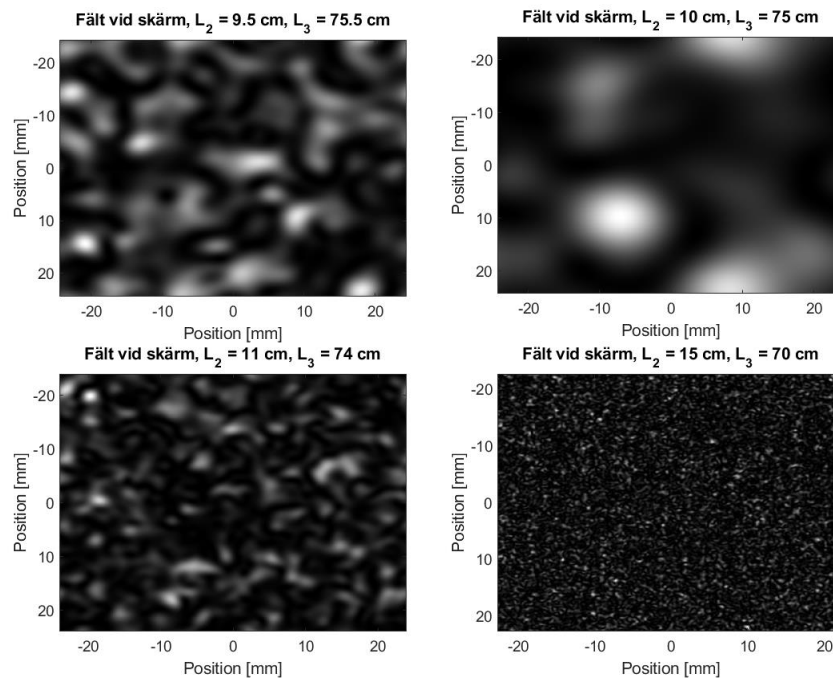
1. Speckel, speckel på väggen där... (16p)

Ett finurligt sätt att bestämma fokallängden på en lens är att studera speckel på en skärm. En uppställning för att göra precis det visas nedan. En HeNe-laser med en våglängd på 633 nm och en stråldiameter på 2 mm passerar genom en lens som fokuserar ljuset någonstans efter linsen. Efter linsen placeras en komponent med en skrovlig glasyta så att laserljuset får en slumpmässig fasvariation. På skärmen observeras ett speckelmönster. Nedan visas speckelmönstret som syns på skärmen när komponenten med skrovlig glasyta är placerad i fyra olika lägen (lägena är angivna i figurtitlarna).



- a) Vad kallas fenomenet som skapar specklet som syns på väggen i experimentet ovan, och vad är det för egenskap hos lasern som ger upphov till detta "mönster"? (2p)

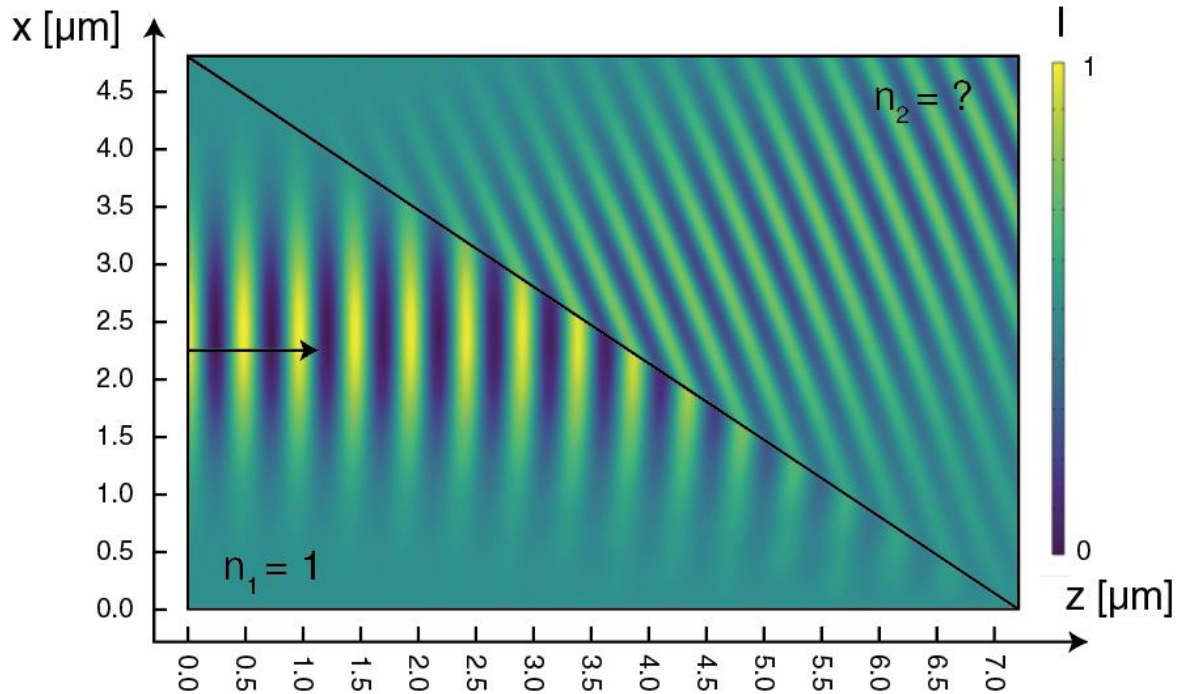
- b) Hur stor måste ytojämnheten, Δ i figuren ovan, vara hos komponenten med den skrovliga glasytan för att ge en tillräckligt stor fasvariation, dvs upp till 2π , så att specklet blir observerbart? **(4p)**



- c) Varför har mönstret på skärmen olika stora "features"? **(2p)**
- d) Genom att betrakta bilderna på skärmen i de fyra fallen ovan, kan du klura ut vad linsens fokallängd är (inga beräkningar krävs, enbart ett argument utifrån bilderna)? **(2p)**
- e) Stämmer fokallängden hyfsat överens med feature sizen hos "mönstret" på skärmen? Antag att stråldiametern från HeNe-lasern vid linsen är $d = 2$ mm. **(5p)**
- f) Känns antagandet om stråldiameter i e) rimligt, varför kan man inte använda tumregeln för minsta spotsize för att beräkna stråldiametern vid linsen? **(1p)**

2. E-fältskurser + gränssnitt mellan olika medium = sant (12p)

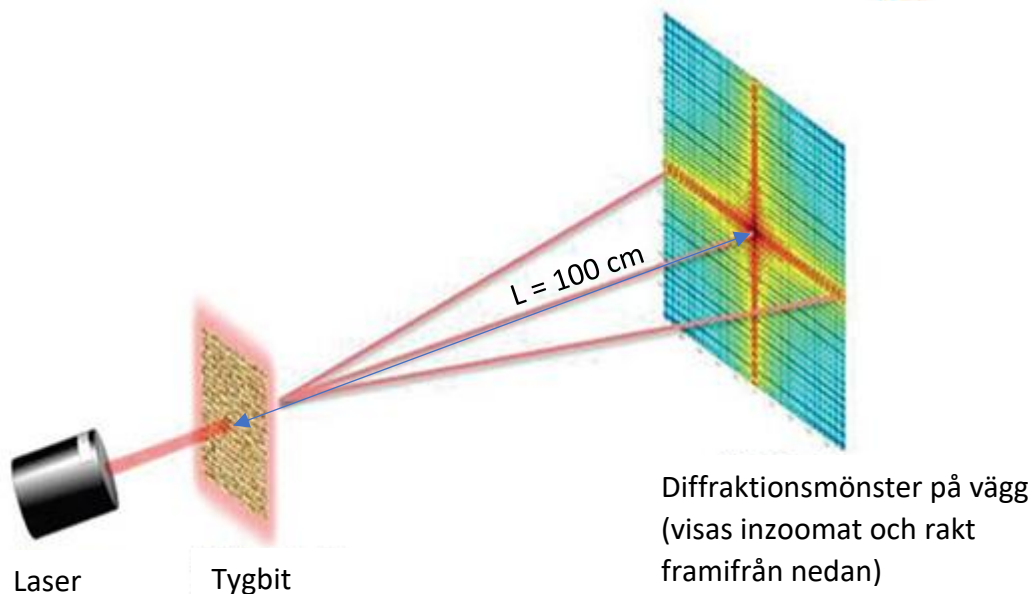
I bilden nedan så ges en simulerad intensitetsfördelning för en laserstråle som propagerar längs z-axeln genom luft med brytningsindex, n_1 , och infaller med en vinkel mot ett annat medium med brytningsindex, n_2 .



- Är det lämpligt att enbart utnyttja PAS för att ta fram intensitetsfördelningen i figuren ovan? Hur hade du gått till väga för att försöka simulera fältbilden? **(2p)**
- Vilken våglängd har lasern i medium 1? **(3p)**
- Vilken polarisation har det infallande fältet? Tips: Hur stor reflektion är det från gränssytan mellan de två materialen? **(5p)**
- Vilket brytningsindex har medium 2? **(2p)**

3. Karaktärisera tyg med hjälp av diffraktion (10p)

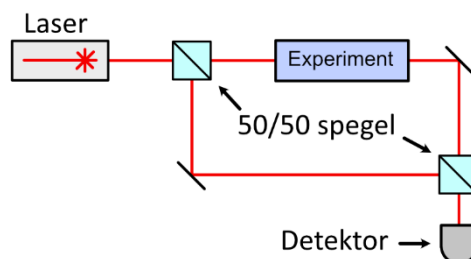
En tygbit består av en väv med horisontella och vertikala trådar. Du belyser detta tyg med en röd laserpekare med en våglängd på 632 nm och det uppstår då ett diffraktionsmönster på väggen 100 cm bort ifrån tygbiten, se de två figurerna nedan.



- Vad är avstånden mellan trådarna i tyget? **(4p)**
- Kan du ifrån diffraktionsmönstret säga om detta är ett amplitudmodulerande eller fasmodulerande gitter? Motivera ditt svar. **(2p)**
- Vi sträcker nu tyget i vertikalled. Anta att detta gör att de vertikala trådarna blir 50% smalare samt att avståndet mellan dem blir 50% mindre, men att det inte påverkar de horisontella trådarnas tjocklek eller avstånd mellan dem. Hur påverkas diffraktionsmönstret av detta? Det räcker ge en beskrivning hur diffraktionsmönstret i bilden ändras (rita också gärna en enkel bild) och motivera varför, men du behöver inte räkna ut exakta positioner på diffraktionsordningarna. **(3p)**
- Du stoppar in ett polarisationsfilter mellan laser och tygbit och för en viss polarisationsriktning så blir det helt svart på väggen, d.v.s. du ser inget diffraktionsmönster. Vad är anledningen till att det inte syns något diffraktionsmönster på väggen? **(1p)**

4. Koherens (8p)

I denna uppgift ber Johan dig hjälpa honom sätta upp en interferometer i labbet! Till hans hjälp har han fått skissen till höger av sin handledare. Interferometern består av en laser ($\lambda = 1550 \text{ nm}$, $\Delta\lambda = 1 \text{ pm}$) som delas upp i två armar av en 50:50-spegel. Den övre armen går vidare till experimentet där den plockar upp intressant fasinformation. Sedan möts armarna återigen på ytterligare en 50:50-spegel som för ihop fälten ifrån de två armarna på en detektor där fasinformationen kan avläsas genom interferens.



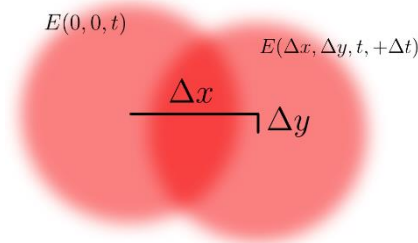
Johan minns från F2-optiken att det är viktigt med koherens för att få interferens på detektorn, men har glömt bort det väsentliga!

- a) Förklara kort fenomenet koherens och beskriv skillnaden mellan spatial och temporal koherens. Vilka storheter är viktiga i båda fallen? **(2p)**

Det elektriska fältet på detektorplanet (se figur till höger) kan förenklat beskrivas som summan av de elektriska fälten från interferometerns två armar

$$E_{\text{tot}} = E(0,0,t) + E(\Delta x, \Delta y, t + \Delta t).$$

Här har vi valt ett godtyckligt origo i xy -planet som referenspunkt för första fältet. På grund av dålig linjering har vi att fältet från interferometerns andra arm är förskjutet med $(\Delta x, \Delta y)$ jämfört det första fältet. Dessutom har vi en försening Δt på grund av längdskillnader i armarna.



- b) Vad gäller för Δx , Δy och Δt för att bra interferens ska uppnås på detektorn? **(2p)**

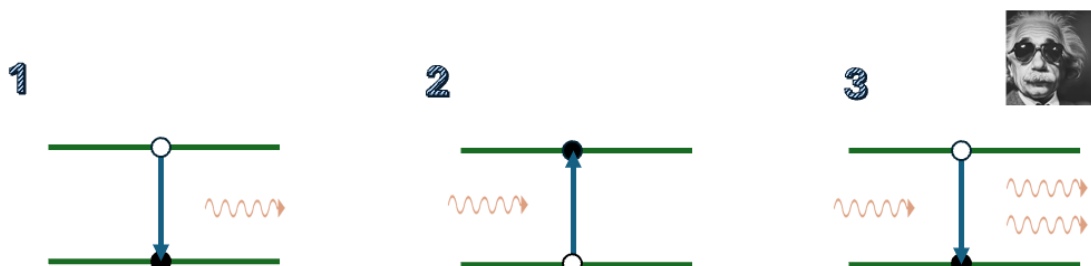
På sin väg igenom experimentmodulen plockar den övre armen upp en extra färdlängd på $\Delta L = 5 \text{ m}$ relativt den undre armen.

- c) Beräkna om vi kan förvänta oss stark interferens på detektorn givet laserns koherensegenskaper (och rimlig linjeringsskicklighet) eller måste uppställningen korrigeras? **(4p)**

5. Klassisk optik möter kvant (14p)

Om man vill förstå den moderna verkligheten i detalj måste man sätta på sina kvantglasögon. När Einstein gjorde detta fann han att det finns tre processer som beskriver hur atomer (modellerade som två-nivåsystem) och fotoner interagerar med varandra.

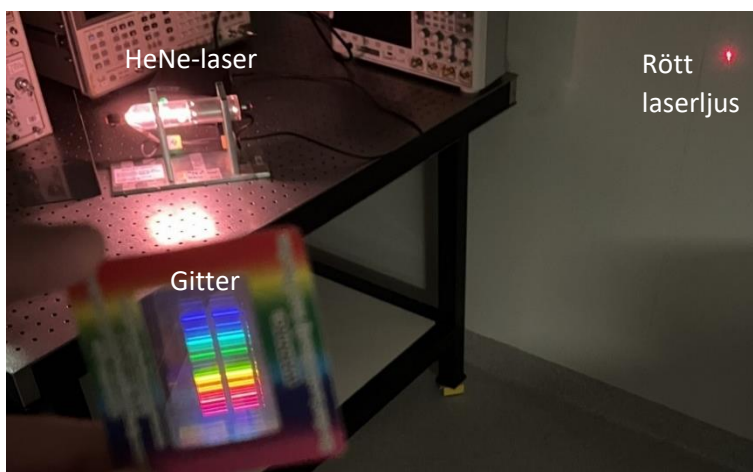
a) Vad heter processerna? (2p)



b) Vilken dominerar i en lysdiod (LED) och vilken dominerar i en laser? (1p)

c) Vad behöver du för att bygga en laser, d.v.s. vad krävs för att få rätt process ovan att dominera över de andra två? (2p)

d) I labb D kunde vi undersöka spontanemissionen från en HeNe-laser (det åt sidan spridda ljuset) med hjälp av ett gitter, se figur nedan. Ifrån gittret såg vi att ljuset bestod av ett antal diskreta våglängder och inte ett kontinuerligt spektrum. Varför är det så? Trots detta får vi bara ut rött laserljus (se prick på väggen). Vad är det som bestämmer att det blir rött laserljus, och inte någon av de andra våglängderna vi ser ifrån gittret? (2p)



- e) Antag att vår laser förbrukar en elektrisk effekt, $P = 5 \text{ mW}$ med en effektverkningsgrad på $\eta = 25\%$, hur många fotoner emitterar lasern i snitt varje sekund? Tips: Det är väldigt många!
(1p)
- f) Under en laboration med lasrar så är det mycket viktigt att hålla koll, så man inte bränner någons eller sin egna näthinna, till och med reflektioner kan vara obehagliga! Om Zeidan labbar med en blå laser, $\lambda = 440 \text{ nm}$, med en uteffekt på 10 mW , aperturstorlek, $D_a = 1 \text{ mm}$, och råkar träffa en vägg 12 m bort. Hur stor blir intensiteten på Zeidans näthinna från reflektionen på väggen om han har ett normalstort perfekt fokuserande öga med pupilldiameter, $D_p = 3 \text{ mm}$, och längden på ögat är, $L_{\text{öga}} = 3 \text{ cm}$, (OBS! Prova ej hemma!).
(6p)

Lösningförslag tenta i Optik FFY091 28:e maj 2024

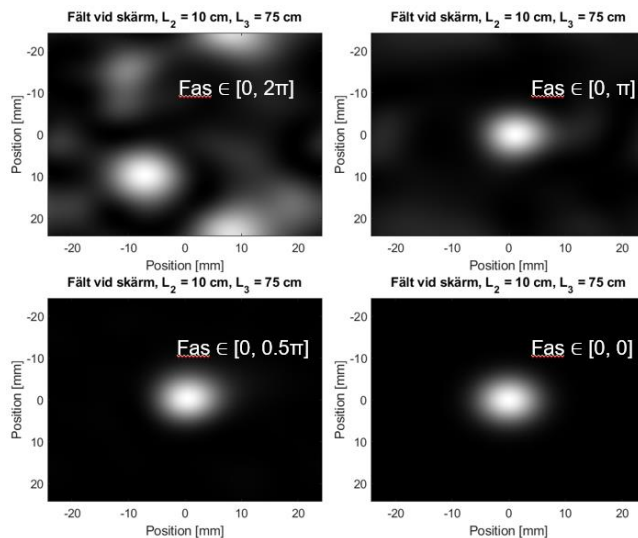
1. Speckel, speckel på väggen där...

a)

Interferens! Efter att laserstrålen transmitterats i den skrovliga ytan uppstår ett komplicerat interferensmönster i rummet från det skrovliga glaset och ända fram till skärmen. Skärmen visar alltså ett tvärsnitt av interferensmönstret. I detta mönster bildas ljusa och mörka områden som kallas speckel. Det är laserljusets koherens som får närliggande HF-källor i utplanet till komponenten med skrovlig glasyta att behålla sina "slumpmässiga" fasvariationer en viss tid som tillåter oss att se interferensen.

b)

För att kraftigt ändra fasan från en punkt till en annan krävas att den skrovliga ytan kan ge en fasmodulering i intervallet $0 \rightarrow 2\pi$ (kan givetvis vara större än 2π). Den maximala fasan som den skrovliga glasytan kan ge fås om ljuset enbart ser glas: $\frac{2\pi}{\lambda_0} n_{glas} \Delta$. Den minsta fasan fås istället om ljuset bara passerar genom luft: $\frac{2\pi}{\lambda_0} n_{luft} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$. Den maximala fasskillnaden blir då $\frac{2\pi}{\lambda_0} n_{glas} \Delta - \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta \geq 2\pi \rightarrow \frac{\Delta}{\lambda_0} (n_{glas} - 1) \geq 1 \rightarrow \Delta \geq \frac{\lambda_0}{n_{glas} - 1} = 2\lambda_0$. Så för att få alla möjliga fasskillnader måste skrovligheten vara i storleksordningen av en våglängd. Nedan visas några figurer på hur speckelmönstret på skärmen kan se ut för olika tillåtna fasvariationer:



c)

Speckelmönstret är ett resultat av att koherent ljus sprids av den grova glasytan och träffar skärmen. Ljusa områden motsvarar att närliggande HF-källor i utplanet till den skrovliga glasytan interfererar konstruktivt, och motsvarande för svart områden på skärmen där det sker destruktiv interferens.

Storleken på de t.ex. ljusa områdena ges av tumregeln för feature size: $D_{feature} \sim \frac{\lambda_0}{D_{stråle}} L_3$, där $D_{stråle}$ är stråldiametern på ljuset som träffar det skrovliga glaset och L_3 är avståndet från den skrovliga glaskomponenten till skärmen. När stråldiametern blir större, då ökar antalet HF-källor som sprider ljuset vilket resulterar i fler spridda vågor som kan interferera och skapa mindre features på skärmen. När stråldiametern minskas, så finns det färre HF-källor som sprider ljuset vilket resulterar i färre spridda vågor, och ett större speckelmönster på skärmen. Eftersom avståndet L_3 i princip är detsamma i de fyra fallen som visas på skärmen, så innebär det att storleksändringen av features beror på en förändring av stråldiametern! Stråldiametern är olika i de olika fallen eftersom sträcken L_2 är olika och med den hur mycket strålen har förstörats upp när den träffar det skrovliga glaset.

d)

Från argumentet i c) förstår vi nu att störst features syns då komponenten med skrovlig glasyta placeras i linsens fokuspunkt eftersom stråldiametern där är minst! Ur de fyra figurerna ser vi störst features då $L_2 = 10$ cm. Detta är alltså avståndet bakom linsen, så $f = 10$ cm!

e)

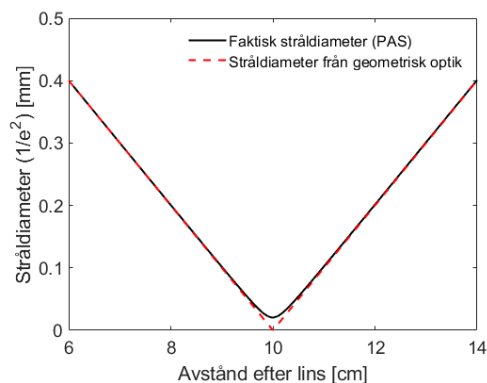
Diametern på strålen som träffar den skrovliga glasytan i fokus ($L_2 = f = 10$ cm) fås av tumregeln för minsta spotsize: $D_{spot} \sim \frac{\lambda_0}{d} L_2 = \frac{633 \text{ nm}}{2 \text{ mm}} 10 \text{ cm} \approx 30 \mu\text{m}$ under antagandet att lasern inte expanderar nämnvärt fram till linsen.

Detta svarar mot att specklet på skärmen får en feature size av storlek:

$$D_{feature} \sim \frac{\lambda_0}{D_{spot}} L_3 = \frac{633 \text{ nm}}{30 \mu\text{m}} 75 \text{ cm} \approx 15 \text{ mm}.$$

Om vi mäter feature sizen på en ljus blobba i figuren får vi mycket riktigt något som verkar vara ca 15 mm i diameter!

Anledningen till att detta är ett finurligt sätt att hitta fokus är p.g.a. av specklets känslighet för stråldiametern som faller in på det skrovliga glaset. Nedan syns en figur som visar hur stråldiametern ändras efter linsen.



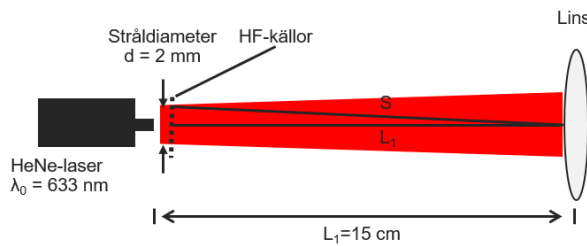
10 cm efter linsen fås stråldiametern av tumregeln för minsta spotsize som ovan. Men bara en halv cm längre ifrån, alltså vid 10.5 cm efter linsen, fås en stråldiameter som är ca 2.7 x större, så feature sizen blir 2.7 x mindre, dvs ca 5.5 mm, d.v.s. en skillnad som enkelt kan ses med ögat. Om man inte hade haft det skrovliga glaset kanske man kan tro att man bara kan flytta skärmen fram och tillbaks

för att se vart den röda laserpricken på pappret blir minst. Men det är inte så lätt att se med ögat! Spotsizen är ju ca 30 μm , och det är inte så lätt att urskilja jämfört med t.ex. en halv cm längre bort där stråldiametern är 80 μm . I princip omöjlig att se någon större skillnad med ögat!

f) Om vi hade kunnat använda tumregeln för minsta spot size för att beräkna stråldiametern vid linsen hade vi fått

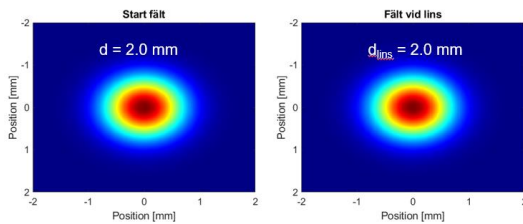
$$D_{\text{lins}} \sim \frac{\lambda_0}{d} L_1 \frac{633 \text{ nm}}{2 \text{ mm}} 15 \text{ cm} \approx 50 \mu\text{m} \ll d = 2 \text{ mm}$$

För att kunna använda tumregeln för minsta spotsize måste alla HF-källorna för laserstrålen interferera konstruktivt i rakt-framriktning. Detta kan kollas på olika sätt, t.ex. genom att betrakta gångvägsskillnaden mellan en HF-källa i mitten på laserstrålen och jämföra med en i kanten på strålen som visas i figuren nedan.



$$s = \sqrt{L_1^2 + d^2/4} = L_1 \sqrt{1 + d^2/(4L_1^2)} \approx L_1 + d^2/(8L_1)$$

Så den maximala gångvägsskillnaden blir $s - L_1 = d^2/(8L_1)$. Den maximala fasskillnaden: $k_0(s - L_1) = (2\pi/\lambda_0)d^2/(8L_1) \approx 30m \gg \lambda_0$. Så HF-källorna från lasern är inte perfekt fokuserade i rakt-framriktning på avståndet L_1 , så vi kan inte använda oss av tumregeln för minsta spotsize. Däremot så vet vi att ljus tenderar att spridas (divergera). Dock så är strålen bred till att börja med, så vår magkänsla säger att strålen inte borde divergera särskilt mycket på den (relativt) korta sträckan 15 cm! Och visst är det så! Mina PAS simuleringar visar att strålbredden i princip är densamma som start bredden, dvs 2 mm vid linsen!



2. E-fältskurser + gränssnitt mellan olika medium = sant

a)

Nej. PAS kan vi bara använda då vi propagerar i ett medium med homogent brytningsindex! BPM skulle kunna fungera! Med BPM så kan vi propagera strålar framåt genom det inhomogena brytningsindex-tvårsnittet som vi ser i figuren och så kan man utnyttja Fresnels ekvationer för att ta reda hur mycket som reflekteras samt transmitteras vid mellanytan.

b)

Mäter man upp sträckan mellan tre intensitetstoppar i medium 1 så ser man att våglängden är ungefär 960 nm. (Räknar man pixlar i bilden med sin dator så kommer man fram till våglängden är exakt 960 nm).

Det är alltså en laser med infraröd emission i simuleringen!

c)

Polarisationen hos det infallande fältet ges av att vi inte ser någon reflektion för strålen från interfacet! 100% transmission sker bara vid Brewster-vinkeln för en våg som polarisation som är parallell med infallsplanet.

Dvs, lasern är linjärpolariserad längs x-axeln, då E-fältet är vinkelrätt mot utbredelseriktningen för lasern!

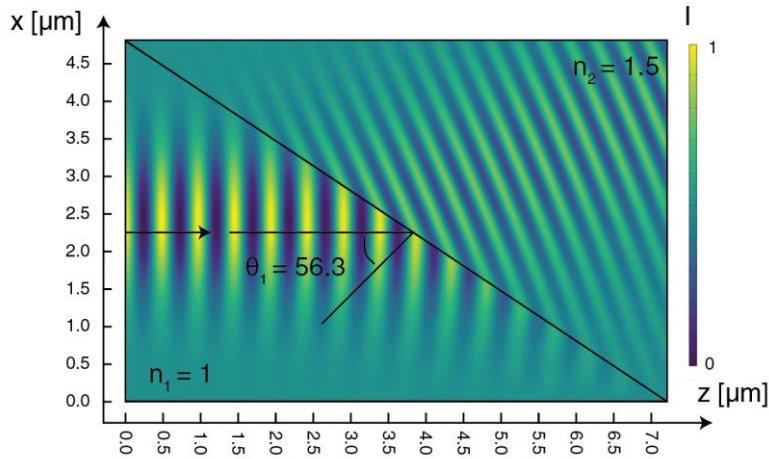
d)

Det finns tre sätt att uppskatta brytningsindexet i medium 2.

Om man har insett att vi har ljus infallande vid Brewster-vinkeln så tas brytningsindex fram genom att mäta just infallsvinkeln! Brewster-vinkeln ges av $\tan(\theta) = \frac{n_2}{n_1}$. Räknar man pixlar så kommer man fram till att infallsvinkeln är exakt $\theta_i = 56.3^\circ$.

Dvs, $n_2 = n_1 \tan(\theta_i) = 1.5$

Commented [LP1]: Ett tredje sätt är att använda Snells lag med $\theta_1 = 56.3$ grader och $\theta_2 = 33.7$ grader. Dock kan det vara svårt att mäta upp ytterligare en vinkel! Mer osäkerhet med andra ord!



Alternativ 2 så kan man uppskatta brytningsindex i medium 2 genom att mäta våglängden i medium 2. Räkna man pixlar igen så kommer man fram till att våglängden är 680 nm i medium 2. Brytningsindexet är då:

$$\lambda_1 n_1 = \lambda_2 n_2 \rightarrow n_2 = \frac{\lambda_1 n_1}{\lambda_2} = \frac{960 \text{ nm} \cdot 1}{680 \text{ nm}} = 1.5$$

Alternativ 3 är att använda Snells lag:

$$n_1 \sin(\theta_i) = n_2 \sin(\theta_t)$$

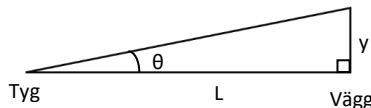
Räkna man pixlar så är transmission vinklen, $\theta_t = 33.7^\circ$, dvs:

$$n_2 = n_1 \frac{\sin(56.3^\circ)}{\sin(33.7^\circ)} = 1.5$$

3. Karaktärisera tyg med hjälp av diffraktion

- a) Om vi har ett amplitudmodulerande gitter och de blockerande och transmittande ränderna är exakt lika breda \rightarrow jämna ordningarna (utom nollan) saknas. Vi ser alla diffraktionsordningar (inte bara de jämna) då avståndet mellan de synliga ordningarna är samma för samtliga inklusive den nollte ordningen (1p). Horisontellt linjerade trådar ger diffraktionsmönster i vertikal-led och vice versa. (1p) I diffraktionsmönstret på väggen ser vi första ordningens diffraktion ca 0.2 cm ifrån nollte ordningen i vertikalled och ca 1 cm ifrån nollte ordningen i horisontalled.

- a. Gitterekvationen: $\Lambda \sin \theta = m\lambda$



- b. Horisontella trådar (vertikalt diffraktionsmönster)

- i. $y/L = 0.2 \text{ cm}/100 \text{ cm}$
- ii. $\rightarrow \Lambda = \frac{m\lambda}{\sin \theta} = \frac{1 \cdot 632 \text{ nm}}{\sin 0.002} = 316\,000 \text{ nm} = 316 \mu\text{m} \quad (1\text{p})$

c. Vertikala trådar (horisontella diffraktionsmönster)

- i. $y/L = 1 \text{ cm}/100 \text{ cm}$
- ii. $\rightarrow \Lambda = \frac{m\lambda}{\sin \theta} = \frac{1 \cdot 632 \text{ nm}}{\sin 0.01} = 63\,200 \text{ nm} = 63 \mu\text{m} \quad (1\text{p})$

- b) Fasmodulerande gitter kan ge en total utsläckning av 0:an om vi har en perfekt balansering av HF-källor i fas och ur fas med varandra, dvs att fyllnadsfaktorn är 50% (lika breda "grooves" som "ridges"). (1p) Vi ser en 0:a, vilket innebär att det kan vara antingen ett fas eller amplitudmodulerande gitter. (1p) Tyg har nog en tendens till att amplitudmodulera om det är ett mörkt tyg, men bara ur diffraktionsmönstret så kan vi inte säga detta.
- c) Om tjockleken minskar med 50% men även perioden minskar med 50% så blir fyllnadsfaktorn den samma, d.v.s. intensitetsfördelningen mellan diffraktionsordningarna borde då inte ändras. En kortare period leder dock till ett längre avstånd mellan diffraktionsordningarna. Eftersom perioden minskar i horisontalled kommer avståndet mellan diffraktionsordningarna i horisontalled att öka (se gitter-ekvationen). De horisontellt linjerade trådarna ger upphov till det vertikala diffraktionsmönstret och detta kommer inte att ändras nämnvärt. Summa summarum blir att diffraktionsmönstret dras ut i horisontalled men inget händer i vertikalled.
- d) När vi stoppar in polarisatorn efter lasern så släcks ljuset ut för att lasern skickar ut linjärpolariserat ljus och med polarisatorn blockerar vi då allt ljus ifrån laser. När inget ljus tyget så kan inget ljus diffrakteras.

4. Koherens

- a) Koherens är ett mått på korrelationer i det elektriska fältets fas och amplitudvid olika punkter i tid och rum. Spatiell koherens är måttet på korrelationer i det elektriska fältet **normalt** mot den optiska axeln medan temporal koherens är detsamma fast längs **med** den optiska axeln. Den spatiella koherensen kännetecknas av koherenslängden l_s medan den temporala kännetecknas av koherenstiden τ_c .
- b) Det som gäller för att uppnå kraftig interferens på detektorn är att $\Delta r = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2} < l_c$ samt att $\Delta t < \tau_c$.
- c) Villkoret för spatiell interferens är vanligtvis inga konstigheter för laserljus och man behöver inte oroa sig över det så länge man linjerar laserstrålarna någorlunda ovanpå varandra där de träffar detektorn.

Givet laserns bandbredd $\Delta\lambda = 1 \text{ pm}$ kan vi beräkna dess koherenstid genom (se F9): $\tau_c^{-1} = c\Delta\lambda/\lambda^2$. Genom detta kan vi beräkna den temporala koherenslängden $l_c = c\tau_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \approx$

$2.4 \text{ m} < \Delta L = 5 \text{ m}$. Detta innebär att vi inte kan förvänta oss stark interferens på detektorn utan att vi kortar ner längden på den undre armen!

5. Klassisk optik möter kvant

a) 1. Spontan emission 2. (Stimulerad) absorption 3. Stimulerad emission

b) LED: spontan emission, laser: stimulerad emission

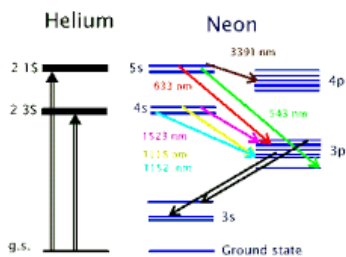
c) För att få stimulerad emission att dominera över stimulerad absorption så krävs fler elektroner på den övre energinivån, dvs populationsinversion. Detta kan uppnås genom att tillföra mycket energi till materialet, t.ex. genom att köra en hög ström igenom det eller belysa med en hög intensitet (med en fotonenergi som är högre än bandgapet för materialet). För att få stimulerad emission att dominera över spontan emission så krävs en hög fotontäthet i materialet. Detta kan uppnås genom en optisk resonator, som normalt skapas genom att man använder två speglar. En av dessa speglar behöver dock ha en reflektivitet som är lägre än 100% så att något ljus också kommer ut ifrån lasern.

d)

I HeNe-lasern så är det egentligen neongasen (Ne) som står för själva laserljuset. Så varför används heliumgas (He)? Det har visat sig att processen med att excitera enbart neonatomerna är väldigt ineffektiv medan heliumatomerna är mycket enklare att excitera. Så vad som händer i HeNe-gasen är att heliumatomerna exciteras (med hög pålagd spänning >1000 V!) vilka i sin tur kolliderar med neonatomerna som då exciteras.

I neongasen så finns det många möjliga elektronövergångar, se figur nedan. Elektronövergångarna är diskreta – kvantfysik! Därav ser vi inte ett kontinuerligt spektrum i ljuset från gittret. Den övergång som är mest effektiv är den bekanta röda 632.8 nm som vi stött på otaliga gånger i kursen. Det är en av anledningarna till varför de flesta HeNe-lasrar skickar ut rött ljus! Det finns dock många olika elektronövergångar inom det synliga området i neongasen, vilket är vad vi ser i gittret, och det är möjligt att tillverka exempelvis gröna lasrar (som vi såg i labb D). Det finns många anledningar till varför vissa nedgångar är mer effektiva än andra. Det kan delvis bero på hur lätt det är att åstadkomma en populationsinversion (dvs hur energi från olika exciterade tillstånd i heliumgasen exciterar elektroner till olika nivåer i neongasen via kollisioner). Det handlar också om sannolikheten för spontanemission från olika nivåer i neongasen, dvs Einstein's A-koefficient som kan tolkas beskriva hur länge en atom stannar (i genomsnitt) i ett tillstånd innan den deexciteras.

Hur man väljer ut vilken våglängd från spontanemissionen som ska lasra görs med hjälp av de högreffektiva speglarna som omger laserkaviteten. Spegelarna är mycket våglängdskänsliga! Dvs de kan ha ~100 % reflektion för en specifik våglängd, medan reflektiviteten kan vara signifikant mycket lägre för våglängder som avviker med bara några nm. Hög reflektivitet för en specifik våglängd är viktigt för att åstadkomma optisk feedback, dvs bygga upp en hög fotontäthet i kaviteten. En hög fotontäthet innebär att sannolikheten för att stimulera en elektronnedgång med ljuset den energin/våglängden ökar --> villkor för lasring.



e)

Mängden energi för en foton ges av $E = \frac{hc}{\lambda} = \frac{6,63 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^8}{550 \times 10^{-9}} = 3,62 \times 10^{-19} \text{ J}$

Antalet fotoner per sekund blir $\frac{P}{E} \eta = 3,5 \times 10^{15}$.

f)

Lasern Zeidan använder har effekten 10 mW. Enligt IEC-60825-1 så klassas den som en 3B laser, dvs kolla rakt in i den kan vara farligt, men diffusa reflektioner kan vara lugnt. Så vi dubbelkollar vad intensiteten blir från reflektionen helt enkelt!

Classification of lasers – eye safety

- Class 1:** < 0.5 mW, direct beam not dangerous.
- Class 2:** ≤ 1 mW, direct beam not dangerous if normal twinkling reflex.
- Class 3A:** 1 mW - 5 mW, the beam must be expanded in order not to be more dangerous than Class 2 (maximum 1 mW within a diameter of 7 mm). Diffuse reflex not dangerous.
- Class 3B:** 5 mW – 500 mW, could be dangerous. Diffuse reflex not always dangerous.
- Class 4:** > 500 mW, diffuse reflex dangerous. High risk of fire! High power lasers!

Storleken på prickerna från lasern på väggen som Zeidan använder ges av tumregeln. Vi satte C=1 då inget sägs om lasern.

$$D_{vägg} = C \frac{\lambda L}{D} = 0.005 \text{ m} = 5 \text{ mm}$$

Bilden av prickerna kommer att avbildas på Zeidans näthinna med förstoringen

$$M = \frac{L_{öga}}{L} = 0.0025$$

Dvs, arean av bilden på Zeidans näthinna kommer att vara

$$D_{\text{öga}} = MD_{\text{vägg}}, A_{\text{öga}} = \pi \left(\frac{D_{\text{öga}}}{2} \right)^2 = 136 \mu\text{m}^2$$

För att hitta intensiteten som når till pupillen så vi kan anta väggen kommer att sprida laserpricken som en inkoherent ljuskälla, dvs energin sprider sig i en halvsfär, och vi antar att Zeidan träffade en relativ blankvägg $R = 0.7$

$$I_{\text{pupill}} = \frac{RP_{\text{laser}}}{\frac{4\pi L^2}{2}}$$

Total effekt som tar sig genom Zeidans pupill

$$P_{\text{pupill}} = I_{\text{pupill}} \pi \left(\frac{D_{\text{pupill}}}{2} \right)^2$$

Till sist så fördelar vi denna effekt över arean av bilden på näthinnan för att få intensiteten vi söker

$$I_{\text{öga}} = \frac{P_{\text{pupill}}}{A_{\text{öga}}} = 4 \cdot 10^{-5} \frac{W}{\text{cm}^2}$$

Enligt IEC-60825-1 så hamnar vi alltså under MPE (Maximum Permissible Exposure = maximalt tillåten exponering) för 440 nm oavsett exponeringstid, se bilden nedan. Toppen! Meen, notera antaganden för konstanten för minsta spotsize, reflektionen från väggen, samt att reflektionen sprider sig som en halvsfär (Egentligen sprider sig nog reflektionen mer som en diffuskälla enligt Lambert's cosine law) för att inte nämna det långa avståndet till väggen (reflexer kan ske mycket närmare, men då kan det vara svårare att nyttja tumregeln). Om ni behöver göra ögonsäkerhetsberäkningar i framtiden så ta gärna fram de värsta fallen möjligt i ert labb och skydda er därefter!

