

Tentamen i Optik FFY091

Måndag 24 augusti 2015, kl. 14:00-18:00 (VV)

Examinator och jourhavande lärare: Jörgen Bengtsson, tel. 0730-302737, finns på plats ca kl 15 och 17 för att svara på frågor.

Tillåtna hjälpmedel (kontrolleras av examinator):

Böcker: Beta Mathematics Handbook, Physics Handbook, kursbok i Fourieranalys, 10 valfria utskrivna sidor ur Physics of Light and Optics

Häften, utskrifter, anteckningar: Föreläsningsanteckningar (även egenhändigt skrivna och kommenterade), HUPP-beskrivningar och egna, rättade, lösningar inklusive Jörgens/Pontus kommentarer och av dem bifogat material, labb-pm med egna anteckningar.

Övrigt: Typgodkänd räknare samt linjal.

Lösningsförslag: Ges efter tentan på kurshemsidan i pingpong.

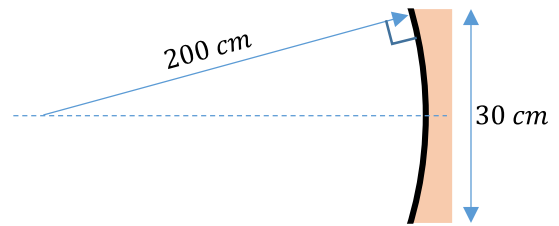
Rättning: Inrapporterad inom tre veckor från tentamensdatum.

Godkänt: 24p, 36p och 48p av max 60p för betyg 3, 4, resp. 5 (för bonusregler se kurs-pm på kurshemsida). Observera att för 2016 gäller nya regler, se Kursinfo Optik F2 2016.pdf.

Visning/uthämtning: Efter överenskommelse via e-mail.

Ord på vägen:

- Skriv din kod på alla sidor du lämnar in.
- Motivera dina steg och formulera dig klart (gärna icke-verbalt i form av skisser) – båda dessa aspekter poängbedöms.
- Gör egna rimliga antaganden där det behövs.



1. Spegel, spegel... = Ö34.14

Personerna A och B löser ett gammalt tentatal där en stor, konkav, sfärisk spegel (diameter 30 cm och, krökningsradie 200 cm) riktas mot solen. De är överens om att spegeln fokuserar det reflekterade ljuset till ett "ganska litet" område med hög ljusintensitet på fokallängds avstånd, f , från spegeln – med andra ord i fokalplanet - men de är oense om hur litet detta ljusa område är:

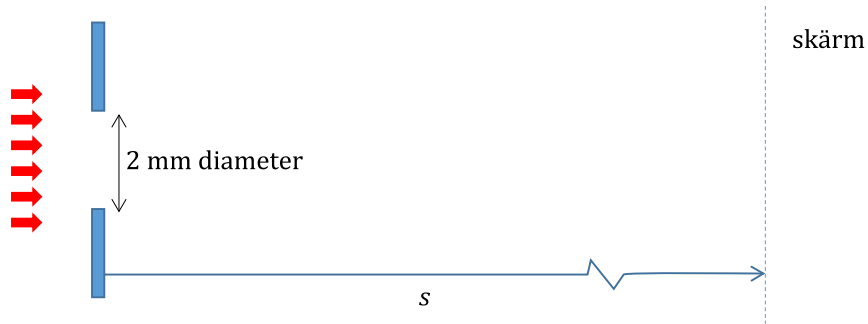
A säger "I fokalplanet uppstår en bild av solen. Bildens storlek utgör det ljusa områdets storlek och kan beräknas med geometrisk optik."

B säger däremot "I fokalplanet är ljuset optimalt fokuserat – vågen som faller in mot spegeln är plan eftersom solen är så långt bort – och man kan därför använda regeln om minsta spotsize för att bestämma storleken av det ljusa området." (8p)

a) Vad blir det ljusa områdets storlek enligt A respektive B?

b) Vem har rätt? Vad är felet i den andres resonemang?

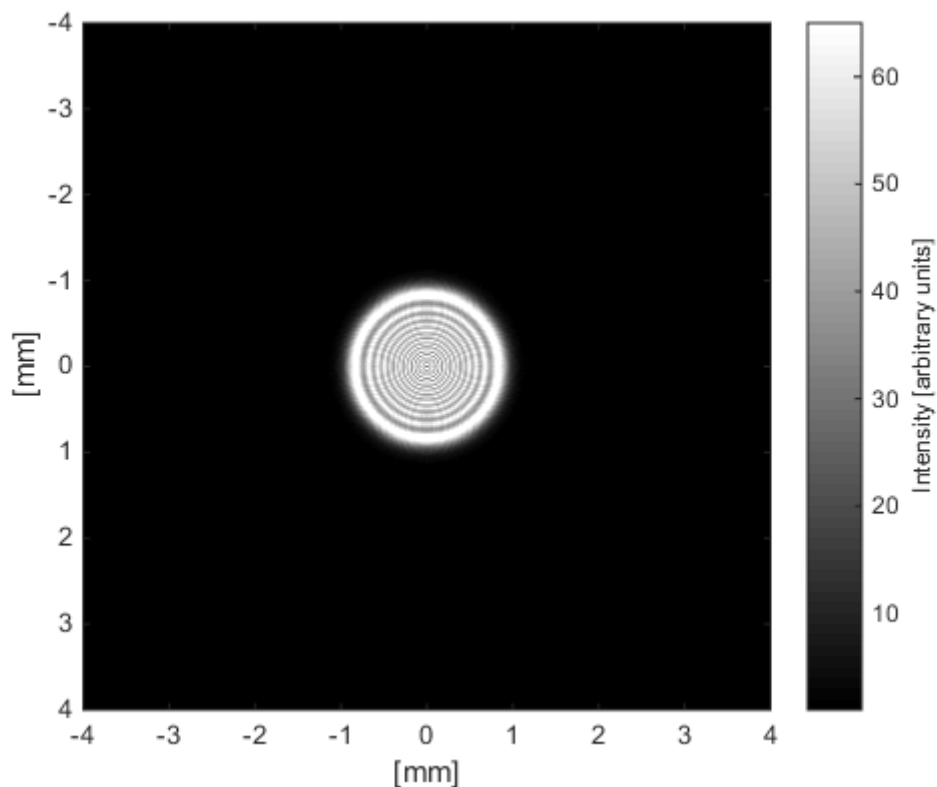
c) Varför är ändå bådas resultat relevanta när det gäller att svara på frågan "Hur ser intensitetsfördelningen ut i fokalplanet"?



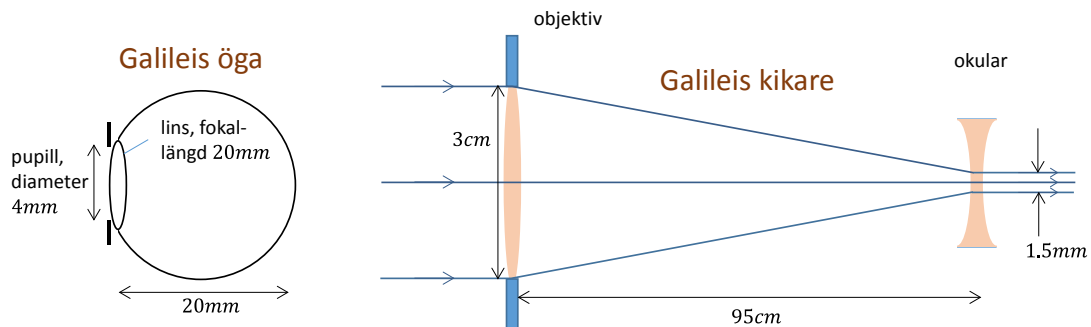
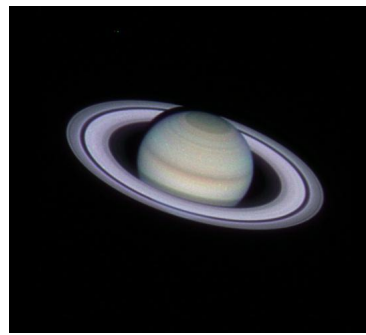
2. Rött ljus = Ö1.5

En kollimerad, normalt infallande, röd laserstråle med konstant tvärsnittsintensitet belyser ett cirkulärt hål i en ogenomskinlig platta enligt ovanstående skiss. Man registrerar intensitetsfördelningen på en ljuskänslig skärm på avståndet s från hålet. (7p)

(a) Är det möjligt att intensitetsfördelningen på avståndet $s=10$ meter ser ut i stort sett som i simuleringen nedan (bortse från pixeliseringseffekter som får den presenterade bilden att inte verka helt rotationssymmetrisk)?



(b) Skissa grovt hur intensitetsfördelningen ser ut i ett plan på avståndet $s=100$ meter genom att skissa intensitetsprofilen längs horisontalaxeln i planet! Ange på ett ungefär avståndet i millimeter mellan två karakteristiska punkter i intensitetsprofilen, så man får en uppfattning om hur bred strålen blivit efter 100 meters propagation.



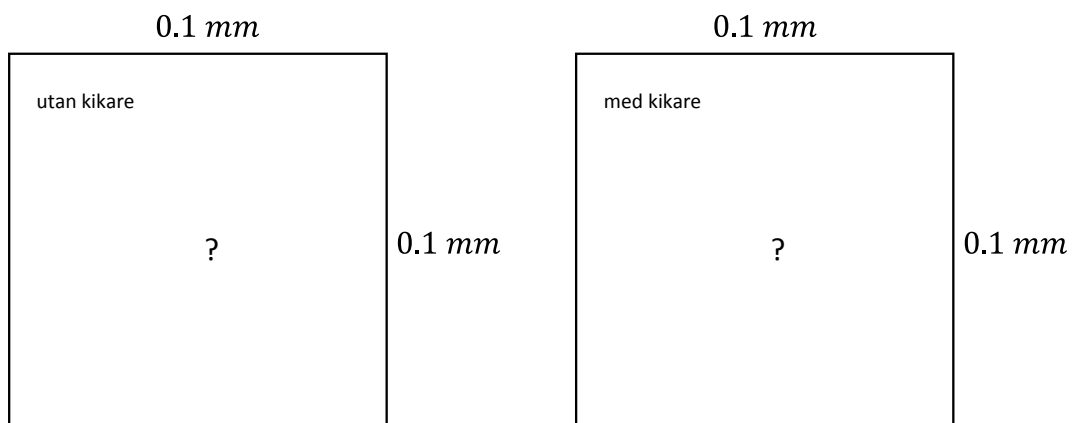
3. Vad såg han, i bästa fall? = Ö34.15

Några av Galileo Galileis mest berömda observationer är dem av planeten Saturnus. Skissa intensitetsfördelningen – med ideala linser – på Galileis näthinna när han tittade mot planeten Saturnus, dels direkt med blotta ögat utan kikare, dels med sin kikare! Gör skissens ljusskala inverterad så att svart/blyerts betyder "ljus". Rita med den skala och storlek som anges av de tomma figuryrorna nedan. Du behöver inte tänka på huruvida bilden ska vara upp och ned, det som är viktigt här är avbildningens fysiska storlek på näthinnan samt hur suddig den är – kan man urskilja ringarna? (10p)

Tips 1: Galileis kikare hade en förstoring på 20 gånger (20 x), så som man brukar säga när det gäller teleskop och kikare. Det innebär att bilden på Galileis näthinna *enligt geometrisk optik* är 20 gånger så stor (längdskala) som när han tittar på Saturnus utan kikare.

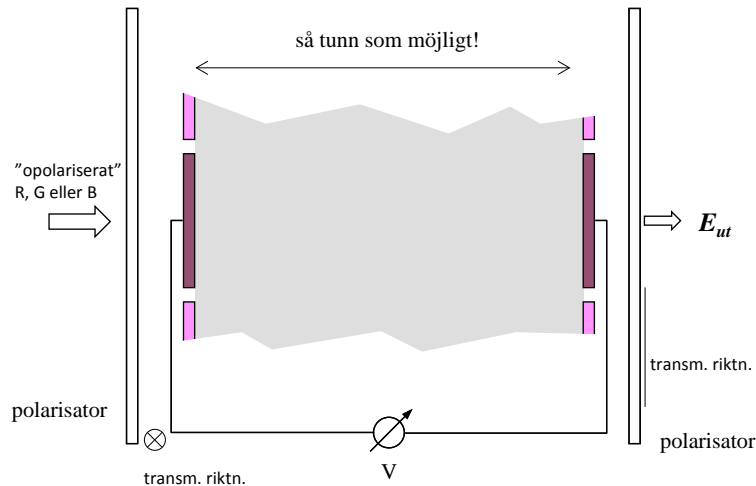
Tips 2: Strålgången genom hans teleskop för parallellt, normalt infallande ljus visas i skissen. Skissen visar inte de rätta proportionerna, men de angivna siffrorna är korrekta.

Tips 3: Minnesregel: Saturnus diameter (utan ringar) är – grovt räknat – 10 gånger så stor som Jordens och den ligger 10 gånger så långt från solen.



4. TN-cellen = Ö2.10

I en av HUPP-arna studerades vätskekristallcellen ("twisted nematic") som används i displayer. Du undersökte bland annat vad som händer om cellen görs tunnare (och därmed kan slå om snabbare). Du såg att det fanns ett minsta värde på tjockleken för att cellen skulle fungera som avsett: man vill ju kunna styra transmissionen mellan 0% (allt ljus blockeras) och 100% (allt ljus som går igenom första polarisatorn transmitteras). Vilket av dessa två tillstånd är det som inte längre går att uppnå om man gör cellen lite för tunn? (4p)

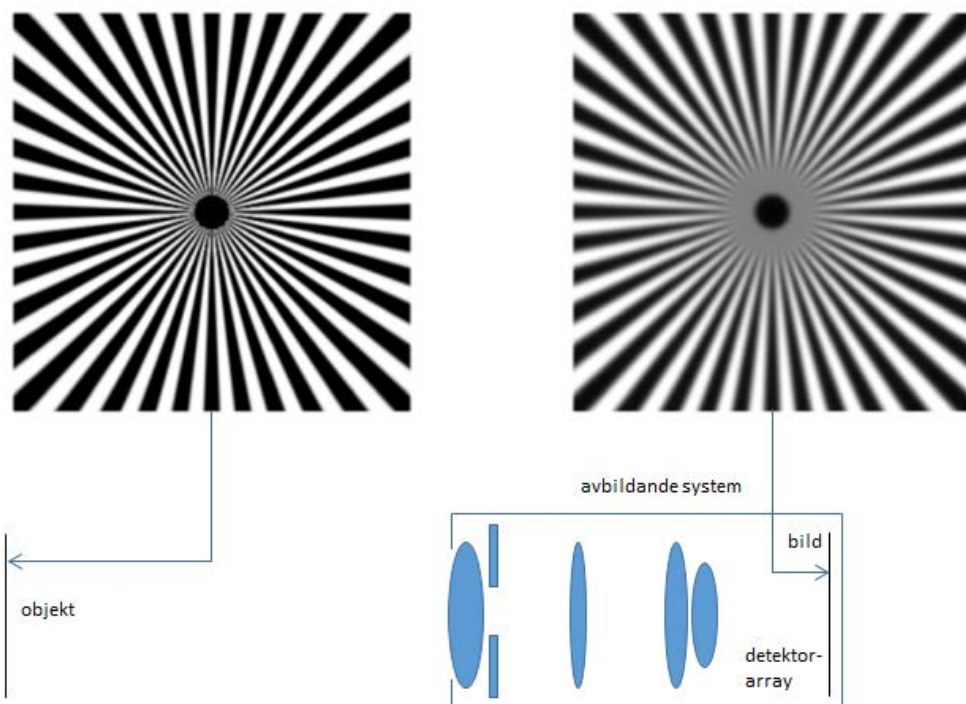


5. Fokusera! = Ö34.16

Ett avbildande system, som visas nedan, består av ett antal linser, aperturer och en detektorarray som registrerar bilden. Antag att detektorerna i arrayen ligger extremt tätt, och att systemet är optimalt fokuserat (dvs avstånden mellan komponenterna i systemet är inställda för skarpast möjliga bild i planet där detektorarrayen är placerad) (4p)

(a) I det visade exemplet tycks bilden vara lite suddigare än objektet. Men borde inte bilden bli lika skarp som objektet, eftersom vi har ett optimalt fokuserat avbildande system?

(b) Trots att bilden på detektorarrayen är suddigare än objektet finns det ändå något hos bilden som tydligt indikerar att systemet är (mycket nära) optimalt fokuserat. Vad? Tips: Det är snarast något som inte finns!



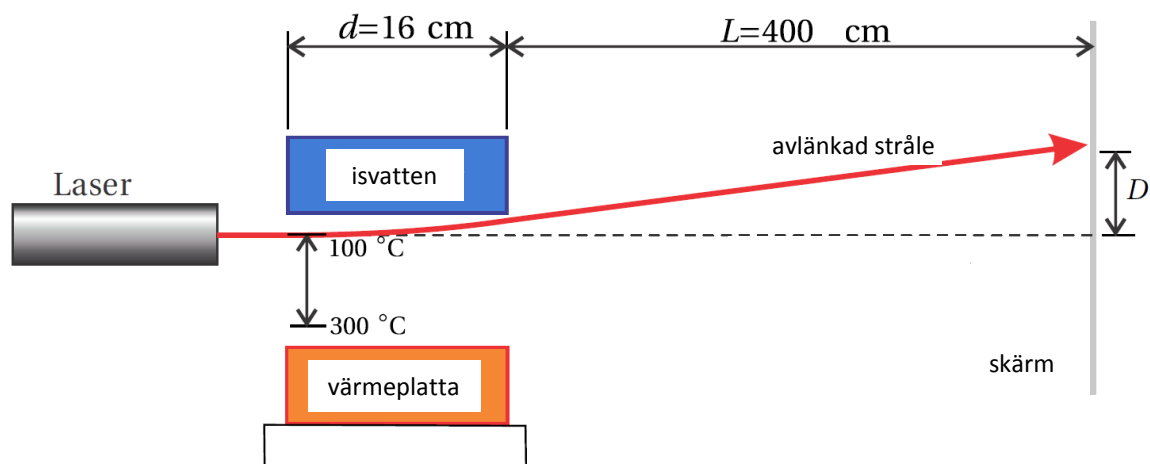
6. Strålen som avlänkas = Ö5.3

En röd, kollimerad laserstråle propagerar i luft, bland annat genom en smal passage mellan två block med olika temperatur, som visas i den icke-skalenliga figuren nedan. (8p)

(a) Varför sker en avlänkning av strålen?

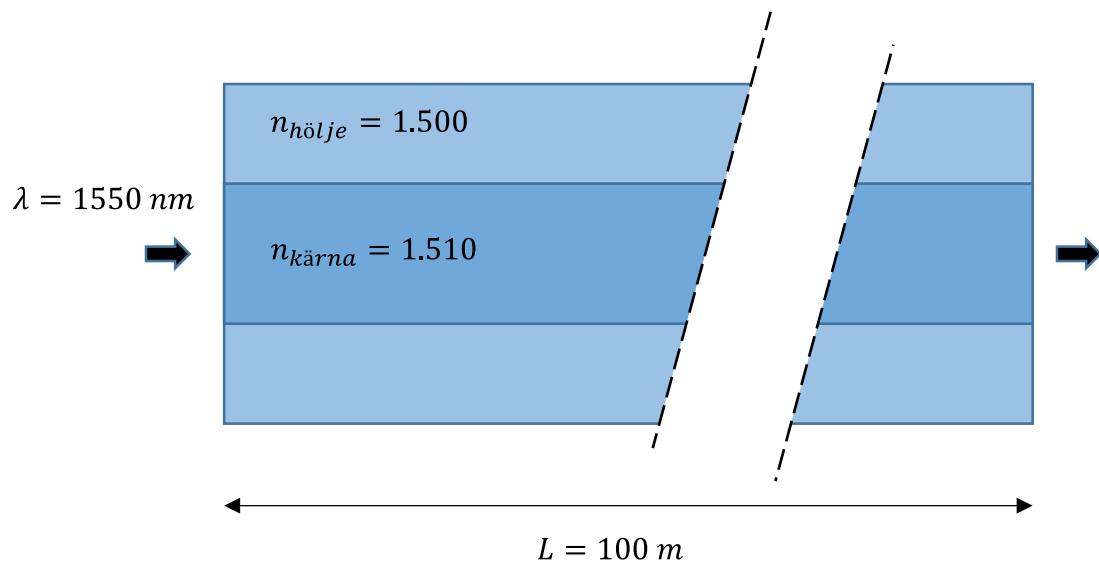
(b) Varför sker avlänkningen uppåt i bilden?

(c) Du vill veta hur stor avlänkningen D blir genom att numeriskt propagera ljuset från lasern hela vägen fram till skärmen. Beskriv mycket kortfattat hur du skulle modellera mediet i vilket ljuset propagerar och motivera vilken/vilka propagerationsmetoder du skulle använda.



7. Optiska fibern = Ö5.12

En kraftigt multimod optisk fiber (i vilken alltså ett stort antal olika moder kan propagera) har ett brytningsindex i kärnan på 1.510 och höljet 1.500. (10p)

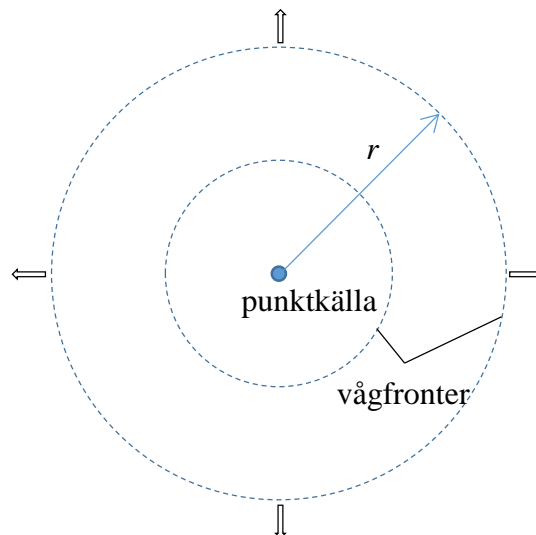


- Med de givna brytningsindexen i kärna och hölje, hur designar man en optisk stegindexfiber så att den blir "kraftigt multimod"?
- Vad begränsar i allmänhet signalöverföringshastigheten (bitar/s) i en "kraftigt multimod" fiber?
- Om man använder den enklaste teorin för propagering i en stegindexfiber, dvs strålteori, vad blir storleksordningen av den högsta överföringshastigheten i en 100 meter lång fiber av den beskrivna typen?
- Kan man med strålteori förklara varför fibern kan gå från att vara singelmod till att bli multimod när man ändrar designparametern som avses i a)?
- Ange ett ungefärligt värde på denna designparameter för en stegindexfiber, med ovan angivna värden på brytningsindex, när fibern går över från att vara singel- till multimod!



8. Laserfotografering = Ö5.13

Att med en kamera (utan blix) ta tydliga bilder av ett laserbelyst föremål kan vara svårare än om föremålet är belyst med vanligt ljus av samma färg som laserljuset. Varför? (3p)



9. Plus eller minus? = Ö1.6

Som bekant är optiska fältet $E(r)$ på avståndet r från en punktkälla, som den i figuren ovan,

$$E(r) = \frac{const}{r} e^{+jkr}$$

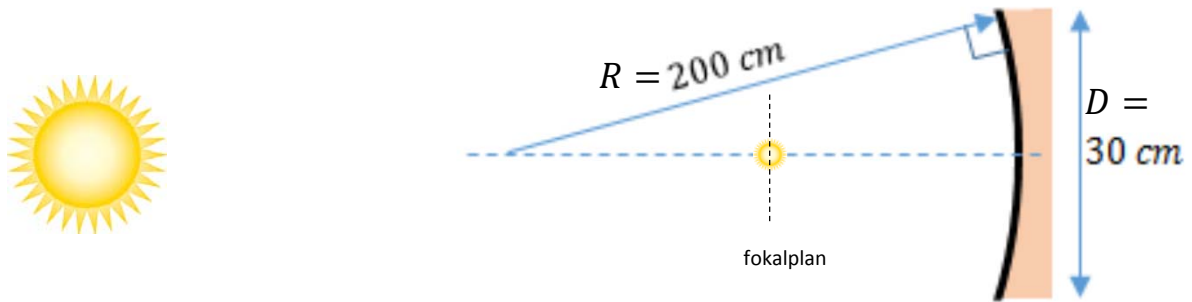
(6p)

a) I vissa optikböcker kan man se ett minustecken istället för (det för tydlighets skull utskrivna) plustecknet i fasen hos fältet. Är detta ett pinsamt tryckfel?

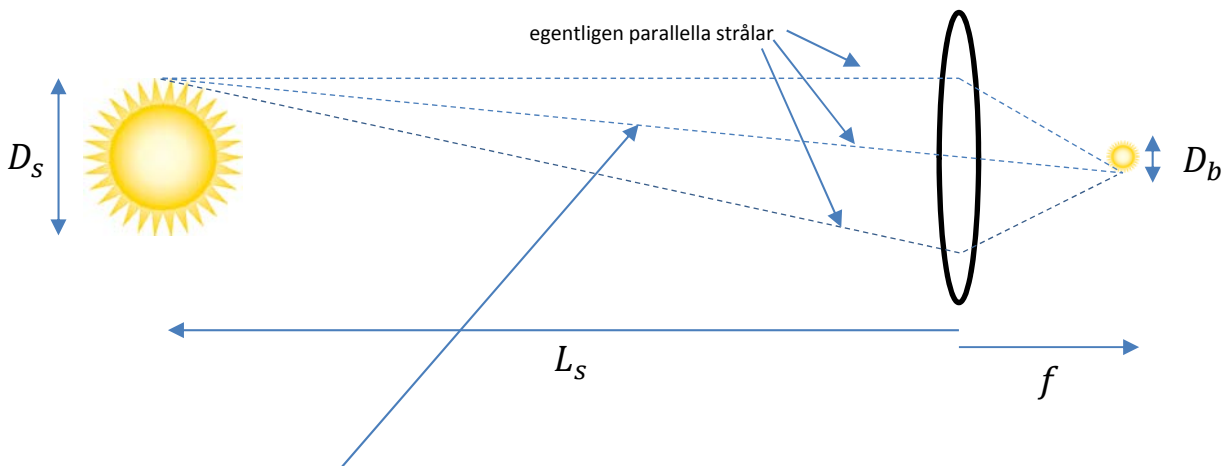
b) Visa att i vår kurs ska det vara plustecken! Tips: Följ vågen i figuren ovan!

1. Spegel, spegel...

1a och b) Solen är ingen punktkälla utan en utbrett objekt (med massor av punktkällor i olika positioner på ytan). När ljuset från ett sådant objekt träffar en spegel eller går genom linsar uppstår avbildningar av objektet i ett eller flera plan, vars position(er) vi kan få fram med geometrisk optik. Eftersom solen är väldigt långt bort uppstår en bild på fokallängds avstånd från spegeln. Person A har alltså rätt. Person B har också rätt - om man bara betraktar ljuset från en av punktkällorna på solen. Men B glömmer alltså att det finns många punktkällor vars ljus kommer in med lite olika vinkel mot spegeln, och därför fokuseras till lite olika platser i fokalplanet, och på så sätt skapar en bild av solen.



Självt tycker jag det är lättast att "vika ut" strålgången när det handlar om speglar och ersätta med en lika stark lins, dvs med samma fokallängd $f = \frac{R}{2} = \frac{200 \text{ cm}}{2} = 100 \text{ cm}$.



Med regeln "en stråle genom centrum av lins bryts ej" fås solbildens diameter D_b av

$$\frac{D_b}{D_s} = \frac{f}{L_s} \Rightarrow D_b = \frac{1.4 \text{ milj km}}{150 \text{ milj km}} \cdot 100 \text{ cm} = 1 \text{ cm}$$

B:s resonemang handlar alltså i stället om storleken av den fläck som ljuset från varje punktkälla fokuseras till i fokalplanet, eftersom ljuset från en punktkälla är en plan våg när den når spegeln, och därför fokuseras optimalt på avståndet f . Storleken av ljusfläcken är alltså "minsta spotsize"

$$D_{spot} = \frac{\lambda}{D} f \approx \frac{500 \text{ nm}}{30 \text{ cm}} \cdot 100 \text{ cm} \approx 2 \mu\text{m}$$

Eftersom $D_{spot} \ll D_b$ fås en skarp avbildning av solen i fokalplanet (dock är det osannolikt att en så stor spegel funkar perfekt över hela sin yta, så egentligen borde man använda en effektiv spegeldiameter " D " i formeln för spotsize med ett värde på D som skulle vara betydligt mindre än den nominella spegeldiametern 30 cm).

1c) D_{spot} har betydelse för hur avbildningen av solen blir eftersom den ungefär indikerar storleken av minsta detaljen i bilden, alltså hur skarp bilden blir.

2. Rött ljus

2a) Vår magkänsla säger oss förhoppningsvis direkt "Nej"! Den visade simulerade strålen verkar ju ha en diameter på högst 2mm, alltså samma som strålen hade precis efter hålet. Och eftersom strålen efter hålet var kollimerad, och alltså inte borde ha någon tendens att fokusera utan tvärtom att så småningom börja sprida sig och få ett större tvärsnitt, borde den ha en större diameter än 2mm efter 10m propagation.

Vi kan också räkna på det genom att anta att strålen efter hålet är perfekt fokuserad för minsta möjliga spotsize på 10 meters avstånd (vilket den alltså inte är!) Vi kan då använda tumregeln

$$D_{spot} = const \frac{\lambda}{D_{start}} L_{prop} \approx 1 \frac{650nm}{2mm} 10m \approx 3mm$$

(Här valde vi $const = 1$, ett något högre värde hade bara givit ännu större minsta spotsize.) Det är alltså omöjligt, inte ens om vågfronterna hos ljuset efter hålet är sfäriska med radien 10 m (dvs perfekt fokuserade mot en punkt 10m bort), att få ett fokus som är ca 2mm eller mindre. Så i vårt fall, när vågfronterna är plana hos ljuset efter hålet, blir diametern hos ljusfläcken större än D_{spot} efter 10m propagation – alltså kan inte bilden visa en korrekt simulering av tvärsnittsintensiteten 10m efter hålet.

2b) Först måste man fastställa att man (ungefär) är i fjärrfältet efter 100 m propagation hos en stråle som från början hade diametern 2 mm. Detta kan kollas på flera ekvivalenta sätt. Ett sätt är att konstatera att "att vara i fjärrfältet" är samma sak som att fältet är optimalt fokuserat på detta avstånd, trots att vi inte har satt någon lins med fokallängd $f = 100m$ precis efter hålet. Med andra ord ska en lins med denna fokallängd ha försumbar inverkan (försumbar fasmodulering) av fältet precis efter hålet. Vi kollar:

Linsens fasmodulering

$$\varphi_{lins}(r) = -k \frac{r^2}{2f}$$

ger maximal fasmodulering hos fältet (till beloppet) när r är som störst, dvs

$$\varphi^{max} = \varphi_{lins}(r = 2mm/2) = -\frac{2\pi}{650nm} \frac{(1mm)^2}{2 \cdot 100m} \approx 0.1rad \approx 6^\circ$$

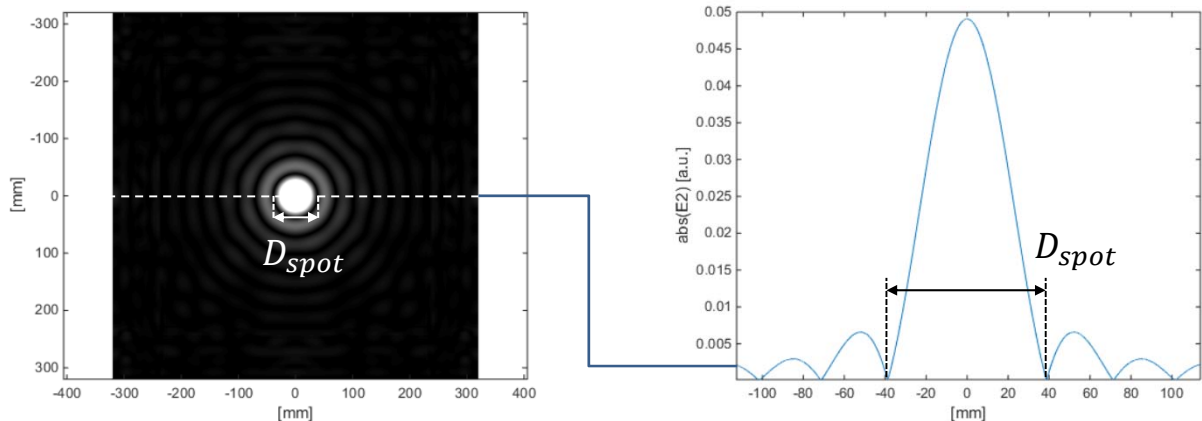
Fasen på fältet ändras alltså max 6° vid propagation genom den tänkta linsen vilket knappast påverkar propagationen. Alltså har linsen försumbar inverkan och vi befinner oss alltså i fjärrfältet även utan lins!

Från HUPP1 vet vi att ett konstant cirkulärt fält, som vi har efter hålet, har ett fjärrfält i form av en Airy-funktion. Vi vet också att man då har en mer exakt (tum)regel för spotsize

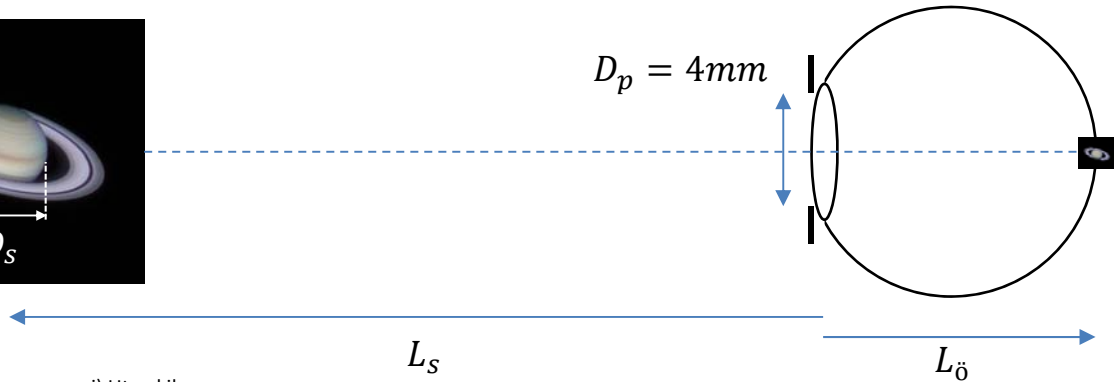
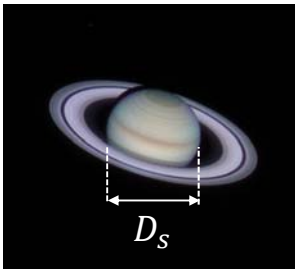
$$D_{spot} = 2.44 \frac{\lambda}{D_{start}} L_{prop} \approx 2.44 \frac{650nm}{2mm} 100m \approx 79mm$$

om D_{spot} definieras som första nollställets diameter. Som vi ser av den äkta simuleringen nedan tycks det stämma mycket väl.

Simulerat fält 100 m från hålet



3. Vad såg han, i bästa fall?



i) Utan kikare.

Saturnus diameter i bilden på näthinnan, D , blir enligt geometrisk optik

$$\frac{D}{D_S} = \frac{L_ö}{L_S} \Rightarrow D = 10 \cdot 12000 \text{ km} \frac{20 \text{ mm}}{10 \cdot 150 \text{ milj km}} \approx 2 \mu\text{m}$$

Å andra sidan ger varje punktkälla på Saturnus yta (varje punktkälla ger en plan våg in på ögat, som antas fokuseras perfekt på näthinnan) en ljusfläck på näthinnan vars storlek ges av minsta spotsize

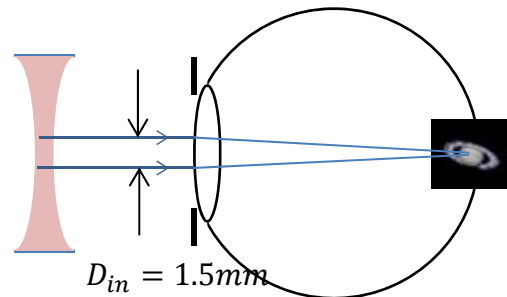
$$D_{spot} = \text{const} \frac{\lambda}{D_p} L_ö \approx 2.44 \frac{500 \text{ nm}}{4 \text{ mm}} 20 \text{ mm} \approx 5 \mu\text{m}$$

Med andra ord ligger ljusfläckarna från Saturnus separerade från varann med max ca $2 \mu\text{m}$ samtidigt som de har en diameter på ca $5 \mu\text{m}$. De överlappar alltså väldigt och bildar en enda ljusfläck utan några detaljer – man hade omöjligt kunna se Saturnus ringar med blotta ögat även om syncellerna i näthinnan hade legat oändligt tätt.

ii) Med kikare.

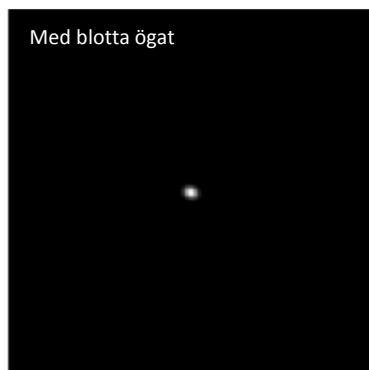
Eftersom kikaren förstörar 20x blir Saturnus diameter på näthinnan 20 gånger större än vid direktobservation (enligt geometrisk optik), dvs $20 \cdot 2 \mu\text{m} = 40 \mu\text{m}$. Dock blir varje punktkälla fokuserad till en lite större ljusfläck än vid observation med blotta ögat eftersom inte hela pupillens diameter utnyttjas då den infallande strålen på ögat bara har en diameter på 1.5mm enligt uppgiftsskissen (se även bild här till höger). Ljusfläckens storlek blir

$$D_{spot} = \text{const} \frac{\lambda}{D_{in}} L_ö \approx 2.44 \frac{500 \text{ nm}}{1.5 \text{ mm}} 20 \text{ mm} \approx 15 \mu\text{m}$$

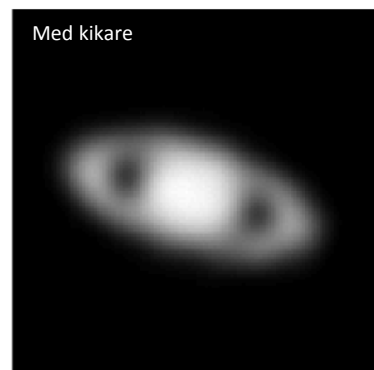


I detta fall blir hela bilden av Saturnus (inkl ringar) alltså ungefär $80 \mu\text{m}$ på näthinnan (uppskattat från fotot och med vetskap om att planeten utan ringar blir $40 \mu\text{m}$), med en minsta detaljstorlek av ca $15 \mu\text{m}$. Man borde alltså åtminstone kunna se att Saturnus ser avlång ut och möjligen att det avlänga är någon slags "handtag" (det var en av tolkningarna Galileo gjorde vid sina observationer). Jämför med Matlab-simuleringarna nedan!

Matlabsimuleringar av ljuspropagation från Saturnus till ögats näthinna, direkt (vänster) och via Galileis kikare (höger).



0.1mm



0.1mm

4. TN-cellen

I TN-cellen ligger vätskekristallmaterialet mellan korsade polarisatorer. I "off"-läget (alltså 0% transmission) ska alltså ljuset inte ändra sitt polarisationstillstånd när det propagerar genom materialet. Det enda man behöver se till då är att vätskekristallmaterialet inte är dubbelbrytande för det propagerande fältet, vilket man gör genom att lägga på tillräckligt hög spänning så att molekylnas längsaxel ligger i propagationsriktningen.

I "on"-läget (full transmission) måste alltså polarisationsriktningen hos ljuset ändras 90° under det att ljuset propagerar i vätskekristallmaterialet (som därför måste vara dubbelbrytande, dvs man lägger inte på någon spänning). En sådan stor förändring av polarisationstillståndet kräver att ljuset växelverkar med molekylna i vätskekristallen under en tillräckligt lång sträcka; gör man TN-cellen alltför tunn blir denna sträcka för kort, ändringen av polarisationstillståndet otillräcklig, och transmissionen blir inte fullständig. Det är alltså "100%-transmissionstillståndet" som inte går att uppnå om cellen är för tunn.

5. Fokusera!

5a) En ideal avbildning skulle innebära att ljuset från varje punktkälla på objektet samlas ihop till en punkt (olika punkter för olika källor) i bildplanet. Men ljus kan inte samlas ihop till en punkt – ljusets vågnatur gör att ljusfläcken i bildplanet får en ändlig utbredning. För ett optimalt fokuserat system ges denna utbredning av storleken av minsta spotsize. Det innebär att bilden alltid blir suddigare än objektet!

5b) Objektet vi studerar här kallas spoke target och undersöktes i HUPP3. Ett spoke target är speciellt lämpat för att snabbt avgöra om ett avbildande system är fokuserat eller ej. Om det inte är fokuserat kommer områden i bilden att uppvisa "contrast reversal" alltså där de svarta och vita linjerna tycks ha bytt plats. Ett exempel visas nedan till höger. Eftersom vi inte observerar contrast reversal i avbildningen i uppgiften drar vi slutsatsen att systemet är välfokuserat.

Bild vid
perfekt
fokus

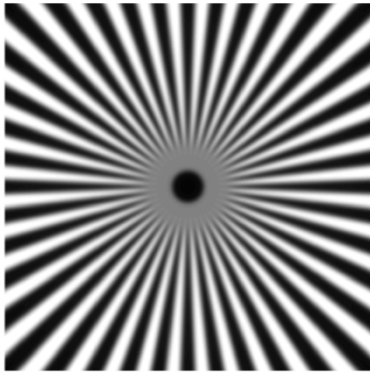
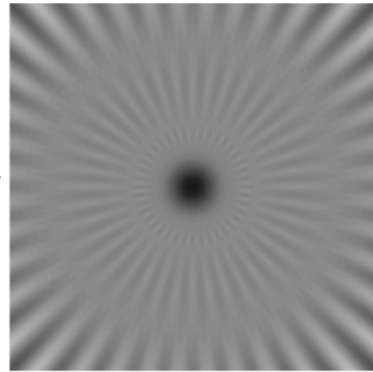


Bild när
system är ur
fokus



6. Strålen som avlänkas

6a) Avlänknigen beror på att propagationen sker i ett inhomogent medium, dvs där brytningsindex varierar i rummet. I detta fall är det luftens brytningsindex som varierar i höjddled i det smala utrymmet mellan blocken. Denna indexvariation är i sin tur orsakad av att brytningsindex är temperaturberoende för en gas (och för fasta ämnen också) och att temperaturen varierar pga blockens olika temperatur.

6b) Varm luft är "tunnare" än kall (färre molekyler per volymsenhet) och har därför ett brytningsindex närmare vakuums, dvs närmare $n = 1$. Kall luft har ett något högre index, men fortfarande mycket nära ett, förstås. Eftersom ljus "attraheras mot högre index" när det propagerar så drar sig ljuset en aning mot den luft som har en aning högre index, dvs i riktning mot det kalla blocket.

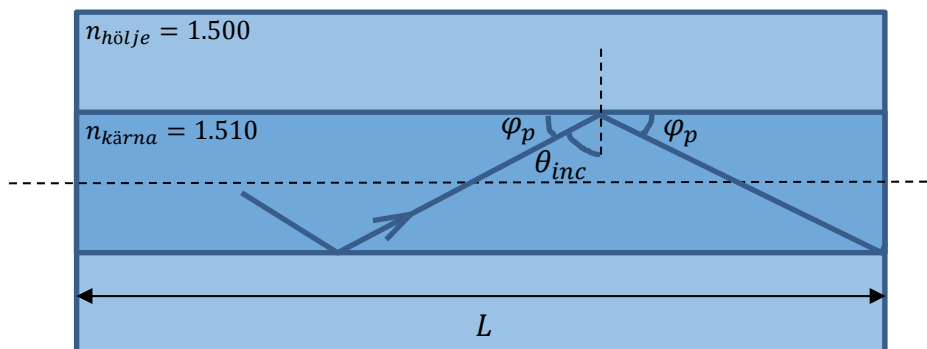
6c) Mellan blocken är brytningsindex rumsberoende, så utifrån en känd temperaturvariation beräknas brytningsindex som funktion av rumskoordinaterna med hjälp av kända fysikaliska samband mellan brytningsindex och temperatur för luft. Optiskt sett är utrymmet mellan blocken en inhomogen, tjock optisk komponent (TJOK), och propagationen måste därför beräknas med BPM (beam propagation method). Med BPM går man i små steg i horisontalld och beräknar successivt fältet. Efter blocken finns det ingen kraftig temperaturgradient, så där är luftens brytningsindex konstant. Man kan alltså, om man vill, propagera hela sträckan på 400cm i ett enda steg med t.ex. PAS; det går förstås också bra att ta mindre steg med PAS, om man vill följa strålen genom det homogena mediet.

7. Optiska fibern

7a) Det gjorde vi i HUPP5: först hade vi en singelmodfiber, sedan ökade vi kärndiametern tills fibern blev multimod. Alltså: stor diameter på kärnan ger kraftigt multimod fiber.

7b) När man lyser med en laser på ena änden av fibern fördelar sig ljuset i allmänhet på de olika möjliga moderna, eftersom det nästan är omöjligt att belysa fiberändan på ett sådant sätt att allt ljus bara hamnar i en enda mod. Eftersom moderna tar olika lång tid på sig att propagera en viss sträcka längs fibern (beroende på att de propagerar i olika vinkel mot fiberns axel, se nästa deluppgift) kommer ljuset från en laserpuls att ta längre tid på sig att lämna fibern (och hamna på detektorn) än vad pulsen var från början – pulsen har breddats. Detta kallas mod-dispersion och är den huvudsakliga begränsningen i överföringshastighet hos en multimodfiber.

7c) Med "strålbilden" karakteriseras de olika moderna av olika propagationsvinkel, φ_p , mot fiberns längsaxel. Snabbast är moden som går rakt fram, $\varphi_p = 0$, längst tid tar moden som går snedast möjligt, dvs där infallsvinkeln mot ytan till höljet precis är kritiska vinkeln för totalreflektion, $\theta_{inc} = \theta_c$. Snedare än så kan inte "guidade" moder gå eftersom en del av ljuset i så fall läcker ut vid varje reflektion mot höljet så att inget ljus är kvar i moden efter några centimeters propagation i fibern. Den snedaste guidade moden har alltså



$$\varphi_p = 90^\circ - \theta_c = 90^\circ - \arcsin \frac{n_{hölje}}{n_{kärna}} = 90^\circ - 83.4^\circ = 6.6^\circ$$

Om fibern har längden $L = 100m$ blir den propagerade sträckan för denna snedaste mod

$$L_p = L \frac{1}{\cos(\varphi_p)} = 1.00667 \cdot L = 100.667m$$

Den snedaste moden går alltså 0.667m extra vilket tar lite längre tid än snabbaste moden, nämligen

$$\Delta t = \frac{L_p - L}{c/n_{kärna}} \approx 3ns$$

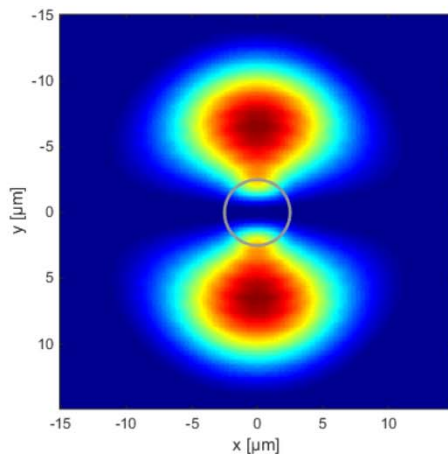
P.g.a. denna s.k. moddispersion breddas alltså pulsen med ca 3ns, vilket innebär att om pulserna ska vara någotsånär separerade efter propagationen måste de skickas iväg med ett mellanrum på minst Δt , och kanske lite mer för att få lite marginal. Om vi säger att pulsseparationen vid sändaren ska vara 5 ns blir alltså överföringshastigheten (1 puls=1 bit)

$$f_{signal} = \frac{1}{5ns} = 200Mbit/s$$

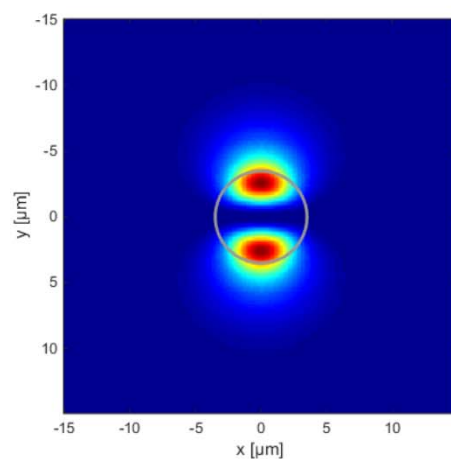
7d) Med strålteori kan man förklara att moderna måste ha en propagationsvinkel mellan noll och den största vinkel som fortfarande ger totalreflektion. Däremot kan man inte förklara att endast ett antal diskreta propagationsvinklar inom detta intervall är tillåtna. Detta är en interferenseffekt som kräver att man också betraktar fasen hos ljuset. Då ser man till exempel att om kärndiametern är tillräckligt liten är bara en mod tillåten – fibern är singelmod. BPM tar hänsyn till fasen på ljuset och kan alltså användas till analys av singelmod/multimod-karaktären hos en optisk fiber, så som vi gjorde i HUPP5.

7e) I HUPP5 betraktade vi en optisk fiber med samma brytningsindexskillnad ($\Delta n = n_{kärna} - n_{hölje} = 0.01$) som i detta problem. Enda skillnaden var att absoluta värdena för brytningsindexen var en ytterst liten aning annorlunda ($n_{kärna} = 1.50$ och $n_{hölje} = 1.49$). Vår magkänsla säger oss förhoppningsvis att detta knappast är en signifikant skillnad när det gäller propagation. I HUPPen kom vi fram till att vid en kärndiameter av cirka 5-8 μ m börjar den första högre ordningens mod kunna guidas av kärnan på ett robust sätt. Med andra ord, för mindre kärndiametrar är fibern singelmod. Detta visas i simuleringarna nedan.

BPM-simulering av första högre ordningens mod efter 2mm propagation



Kärndiameter 5 μ m.
Moden hålls inte kvar av kärnan (i praktiken läcker den snabbt ut i höljet)



Kärndiameter 7 μ m.
Moden "guidas" av kärnan.

8. Laserfotografering

Fotografering är en avbildning av ett objekt, med en kamera, på en detektorarray. Varje punktkälla på objektet ger en liten ljusfläck på arrayen. Närliggande punktkällor ger näraliggande och delvis överlappande ljusfläckar på arrayen. Ändå säger vi att vi vid avbildningar kan summera intensiteterna från dessa, d.v.s. strunta i interferensen, när vi beräknar bildens intensitetsfördelning. Men då antar vi att den bild vi registrerar är tagen under ett mycket stort antal koherenstider så att alla interferenseffekter suddas ut. Men för ett laserbelyst (koherent belyst) föremål sänder punktkällorna på objektet ut vågor med fix fasrelation, så att interferensen mellan dessa på detektorarrayen inte ändras sig med tiden. Därför ser vi interferensmönstret som en massa små prickar med antingen hög (konstruktiv interferens) eller låg intensitet (destruktiv interferens). Dessa "speckles" gör det svårare att se själva ytan av det fotograferade objektet. (Det är dock ganska lätt att reducera speckle till stor del, antingen fysiskt i uppställningen, eller med digital efterbearbetning)

9. Plus eller minus?

9 a) Nej, det är inget pinsamt tryckfel, det handlar om vilket val man gjort för tidsberoendet hos fältet. Valet är godtyckligt, och det är ungefär 50-50 om en optikbok använder ena eller andra konventionen. I vår kurs använder vi

$$e^{-j\omega t}$$

medan man likaväl kan använda $e^{+j\omega t}$. Men när detta val är gjort måste man vara konsekvent – alla faser på fältet kommer att ha omvända tecken i de två konventionerna liksom t.ex. fasmoduleringsuttrycket $\varphi(r)$ för en lins.

b) Låt oss anta fel tecken på fasan (t.ex. kanske vi stal uttrycket ur en bok som använder andra tidskonventionen utan att vi visste det) och visa att det leder till fel resultat. Alltså

$$E(r) = \frac{\text{const}}{r} e^{-jkr}$$

För att "följa vågen" som sägs i tipset går vi över till tidsform genom att som vanligt multa med vår tidsfaktor $e^{-j\omega t}$ och sedan ta realdelen

$$E(r, t) = \text{Re} \left\{ \frac{\text{const}}{r} e^{-jkr} e^{-j\omega t} \right\} \sim \frac{1}{r} \cos(kr + \omega t)$$

Låt oss nu följa en vågtopp, d.v.s. platser i tid och rum där cos-funktionen har maxvärdet ett. Låt oss ta den vågtopp för vilket argumentet är noll, d.v.s.

$$kr + \omega t = 0$$

Vi ser att när tiden går, dvs t ökar, måste r minska för att argumentet ska förbli noll, alltså för att vi fortfarande ska befinna oss på vågtoppen. Men om r minskar betyder det att vågen är på väg inåt, mot den källa som genererade den! Vi vill förstås att vågen ska röra sig utåt, och det gör den om vi stället kör samma resonemang på det rätta uttrycket för fältet från en punktkälla (i vår konvention)

$$E(r) = \frac{\text{const}}{r} e^{+jkr}$$

På samma sätt kan man t.ex. konstatera att en plan våg som rör sig i positiv z-led har den bekanta fasfaktorn e^{+jkz} . I själva verket är det anledningen till vårt val av tidskonvention: det gör att fältet får ett positivt fasbidrag när man rör sig i propagationsriktningen. Det känns naturligare, åtminstone för mig!