

Design, konstruktion och utvärdering av optisk interferometer

Ett projekt för att kunna mäta oscillerande rörelser hos nanomekaniska resonatorer

Kandidatarbete vid Mikroteknologi och nanovetenskap

Hanna Andersson, Måns Müntzing och Tom Sandrén

INSTITUTIONEN FÖR MIKROTEKNOLOGI OCH NANOVETENSKAP

CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA
Göteborg, Sverige 2024
www.chalmers.se

KANDIDATARBETE 2024

Design, konstruktion och utvärdering av optisk interferometer

Ett projekt för att kunna mäta oscillerande rörelser hos nanomekaniska resonatorer

Design, Construction and Evaluation of an Optical Interferometer

A Project to Facilitate Measurements of the Oscillatory Motions of Nanomechanical Resonators

Hanna Andersson, Måns Müntzing och Tom Sandrén



CHALMERS
UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

Institutionen för mikroteknologi och nanovetenskap

Kvantteknologi

MCCX11-VT24-04

CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA

Göteborg, Sverige 2024

Design, konstruktion och utvärdering av optisk interferometer
Ett projekt för att kunna mäta oscillerande rörelser hos nanomekaniska resonatorer
Hanna Andersson, Måns Müntzing och Tom Sandrén

© Hanna Andersson, Måns Müntzing och Tom Sandrén, 2024.

Handledare: Nils Johan Engelsen, institutionen för mikroteknologi och nanovetenskap
Examinator: Per Lundgren, institutionen för mikroteknologi och nanovetenskap

Kandidatarbete 2024
Institutionen för mikroteknologi och nanovetenskap
Kvantteknologi
MCCX11-VT24-04
Chalmers tekniska högskola
SE-412 96 Göteborg
Telefon +46 31 772 1000

Omslag: En förenklad skiss över en homodyn interferometer.

Typsatt i L^AT_EX
Göteborg, Sverige 2024

Design, konstruktion och utvärdering av optisk interferometer
Ett projekt för att kunna mäta oscillerande rörelser hos nanomekaniska resonatorer
Hanna Andersson, Måns Müntzing och Tom Sandrén
Institutionen för mikroteknologi och nanovetenskap
Chalmers tekniska högskola

Abstract

This work has been completed with the purpose of designing, building and evaluating an optical interferometer. It should have a good enough resolution to measure the oscillating motions of nanomechanical resonators. The interferometer uses a balanced homodyne detection with an Nd:YAG 1064 laser. It is constructed and adjusted for maximal interference. The evaluation of the interferometer is then performed by analysis of the beam profiles, the interferometric visibility, and the noise. The beam profile was shown to closely follow a Gaussian distribution and the interferometric visibility was measured to be 90 % and 95 % for the respective arms. The measured noise spectra showed that the classical noise was not fully reduced for frequencies under 1 kHz. When these frequencies were removed, the shot noise's characteristics could be observed. The result was deemed to be sufficient for the purpose of measuring the oscillatory motion of nanomechanical resonators. By improving the beam path and the balancing of the interferometer better interferometric visibility and reduced classical noise expects to be achieved. To further develop the interferometer, a piezoelectric crystal could be installed to stabilize the beam path. Inclusion of a vacuum chamber for the sample is also a development to properly be able to measure the nanomechanical resonators.

Keywords: Interferometry, interference, nanomechanical resonators, laser, Gaussian beam, shot noise.

Sammandrag

Detta arbete har utförts med syftet att designa, konstruera och utvärdera en optisk interferometer. Denna ska sedan ha tillräckligt god upplösning för att kunna mäta oscillerande rörelser hos nanomekaniska resonatorer. Interferometern bygger på balanserad homodyn detektering med en Nd:YAG 1064 laser. Den konstruerades och justerades för att få maximal interferens. Utvärderingen av interferometern utfördes sedan genom mätning av strålprofiler, den interferometriska synligheten samt bruset. Strålprofilen visade sig vara nära en Gaussisk fördelning och den interferometriska synligheten mättes till 90 % och 95 % för respektive arm. Det uppmätta brusspektrumet visade att det klassiska bruset inte fullständigt reducerades för frekvenser under 1 kHz. Efter att dessa frekvenser togs bort kunde skottbrusets karakteristik observeras. Resultaten bedöms vara tillräckligt bra för att den ska kunna användas i syfte att mäta oscillerande rörelser hos nanomekaniska resonatorer. Genom att förbättra strålgången och balansera interferometern bättre förväntas dock den interferometriska synligheten kunna bli ännu bättre och det klassiska bruset reduceras mer. För att vidareutveckla interferometern kan ett piezoelement installeras för att stabilisera strålgången. En vakuumkanmare bedöms även vara en bra vidareutveckling för projektet då den skulle minimera bruset som uppkommer vid mätningar på nanomekaniska resonatorer.

Nyckelord: Interferometri, interferens, nanomekaniska resonatorer, laser, Gaussisk stråle, skottbrus.

Författarnas tack

Vi vill rikta ett stort tack till vår handledare, Nils Johan Engelsen, för hans stöd och vägledning under kandidatarbetet. Vi vill även rikta ett tack till doktoranden Awse S A Salha vars hjälp varit mycket givande.

Hanna Andersson, Måns Müntzing och Tom Sandrén, Göteborg, Juni 2024

Akronymer

Nedan listas använda akronymer i alfabetisk ordning:

BS	Beam Splitter/Stråldelare
DC	Direct Current/Likström
HQL	Hybrid Quantum Systems Laboratory
HWP	Half Waveplate/Halvvågsplatta
PBS	Polarizing Beam Splitter/Polariserande stråldelare
QWP	Quarter Waveplate/Kvartsvågsplatta
RMS	Root Mean Square/Kvadratisk medelvärde
SNR	Signal to Noise Ratio/Signal-brusförhållande

Nomenklatur

Nedan redovisas tillämpade parametrar, variabler och konstanter, med enhet, i den ordning som de kommer i arbetet.

Parametrar och Variabler

$I(r, z)$ (W m^{-2})	Intensiteten för en Gaussisk stråle
I_0 (W m^{-2})	Intensitetsamplituden på den Gaussiska strålen
$W(z)$ (m)	Stålens radie beroende på z
W_0 (m)	Midjeradien
λ (m)	Våglängd
z_R (m)	Rayleighlängden
b (m)	Fokuseringdjupet = $2Z_R$
$\mathbf{E}(z, t)$ (V m^{-1})	Det elektriska fältet
E_{0x}, E_{0y} (V m^{-1})	Det elektriska fältets komponentvisa amplituder
ω (rad s^{-1})	Vinkelfrekvens
k (rad m^{-1})	Vågtal
$\Delta\varphi$ (rad)	Relativ fasskillnad mellan det elektriska fältets komponenter
v (-)	Interferometrisk synlighet
τ_c (s)	Koherenstid
L_c (m)	Koherenslängd
t (s)	Tid
BFD (m)	Bakre brännviddslängden
n_i (-)	Brytningsindex
\mathcal{R} (m)	Kurvradie
d (m)	Tjocklek
$P_n(n)$ (-)	Poissonfördelning av antalet fotoner
n (-)	Antalet fotoner
$S(f)$ ($\text{V}^2 \text{Hz}^{-1}$)	Spektraldensitet
i (A)	Fotoström
R (Ω)	Resistans
f (Hz)	Frekvens
η (-)	Kvanteffektivitet
T (s)	Integrationstid

Konstanter

$$q_e \approx 1,602 \times 10^{-19} \text{ C}$$

$$h \approx 6,626 \times 10^{-34} \text{ J s}$$

$$\hbar \approx 1,055 \times 10^{-34} \text{ J s}$$

$$k \approx 1,381 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$$

Innehåll

1	Inledning	1
1.1	Interferometri	1
1.2	Syfte	2
1.3	Uppgift	2
1.4	Avgränsningar	3
1.5	Etik	3
2	Teori	4
2.1	Gaussiska strålar	4
2.2	Polarisering	5
2.3	Uppnå interferens	6
2.3.1	Polarisering	6
2.3.2	Longitudinell koherens	6
2.3.3	Spatiala moder	7
2.4	Optiska komponenter	7
2.4.1	Lins	7
2.4.2	Vågplattor	7
2.4.3	Stråldelare	8
2.5	Fotodetektion	8
2.5.1	Kvanteffektivitet hos halvledardetektorer	9
2.6	Brus	9
2.6.1	Skottbrus	9
2.6.2	Klassiskt brus	10
2.7	Balanserad homodyn detektering	11
2.7.1	Kvantmekanisk härledning	11
3	Metod	15
3.1	Design och utrustning	15
3.1.1	Design för interferometern	15
3.1.2	Komponentspecifikationer	16
3.2	Konstruktion	17
3.3	Mätning och utvärdering	18
3.3.1	Strålprofil	18
3.3.2	Interferometrisk synlighet	19
3.3.3	Skottbrus	19
4	Resultat och diskussion	20
4.1	Strålprofil	20
4.2	Interferometrisk synlighet	22
4.3	Spektraldensitet av skottbrusmätningar	25
4.4	Vidareutveckling	26
4.4.1	Stabilisering av faskvadratur	26
4.4.2	Vakuumpammare	27
5	Slutsats	28

A Stråldumpning	I
B Komponentval	II
C Lasersäkerhet	V
C.1 Riskbedömning	V
C.2 Förebyggande åtgärder	V

1 Inledning

Människans teknologiska utveckling har gått hand i hand med förmågan att kunna mäta storheter i vår omvärld. En av de storheter som varit viktiga att kunna mäta är kraft. Redan 1844 konstruerade Lucien Vidie en barometer som kunde mäta lufttryck genom att använda en fjäder [1]. Sedan dess har precisionen och känsligheten utvecklats mycket vilket även har gjort att applikationerna för sensorer har blivit fler.

Forskning inom nanoteknik har möjliggjort mycket känsliga sensorer i form av nanomekaniska resonatorer. En nanomekanisk resonator är en nanoskopisk resonator med en specifik resonansfrekvens som beror av dess material och geometri [2], [3]. Denna resonansfrekvens påverkas även av yttre stimuli [3], [4]. Genom att mäta hur resonansfrekvensen hos resonatorerna förändras kan man därför få information om stimuli. Ett exempel på ett sådant stimuli är adhesion mellan olika molekyler, som observerats sänka resonansfrekvensen [4].

Genom att använda resonansfrekvensens beroende av omgivande krafter kan känsliga sensorer som exempelvis relaterar kraft med rörelse skapas [3]. Den senaste forskningen har öppnat möjligheten för nanomekaniska resonatorer att, genom dissipationsutspädning, uppvisa en kraftkänslighet på $1,3 \text{ aN}/\sqrt{\text{Hz}}$ vid rumstemperatur [5].

Den oscillerande rörelsen hos nanomekaniska resonatorer kan mätas på olika sätt [6]. Ett vanligt tillvägagångssätt är genom optisk interferometri [6], [7].

1.1 Interferometri

Optisk interferometri är en metod som drar nytta av interferensfenomenet, där två eller flera koherenta vågor sammanstrålar för att skapa interferensmönster [8]. Genom att generera och analysera dessa interfererande vågor på olika sätt möjliggör interferometri extremt noggranna mätningar [8], [9].

Interferometri är inget nytt forskningsområde, utan redan på tidigt 1800-tal utvecklades den första interferometern av Francois Arago under sin tid vid Paris observatorium där han tillsammans Augustin-Jean Fresnel utförde interferensexperiment [10]. Fresnel som tidigare hade påbörjat sin vågteori och interferens för ljus, oberoende av det resultat Thomas Young uppvisat i samband med dubbelspaltexperimentet 1801 [11]. Denna interferometer kunde mäta luftfuktighet eftersom en ändring av luftfuktigheten påverkar brytningsindex, vilket i sin tur ändrar kvoten mellan ljusets hastighet i luft och i vatten [12].

Ett stort framsteg kom från Albert A. Michelson som 1881 skapade en interferometer, nu känd som Michelson interferometer [13]. Michelson kunde med denna interferometer visa att jordens rörelse inte påverkade ljusets hastighet, vilket motbevisade den tidigare teorin om att ljus färdas genom eter (osynlig substans som bär ljuset)

[13].

Michelson kunde år 1920, efter några modifikationer på sin interferometer, mäta diametern på stjärnan Betelgeuse [14]. Detta kunde han göra med en mätosäkerhet på $\pm 10\%$. Interferometrin visade sig då även vara en pålitlig metod inom astronomin för att mäta storleken på objekt långt borta. Detta utvecklades senare av Hanbury Brown and Twiss som 1956 skapade en interferometer som kunde, med högre upplösning, mäta diametrar på stjärnor [15]. Som test använde de en kvicksilverlampa för att imitera en stjärnas ljus. De kunde, sedan samma år, med denna uppsättning mäta vinkeldiametern på stjärnan Sirius till $0,0063'' \pm 0,00063''$ [16].

Även idag har interferometrar många användningsområden inom astronomin vid mätning av objekt långt bort. Det används också vid mätning av mycket små avståndändringar exempelvis detektion av gravitationsvågor vid LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) [8], [17], [18].

Det finns även många andra användningsområden utanför astronomin som använder interferometri för att undersöka små längdskillnader. Ett användningsområde är för att frekvensstabilisera en laser [19]. En vanligt förekommande metod för denna typ av frekvensstabilisering är Pound-Drever-Hall-stabilisering som bygger på heterodyn detektion [19].

Inom forskning av kvant- och optomekanik baseras många mätinstrument på olika interferometrimetoder för att relatera exempelvis kraft och rörelse [3]. Interferometrar visar sig alltså vara särskilt lämpliga för att mäta de små oscillationerna hos en nanomekanisk resonator [6]. Det är inte heller helt ovanligt att denna typ av precisionsinstrument uppvisar en känslighet omkring $10 \text{ fm}/\sqrt{\text{Hz}}$ [7].

1.2 Syfte

Syftet med projektet är att designa, konstruera och utvärdera en balanserad homodyn interferometer. Syftet är vidare att den byggda interferometern ska vara tillräckligt känslig för att kunna användas till att mäta oscillerande rörelser hos nanomekaniska resonatorer. Dessa rörelser mäts som en längd som motsvarar en oscillationsamplitud hos den nanomekaniska resonatorn. För att kunna mäta denna längd måste tillräckligt bra interferens uppnås med interferometern.

1.3 Uppgift

Uppgiften för arbetet består av tre delar: design, konstruktion och utvärdering.

Den första delen av arbetet består av att ta fram en design för en balanserad homodyn interferometer med hjälp av relevant teori. Interferometern ska designas utifrån en Mephisto 500 Nd:YAG-laser med våglängden 1064 nm och med syftet att mäta energibevarandet hos nanomekaniska resonatorer [20].

Den andra delen av projektet består av att konstruera interferometern med de kom-

ponentval som görs utifrån teorin. Först görs en grovuppställning med dessa som sedan finjusteras utifrån strålgången från en ofarlig och synlig laser. Efter detta regleras speglarna för att strålgången från Nd:YAG-lasern ska kollimeras in i optiska fibrer och för att strålarna ska interferera vid den sista stråldelaren. Spegel ställs även in för att strålen ska träffa fotodetektorerna via linser.

Interferometern utvärderas till sist i tre steg. Först undersöks hur väl de spatiala moderna överlappar mellan de två strålarna. Sedan undersöks den interferometriska synligheten, ett mått på hur god interferensen är. Slutligen undersöks skottbruset. Om skottbruset syns tydligt betyder det att övriga bruskällor minimerats väl.

1.4 Avgränsningar

Arbetets syfte är att konstruera en interferometer som kan användas för att mäta den oscillerande rörelsen hos nanomekaniska resonatorer. För att hålla tidsplanen har vissa avgränsningar gjorts.

Inledningsvis skulle projektet inkludera design och konstruktion av en optisk interferometer och vakuumkammare. Eftersom HQL inte var färdigställt vid projektets start och tiden för projektet var begränsad prioriterades design och konstruktion av vakuumkammare bort.

Den initiala planen inkluderade även uppställning av mätinstrument för de elektroniska datasignalerna. Även dessa delar har fått prioriteras bort på grund av projektets tidsram. Istället har enbart enklare mätutrustning såsom spektrumanalysator, oscilloskop och voltmeter använts.

De bortprioriteringar som gjorts påverkar inte designen, konstruktionen eller utvärderingen av själva interferometern. Projektets syfte bedöms därför kunna nås även med de satta avgränsningarna.

1.5 Etik

Projektet utförs för att i framtiden kunna mäta rörelser hos nanomekaniska resonatorer. Dessa mätningar kommer i sin tur kunna leda till utveckling av bättre kraft-sensorer. Sensorer har ett brett användningsområde. Som med all teknik kan det i framtiden uppstå användningsområden för dessa där etiska diskussioner blir relevanta. I dagsläget har dock inga sådana identifierats av oss. Inga vidare etiska resonemang kommer därför göras för det här projektet.

2 Teori

I detta avsnitt introduceras den teori som är relevant för att förstå senare delar i rapporten.

2.1 Gaussiska strålar

En Gaussisk stråle är en stråle vars intensitetsdistribution ges av en Gaussisk funktion. Spridningen, för en Gaussisk stråle längs z -axeln, kommer följa

$$I(r, z) = I_0 \left(\frac{W_0}{W(z)} \right)^2 \exp \left[-\frac{2r^2}{W^2(z)} \right] \quad (1)$$

där I_0 är maxintensiteten, W_0 är strålens midjeradie, $W(z)$ är strålens radie vid z , och $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ är det kortaste avståndet till (x, y) i z -planet [8]. Strålens midjeradie ges av

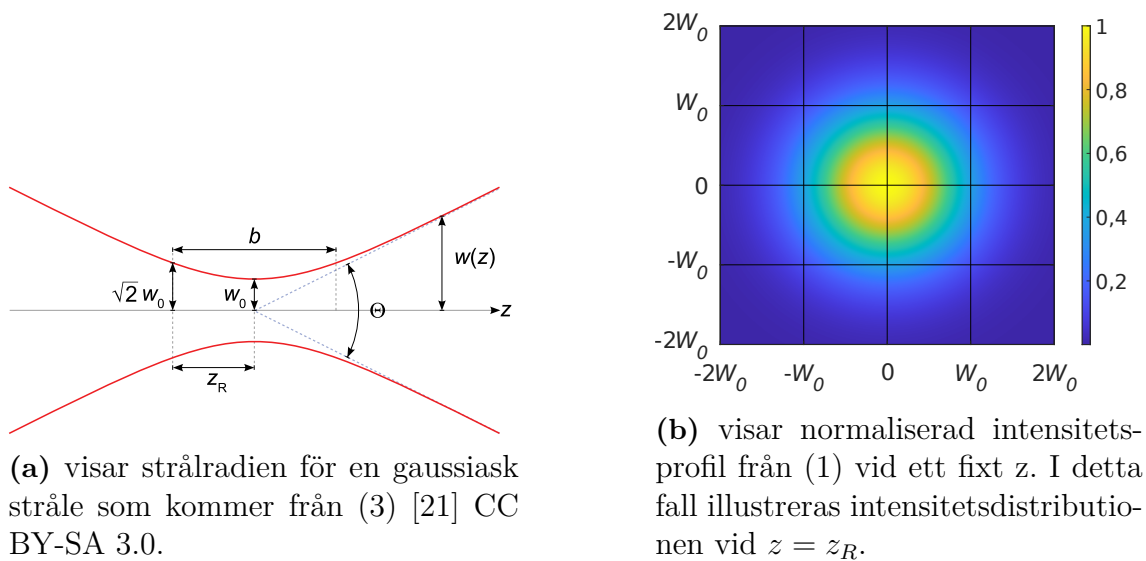
$$W_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_R}{\pi}}, \quad (2)$$

där λ är våglängden hos källan och z_R är Rayleighlängden [8].

För en Gaussisk stråle centrerad runt $z = R$, definieras Rayleighlängden av längden mellan $z = 0$ och den punkt då intensiteten har halverats [8]. Fokuseringsdjupet b ges alltså, för en centrerad Gaussisk stråle, av både den positiva och negativa delen av Rayleighlängden. Det betyder att $-z_R \leq z \leq z_R$. Eftersom tvärsnittsytan dubbleras vid Rayleighlängden jämfört med $z = 0$ kommer strålradien vid $z = z_R$ ges av $W(z_R) = \sqrt{2}W_0$ [8]. För ett godtyckligt z ges tvärsnittsradien av

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2}. \quad (3)$$

Strålens intensitet kan tillsammans med strålradien illustreras enligt Figur 1.



Figur 1: Visar både intensitetsmönstret och strålradien för en Gaussisk stråle.

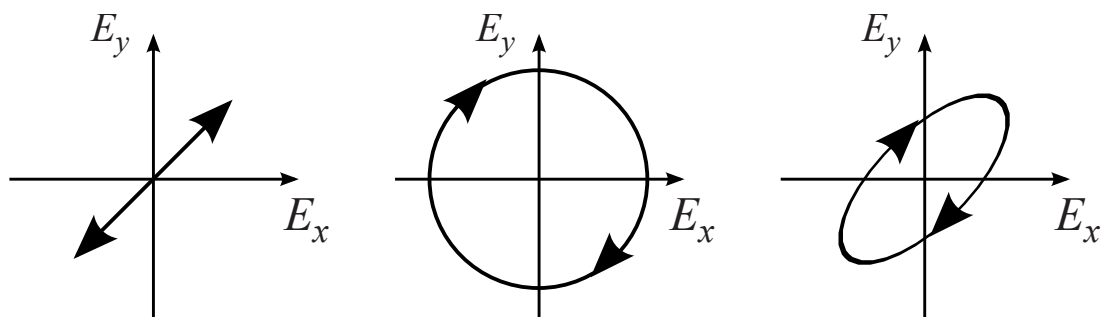
Figur 1a visar alla parametrar som beskrivs med (1)-(3) medan Figur 1b visar hur intensiteten avtar vid olika r med ett fixt z .

2.2 Polarisering

Polariseringen beskriver riktningen av det elektriska fältet [9]. För monokromatiskt ljus som propagerar i z -led ges det elektriska fältet av

$$\mathbf{E}(z, t) = E_{0x} \cos(kz - \omega t)\hat{x} + E_{0y} \cos(kz - \omega t + \Delta\varphi)\hat{y}, \quad (4)$$

där E_{0x} , och E_{0y} är fältets amplituder i x - och y -led. ω är vinkelfrekvensen, k är vågtalet och $\Delta\varphi$ är den relativa fasskillnaden mellan de två fältkomponenterna [9]. Genom att variera den relativa fasskillnaden $\Delta\varphi$ kan polarisationstillståndet för det elektromagnetiska fältet ändras [9]. Exempel på detta visas i Figur 2.



(a) Linjär polarisering med $\Delta\varphi = \pi$ i (4). (b) Cirkulär polarisering med $\Delta\varphi = -\pi/2$ i (4). (c) Elliptisk polarisering med $\Delta\varphi = 7\pi/4$ i (4).

Figur 2: Tre polarisationstillstånd med $E_{0x} = E_{0y}$ i (a), (b) och (c).

För linjärt polariserat ljus är $\Delta\varphi$ i (4) en multipel av π , medan $\Delta\varphi = -\pi/2 \pm m2\pi$, där m är ett positivt heltal, motsvarar cirkulärt polariserat ljus. Övriga kombinationer av $\Delta\varphi$ motsvarar elliptiskt polariserat ljus [9]. Vidare är ljuset från en monokromatisk laser vanligtvis linjärt polariserat [8].

Ett vanligt sätt att se på polarisering är dess relativa förhållande till ett plan. Det finns två typer: S- och P-typ. S-polariserat ljus refererar till att det elektriska fältet är vinkelrätt med infallsplanet, medan för P-polariserat är det elektriska fältet parallellt med infallsplanet [8].

2.3 Uppnå interferens

Interferens är ett fenomen som uppstår när två eller fler vågor sammanfaller. Beroende på vågornas fas relativt varandra kan de vid interferens antingen interferera konstruktivt eller destruktivt [8].

Inom interferometri vill maximal interferens uppnås. För att kvantifiera hur bra interferens som uppnåtts brukar interferometrisk synlighet, v , användas [9]. Interferometrisk synlighet definieras som

$$v = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}. \quad (5)$$

Den interferometriska synligheten antar alltså ett värde mellan 0 och 1 [9]. Maximal interferometrisk synlighet kan fås då $I_{min} = 0$, det vill säga då strålarna är helt balanserade.

För att erhålla ett tydligt interferensmönster behövs fler egenskaper hos ljuset tas i beaktning. Dessa innefattar polarisering, temporal koherens samt de spatiala modellerna för de två ljusstrålarna.

2.3.1 Polarisering

För att få interferens är det viktigt att vågorna har samma polarisering. Bara de delar av fältet som är i linje med varandra kan summeras. Två vågor som har vinkelrät polarisering kommer därmed inte att interferera alls [9].

2.3.2 Longitudinell koherens

Longitudinell koherens av ljus kategoriseras av sin koherenstid, τ_c . Koherenstiden förhåller sig till koherenslängden, L_c , som $L_c = c\tau_c$ [18]. Linjebredden för en monokromatisk laser är omvänt proportionell mot koherenstiden [8].

Detta betyder att om fasen är känd vid en tid t_1 kommer fasen vid samma position också vara känd till hög precision vid tiden t_2 om $|t_2 - t_1| \ll \tau_c$ [9],[18]. På grund av sambandet mellan koherenstiden och koherenslängden betyder det också att om

fasen i position z_1 är känd vid någon tidpunkt kommer fasan i position z_2 vara känd till hög precision vid samma tidpunkt om $|z_2 - z_1| \ll L_c$ [18].

För en interferometer behöver skillnaden mellan längden för de två armarna L_1 och L_2 vara mindre än koherenslängden, L_c [18]. Då $|L_2 - L_1| \ll L_c$ kommer fasan vara känd till hög precision vilket är en förutsättning för att få ett tydligt definierat interferensmönster [18].

2.3.3 Spatiala moder

Spatiala moder refererar till olika intensitetsdistributioner som en våg kan anta i rummet. Det är alltså en beskrivning för hur intensiteten varierar som en funktion av position [18]. Laserljus har vanligtvis en Gaussisk spatial mod [8], där intensitetsfördelningen följer (1).

För att åstadkomma ett väldefinierat interferensmönster krävs oftast att de två vågfronternas spatiala moder är nära matchade [8]. När två laserstrålar med samma spatiala mod överlappar innebär det att deras intensitetsdistributioner också överlappar. Detta säkerställer i sin tur att deras intensitetsmaxima sammanfaller i samma punkt [8], [18].

2.4 Optiska komponenter

Nedan följer teori för de optiska komponenter som anses relevanta att presentera.

2.4.1 Lins

För att ändra en stråles intensitetsprofil måste en lins användas. Vidare används vanligtvis en plankonvex lins för att fokusera parallella strålar till en mindre yta. För att beräkna hur långt ifrån den plana ytan fokuseringspunkten ska vara tillämpas den bakre brännviddslängden

$$\text{BFD} = f \left(1 - \frac{(n_i - 1)d}{n_i \mathcal{R}} \right) \quad (6)$$

där f är brännvidden, n_i är brytningsindex, \mathcal{R} är linsens kurvradie, och d är linsens tjocklek [9].

Linser används även för att skicka in och ut strålar från optiska fibrer. I dessa fall används ofta en kollimerande lins, en kollimator. Dessa säkerställer att strålar faller inom acceptanskonen för en optisk fiber genom att fokusera ner parallella strålar till en brännpunkt [8]. De kan också användas i omvänd konfiguration för att kollimera ljuset från en optisk fiber.

2.4.2 Vågplattor

En vågplatta är ett optiskt element tillverkat av ett tunt dubbelbrytande material. Beroende på ljusvågens polarisationsriktning har materialet olika brytningsindex.

För denna typ av anisotropa material brukar den polarisationsriktning som upplever ett högre brytningsindex kallas den tröga axeln [8]. Den polarisationsriktning som istället upplever ett lägre brytningsindex kallas den snabba axeln.

En kvartsvågsplatta (QWP) är en typ av vågplatta där den tröga axeln fördröjs med en kvarts våglängd [8]. Detta betyder att den utsätts för en fasfördröjning på $\pi/2$ radianer medan den snabba axeln förblir oförändrad.

På liknande sätt så fördröjs den tröga axeln med en halv våglängd samtidigt som den snabba axeln lämnas oförändrad för en halv vågsplatta (HWP) [8]. För en HWP roteras polarisationsplanet med 90° . Detta innebär att om en cirkulärt polariserad ljusvåg med medurs rotation infaller på en HWP kommer polarisationsriktningen att byta tecken och rotera moturs [8]. Genom att kombinera en QWP och en HWP kan valfri polarisering skapas.

2.4.3 Stråldelare

En stråldelare är en optisk komponent som både transmitterar och reflekterar infallande ljusstrålar. De kan antingen vara polariserande eller icke-polariserande [8].

Stråldelare har många användningsområden och kan till exempel utnyttjas för att kombinera två ljusstrålar i en interferometer [18], [22]. Ett annat vanligt användningsområde är att enbart transmitta ljus med en specifik egenskap, till exempel ljus med en viss polarisationsriktning [8].

En balanserad stråldelare är en stråldelare med lika transmissions- och reflektionskoefficienter [22]. Det vill säga att 50% av de infallande ljusstrålarna transmittas, medan resterande 50% reflekteras.

Polariserande stråldelare (PBS) är designade att separera S- och P-polariseringskomponenterna från en inkommande ljusstråle [8]. Vanligtvis används en kubisk PBS eftersom de är mycket enklare att justera jämfört med en platt PBS.

En kubisk PBS utgörs av två rätvinkliga prismor. Hypotenusan av dessa två prismor ytbehandlas med en speciell beläggning och limmas ihop med ett optiskt cement [23]. Andelen S-polariserat ljus som reflekteras från en PBS är beroende på vilken typ av ytbeläggning som används vid tillverkningen av en PBS [24].

Ett vanligt användningsområde för en PBS är tillsammans med en HWP. Genom att kombinera dessa två komponenter är det möjligt att kontrollera intensitetsförhållandet mellan de två utgångarna [25]. Detta möjliggörs genom att rotera på HWP.

2.5 Fotodetektion

I halvledardetektorer återfinns en backspänd fotodiod kopplad till en extern krets [18], [26]. När ljus infaller på fotodiodens aktiva yta genereras ett elektron-hål-par i halvledarmaterialet. Detta betyder att en elektron exciteras från valensbandet till

ledningsbandet i materialet och att ett positivt laddat hål uppstår i materialets valensband [8], [26].

Riktningen av det elektriska fältet i halvledarmaterialet medför att laddningsbärare ger upphov till en fotoström i den externa kretsen [18], [26]. Vanligtvis konverteras denna fotoström till en spänning med hjälp av en transimpedansförstärkare [18].

2.5.1 Kvanteffektivitet hos halvledardetektorer

För en halvledardetektor definieras kvantverkningsgraden som sannolikheten att en infallande foton genererar ett laddningsbärarpar i halvledarmaterialet [18]. För detektorer med hög kvanteffektivitet betyder det att sannolikheten att en infallande foton genererar ett laddningsbärarpar är hög och vice versa [18].

Vid val av halvledardetektorer är en av kriterierna detektormaterialets kvanteffektivitet eftersom detta ger ett mått på hur väl fotonstatistiken stämmer överens med elektronstatistiken [18]. I kommersiella fotodetektorer ges dock inte kvanteffektiviteten explicit i detektorns tillhörande datablad. Vad som vanligtvis återges en graf över detektorns responsivitet som en funktion av ljusets våglängd.

Responsiviteten för en fotodetektor relaterar det linjära förhållandet mellan den optiska effekt som belyser den aktiva ytan av detektorn och den genererade fotostrommen [8]. Eftersom varje infallande foton inte nödvändigtvis genererar ett laddningsbärarpar fås ett indirekt samband mellan detektorns responsivitet och halvledarmaterialets kvantverkningsgrad [8].

2.6 Brus

I denna sektion ges en överblick över de typer av brus som kommer att påverka mätningarna. Uppkomsten av de olika brustyperna förklaras tillsammans med strategier för att minimera brusets effekt på mätningarna.

2.6.1 Skottbrus

Ljus som är koherent kan beskrivas av en poissonfördelning. Den statistiska fördelningen av n fotoner från en monokromatisk laser kan modelleras enligt

$$P_n(n) = \frac{\bar{n}^n}{n!} \exp(-\bar{n}), \quad (7)$$

där n är antalet fotoner och \bar{n} är fotonmedelvärdet [18], [22]. Detta betyder alltså att fördelningens varians är lika med dess medelvärde.

Intensiteten från koherent ljus infallande på en halvledardetektor kommer att fluktuera [18]. Detta innebär i sin tur att dessa variationer kommer att yttra sig i den genererade fotoströmmen [8], [18]. Dessa variationer i fotoströmmen karakteriseras som brus.

Brus representeras vanligtvis som en spektraldensitet (PSD) [6]. Fotoströmmens skottbrus uttryckt som en enkelsidig spektraldensitet ges av

$$S_i(f) = 2q_e \langle i \rangle, \quad (8)$$

där q_e är beloppet av elementarladdningen och $\langle i \rangle$ är fotoströmmens tidsmedelvärde [6], [18]. Uttrycket i (8) benämns som skottbrus [6].

Vidare är enheten för spektraldensiteten i (8), A^2/Hz . För att erhålla spektraldensiteten i enheten V^2/Hz , multipliceras (8) med resistorns resistans i kvadrat, enligt

$$S_v(f) = 2q_e \langle i \rangle R^2. \quad (9)$$

Spektraldensiteterna i (8) och (9) påvisar att skottbrus är vitt, det vill säga frekvensoberoende. Skottbrusets frekvensoberoende uppstår som en direkt konsekvens av att fotoner och elektroner är kvantiserade [18]. Ekvation (8) och (9) visar även på att skottbrus är proportionellt mot strömmedelvärdet, vilket innebär att en större ström resulterar i mer skottbrus.

2.6.2 Klassiskt brus

Ljuskällor genererar även klassiskt brus. Detta kan innefatta brus till följd av mekaniska vibrationer i laserkavitetsens speglar och elektroniskt brus i en krets. [8], [18]. Denna sortens brus är typiskt mer påtaglig vid lägre frekvenser [18].

Det klassiska bruset från en laser kan minimeras genom att använda en så kallad brusätare [18]. Detta går ut på att låta laserljuset träffa en stråldelare. En detektor placerad vid en av stråldelarens utgångsportar är kopplad till ett reglersystem som styr laserns strömförsörjning. Detektorn registrerar i sin tur en andel av laserljuset, för vilket reglersystemet svarar med att kompensera för eventuella effektvariationer över eller under laserns effektmedelvärde. På så sätt kan eventuella intensitetsvariationer i den utgående laserstrålen minimeras [18].

En annan form av klassiskt brus är termiskt brus (Johnson–Nyquist-brus) [8], [6]. Termiskt brus kommer från de stokastiska rörelser som laddningsbärare i resistiva kretselement har vid ändliga temperaturer [8]. Laddningsbärarnas termiska rörelse ger upphov till en liten ström, $i_{th}(t)$, även om en extern strömkälla inte är ansluten till kretselementet [8]. Likt skottbrus, är frekvensspektrat för termiskt brus är vitt [8], [6].

Vanligt förekommande i optoelektroniska kretsar är $1/f^\alpha$ -brus, eller rosa brus då $\alpha = 1$ [8]. Spektraldensiteten för $1/f$ -brus ges av

$$S(f) = \frac{1}{f^\alpha}, \quad (10)$$

där α vanligtvis antar ett värde mellan 0,8 och 1,4 [8].

Den bakomliggande orsaken till denna typ av brus beror oftast på variationer i rörligheten hos laddningsbärare i specifika komponenter eller material. Detta inkluderar en mängd olika element såsom vissa typer av resistorer och halvledarmaterial [8].

2.7 Balanserad homodyn detektering

En balanserad homodyn detektor består av en balanserad stråldelare och en balanserad detektor [18], [22]. För en balanserad stråldelare gäller att transmissions- och reflektionskoefficienterna är identiska. Det är även av betydande vikt att säkerställa bilateral symmetri i uppställningen [22]. Karakteristiskt för homodyn detektion är att mätsignalen och referenssignalen har samma frekvens [27], [22].

Det är även avgörande att detektorerna är balanserade [18]. Det vill säga att deras egenskaper är identiska. Detta åstadkoms vanligtvis genom att använda två fotodioder tillverkade på samma halvledarskiva [18], [22].

Vidare är fotodioderna kopplade på ett sådant sätt att de båda fotoströmmarna subtraheras. Fotodioderna är backspända så att DC-komponenten från de två fotoströmmarna är så lika som möjligt [18]. Detta säkerställer således att DC-komponenten är nära noll i den nod som sammanbinder de två fotodioderna.

Till följd av detektordesignens symmetri kan de identiska signalkomponenterna i de två fotoströmmarna effektivt kancelleras [18]. Det vill säga, allt klassiskt intensitetsbrus som härstammar från laserkällan kan i stort sett elimineras, eftersom detta brus återfinns i båda signalerna [18].

2.7.1 Kvantmekanisk härledning

Det uppmätta tidsmedelvärdet av strömmen, $\langle i \rangle$, i en fotodetektor ges av

$$\langle i \rangle = \frac{\eta q_e}{T} \langle \psi | \hat{N} | \psi \rangle, \quad (11)$$

där η är kvanteffektiviteten hos detektorn, $\langle \psi | \hat{N} | \psi \rangle$ är väntevärdet av antalet fotoner, q_e är laddningen för en elektron och T är integrationstiden för detektorn [28].

Nummeroperatoren \hat{N} kan skrivas med stegoperatorerna \hat{a} och \hat{a}^\dagger som $\hat{N} = \hat{a}^\dagger \hat{a}$. [22] Genom att sätta in detta i (11) fås

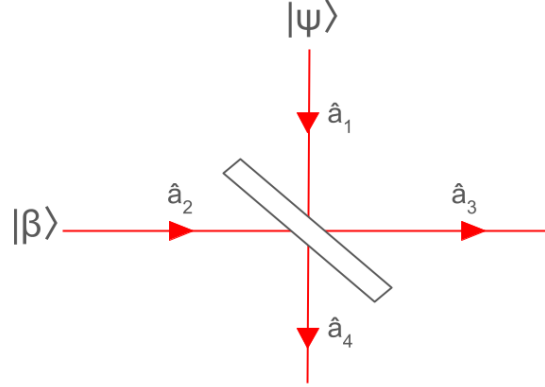
$$\langle i \rangle = \frac{\eta q_e}{T} \langle \psi | \hat{a}^\dagger \hat{a} | \psi \rangle. \quad (12)$$

I en 50/50-stråldelare med input \hat{a}_1 och \hat{a}_2 enligt Figur 3 kommer output \hat{a}_3 och \hat{a}_4

kunna beräknas genom

$$\hat{a}_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{a}_1 + \hat{a}_2), \quad (13)$$

$$\hat{a}_4 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{a}_1 - \hat{a}_2). \quad (14)$$



Figur 3: In- och output för en 50/50-stråldelare.

Vid homodyn detektering mäts skillnaden i strömmarna som detekteras, $\langle i_3 - i_4 \rangle$ [22]. Denna ström kan enligt (11) respektive (12) räknas ut genom att definiera ingångsfältet, Ψ_{in} , som tensorprodukten av tillståndena $|\beta\rangle$ och $|\psi\rangle$ i Figur 3

$$\langle i_3 - i_4 \rangle = \frac{\eta q e}{T} \langle \Psi_{in} | \hat{N}_3 - \hat{N}_4 | \Psi_{in} \rangle = \frac{\eta q e}{T} \langle \Psi_{in} | \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_3 - \hat{a}_4^\dagger \hat{a}_4 | \Psi_{in} \rangle. \quad (15)$$

Genom att använda det kommuterande förhållandet $[\hat{a}_m, \hat{a}_n^\dagger] = \delta_{m,n}$ samt (13) och (14) fås

$$\hat{N}_3 - \hat{N}_4 = \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_3 - \hat{a}_4^\dagger \hat{a}_4 \quad (16)$$

$$= \frac{1}{2} (\hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 + \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2 + \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_1 + \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2) - \frac{1}{2} (\hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 - \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2 - \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_1 + \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2) \quad (17)$$

$$= \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2 + \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_1. \quad (18)$$

Med hjälp av (18) kan sedan (15) uttryckas

$$\langle i_3 - i_4 \rangle = \frac{\eta q e}{T} \langle \Psi_{in} | \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2 + \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_1 | \Psi_{in} \rangle. \quad (19)$$

Tillståndet för hela strålningen, $|\Psi_{in}\rangle$, kan beskrivas som en tensorprodukt mellan de två input-tillstånden, $|\psi\rangle$ och $|\beta\rangle$ i figur 3,

$$|\Psi_{in}\rangle = |\psi\rangle_1 |\beta\rangle_2. \quad (20)$$

Dessa input-tillstånd kommer vid homodyn detektering ha samma vinkelfrekvens, ω [22]. $\langle\Psi_{in}|\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_2 + \hat{a}_2^\dagger\hat{a}_1|\Psi_{in}\rangle$ kan sedan skrivas om som

$$\langle\Psi_{in}|\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_2 + \hat{a}_2^\dagger\hat{a}_1|\Psi_{in}\rangle = {}_2\langle\beta|_1\langle\psi|\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_2 + \hat{a}_2^\dagger\hat{a}_1|\psi\rangle_1|\beta\rangle_2 \quad (21)$$

$$= \beta\langle\psi|\hat{a}_1^\dagger|\psi\rangle + \beta^*\langle\psi|\hat{a}_1|\psi\rangle. \quad (22)$$

Genom att sedan använda visar-notation för β , $\beta = |\beta|\exp[i\varphi_\beta]$, och sätta in i (22) fås

$$\langle\Psi_{in}|\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_2 + \hat{a}_2^\dagger\hat{a}_1|\Psi_{in}\rangle = |\beta|\langle\psi|\hat{a}_1^\dagger\exp[i\varphi_\beta] + \hat{a}_1\exp[-i\varphi_\beta]|\psi\rangle. \quad (23)$$

Den reella och imaginära delen av (23) kan sedan separeras vilket ger

$$\langle\Psi_{in}|\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_2 + \hat{a}_2^\dagger\hat{a}_1|\Psi_{in}\rangle = |\beta|\left[\cos\varphi_\beta\langle\psi|\hat{a}_1 + \hat{a}_1^\dagger|\psi\rangle + \sin\varphi_\beta\langle\psi|\frac{\hat{a}_1 - \hat{a}_1^\dagger}{i}|\psi\rangle\right]. \quad (24)$$

Det är nu tydligt att $\langle\Psi_{in}|\hat{a}_1^\dagger\hat{a}_2 + \hat{a}_2^\dagger\hat{a}_1|\Psi_{in}\rangle$ kan uttryckas som linjärkombination av två hermiteska operatorer, nämligen kvadratoroperatorerna \hat{Q}_1 och \hat{P}_1 som definieras som

$$\hat{Q}_1 = \sqrt{\frac{\hbar}{2}}(\hat{a}_1 + \hat{a}_1^\dagger), \quad (25)$$

$$\hat{P}_1 = \sqrt{\frac{\hbar}{2}}\frac{(\hat{a}_1 - \hat{a}_1^\dagger)}{i}. \quad (26)$$

Kvadratoroperatorerna har det kommuterande förhållandet $[\hat{Q}_1, \hat{P}_1] = i\hbar$. Genom att sätta fasen φ_β till antingen 0 eller $\frac{\pi}{2}$ kan den ena eller den andra av dessa operatorer mätas [28].

Detta leder fram till att $\langle i_3 - i_4 \rangle$ genom (25) och (26) till sist kan uttryckas som

$$\langle i_3 - i_4 \rangle = \frac{\eta q_e}{T}|\beta|\left[\cos\varphi_\beta\langle\psi|\sqrt{\frac{2}{\hbar}}\hat{Q}_1|\psi\rangle + \sin\varphi_\beta\langle\psi|\sqrt{\frac{2}{\hbar}}\hat{P}_1|\psi\rangle\right]. \quad (27)$$

Då fasskillnaden mellan stråle 1 och stråle 2 vill undersökas är det faskvadraturen, \hat{Q}_1 , som är intressant att mäta. För att mäta detta måste alltså φ_β sättas till 0 [29].

För att kunna göra mätningar av kvadraturen måste fälten för β och ψ vara fastlåsta [28]. Detta betyder att "klockorna" som bestämmer tids-evolutionen för de båda fälten måste vara helt synkroniserade. Detta är möjligt att uppnå genom att använda samma källa för de båda fälten.

Dessa beräkningar visar att fasskillnaden mellan två ljusstrålar som kommer från samma källa kan mätas genom att använda en 50/50 stråldelare och två detektorer. Designen för en balanserad homodyn detektor utgår från resultatet av dessa beräkningarna.

3 Metod

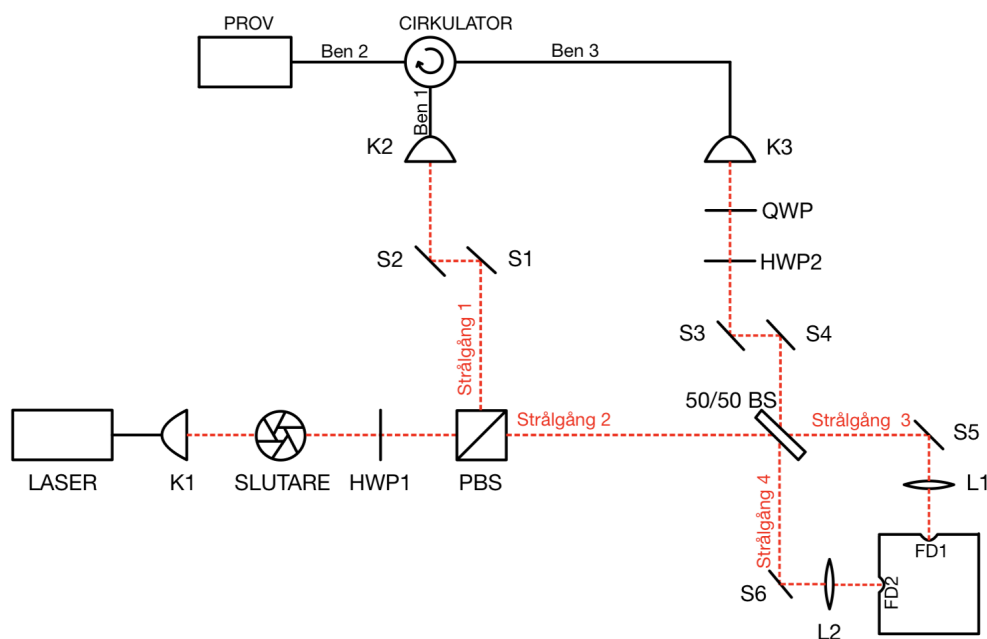
Projektet bestod av tre delar. Inledningsvis designades en interferometer tillsammans med dess komponenter. Därefter konstruerades denna och slutligen utfördes mätningar för utvärdering av interferometerens funktionalitet. Under projektet gjordes en riskbedömning kring lasersäkerheten. Denna går att hitta i bilaga C.

3.1 Design och utrustning

I detta avsnitt presenteras först designen för interferometern. Komponentvalen kommer sedan att förklaras.

3.1.1 Design för interferometern

En schematisk bild av designen finns i Figur 4. I avsnittet kommer de olika komponenterna i Figur 4 att refereras till som "(NAMN)", där namnen står bredvid varje komponent i Figur 4.



Figur 4: Schematisk bild av interferometerens design. Svart linje: strålgång i fiber. Röd streckad linje: fri strålgång. Strålgång 1 till 4: De olika strålgångarna för laserstrålen. K1, K2, K3: kollimatorer. S1 till S6: speglar. HWP1, HWP2: halvvågspaltor. QWP: kvartsvågspaltor. PBS: polariserande stråldelare. 50/50 BS: 50/50 stråldelare. L1, L2: linser. FD1, FD2: fotodetektorer. SLUTARE: slutare. CIRKULATOR: cirkulator. Ben 1, Ben 2, Ben 3: ben för cirkulatorn. LASER: laser samt stråldumpning för reglering av intensitet. PROV: prov som ska mätas med interferometern.

Interferometerens design utgår från en laser (LASER). Laserstrålens intensitet at-

tenueras med hjälp av stråldumpning, se bilaga A för specifikationer. Laserstrålen leds via en optisk fiber till en kollimator (K1) som kollimerar ljuset som lämnar den optiska fibern.

Efter kollimatoren är en slutare (Slutare) monterad för att kunna utföra nedringningsexperiment för nanomekaniska resonatorer. Genom att stänga slutaren går det, vid dessa experiment, att se till att påverkan på de nanomekaniska resonatorerna från laserstrålen är så liten som möjlig.

Laserstrålen går sedan igenom en roterbar halvvågsplatta (HWP1) för att strålens polarisering ska kunna justeras. En polariserande stråldelare (PBS) används sedan för att dela upp strålen i två delar, strålgång 1 respektive strålgång 2 i figur 4. Genom att rotera på halvvågsplattan går det att justera intensitetsrelationen mellan strålgång 1 och 2.

Strålgång 1 börjar med två speglar (S1 och S2). Var och en av de båda speglarna kan reglera två frihetsgrader. Totalt sett kan därför fyra frihetsgrader, två translations- och två rotationsfrihetsgrader, regleras för att strålen ska kunna riktas mot kollimatoren (K2).

Via kollimatoren går strålen in i cirkulatorens (CIRKULATOR) i ben 1. I cirkulatorens ben 2 leds strålen ut till provet (PROV) genom ben 2 där strålen sedan reflekteras tillbaka. Den går då ut i cirkulatorens tredje ben. Strålen lämnar cirkulatorens ben 3 via en kollimator (K3).

Strålen går sedan igenom en halvvågsplatta och en kvartsvågsplatta (QWP och HWP2). Genom att vrida på dessa kan polariseringen i strålgång 1 matchas med polariseringen i strålgång 2. Två speglar (S3 och S4) används sedan för att rikta strålen mot 50/50 stråldelaren (50/50 BS).

Strålgång 2 går direkt från den polariserande stråldelaren (PBS) till 50/50 stråldelaren (50/50 BS). Vid 50/50 stråldelaren reflekteras hälften och transmitteras hälften av de respektive strålarna. Strålgång 3 och 4 i Figur 4 är alltså de interfererade strålarna från strålgång 1 och 2. Strålgång 3 och 4 reflekteras mot en spegel (S5 respektive S6) mot varsin lins (L1 respektive L2). Linsen fokuserar strålarna så att majoriteten av intensiteten infaller på detektorytorna för fotodetektorerna (FD1 respektive FD2).

3.1.2 Komponentspecifikationer

Det första som undersöktes utifrån komponentval var anpassning till våglängden $\lambda = 1064 \text{ nm}$, eftersom denna våglängd bestämdes av laservalet. Komponenter såsom vågplattor, stråldelare, och linser var specifikt anpassade till 1064 nm . Dessa var även antirefleksbehandlade för den specificerade våglängden. Övriga komponenter var antingen anpassade till ett spektrum kring 1064 nm eller var oberoende av våglängd.

Den valda fibern är en polariseringsbevarande fiber. Fibern är även okänslig för

böjningar vilket leder till en mer stabil stråle vid beröring av fibern. Anslutningen mellan fiber och övriga komponenter sker med en APC-anslutning, vilket är en standard fiberanslutning till för att absorbera oönskade reflektioner.

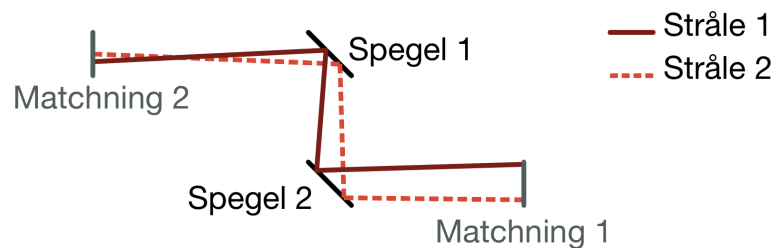
Utöver våglängdsanpassning valdes även kollimatorer med liten utvidgning av strålradien för att längdskillnaden mellan strålgångarna skulle försämra interferensen så lite som möjligt. Mer ingående motiveringar för de specifika komponentvalen finns i Appendix B. Där finns även komponenternas artikelnummer.

3.2 Konstruktion

Interferometern monterades upp enligt designen i avsnitt 3.1 med komponenterna i Appendix B. Enligt (6) och specifikationerna på linsen, se Appendix B, placerades denna i ett linsrör 18 mm ifrån fotodetektorerna. För utvärdering av interferometern monterades en retro-reflektor (P5-780PMR-P01-1) där provet senare är tänkt att placeras.

Det fiberoptiska lasern Tempo 180XL, med våglängden 650 ± 10 nm, användes sedan istället för Mephisto 500 för att se att strålgången inte var avbruten och att vinklarna för monteringen av speglarna och stråldelarna var approximativt inställda. När strålgången stämde överens med Figur 4 gjordes finjusteringar.

Finjusteringarna gjordes för alla speglar hos interferometern. Detta gjordes genom att skicka två laserstrålar, varav en var Mephisto 500 och en var Tempo 180XL, genom den optiska uppställningen från olika håll och sedan få strålarna att överlappa i två punkter, se Figur 5.



Figur 5: Visar Matchningspunkt 1 och 2 och de två speglarna som ska finjusteras. Spegel 1 justeras för att få stråle 1 och 2 att överlappa i matchningspunkt 1 och spegel 2 justerades för att få stråle 1 och 2 att överlappa i matchningspunkt 2.

Finjusteringen påbörjades genom att strålarna överlappades i den ena matchningspunkten genom att korrigera den spegeln som befinner sig längst ifrån den punkten. I Figur 5 motsvarar detta att få strålarna att överlappa i matchning 1 genom att justera spegel 1. För att se var strålen med våglängden 1064 nm från Mephisto 500 gick användes fluorescerande kort som hölls i strålgången vid matchningspunkten. Den andra spegeln korrigerades sedan för att få strålarna att överlappa i den andra matchningspunkten. Detta motsvarar matchning 2 och spegel 2 i figur 5.

Vid justering av den andra spegeln överlappade inte längre strålarna i den första matchningspunkten. Korrigeringsprocessen återupprepades därför på samma sätt. Vid varje iterering av korrigeringsprocessen behövde de båda speglarna justeras mindre och mindre. Processen upprepades tills den hade konvergerat till ett läge där strålarna överlappande i både matchningspunkt 1 och 2.

För strålgång 1 i interferometern, se Figur 4, gjordes även finjusteringar genom att koppla in en optisk effektmätare med fiberkoppling till kollimator (K2) i Figur 4. Den mätta effekten maximerades genom att korrigera den första spegeln i strålgången.

Genom att justera den andra spegelns höjd-vinkel åt det ena hållet och sedan återupprepa maximeringen av höjd-vinkeln med den första spegeln observerades om resultatet var bättre eller sämre. Var maximeringen bättre vreds höjd-vinkeln mer åt samma håll och maximeringen med den första spegeln återupprepades igen. Blev optimeringen sämre vreds istället höjd-vinkeln åt andra hållet. Denna process återupprepas tills det att maximeringen med den första spegeln blev sämre vilket håll spegeln än vreds i höjd-led. Samma process återupprepades därefter för azimutvinkeln.

För strålgång 3 och 4 i Figur 4 finjusterades spegel (S5) och (S6) genom att koppla fotodetektor (FD1) respektive fotodetektor (FD2) till en voltmeter. Spegel (S5) och (S6) justerades tills den maximala spänningen hittats med voltmeter. För att säkerställa att maximipunkten var en global maximipunkt jämfördes voltmeterens uppmätta spänning med spänningen hos den fria strålen i strålgång 3 respektive 4 för att se att de approximativt var lika stora.

3.3 Mätning och utvärdering

Efter att intensiteten maximerats för både (FD1) och (FD2) kunde utvärderingen av interferometern påbörjas. Utvärderingen bestod av att först undersöka strålen och sedan genom matematisk anpassning se hur bra denna kan approximeras till en Gaussisk stråle. Därefter undersöktes den interferometriska synligheten för strålgång 3 respektive 4. Slutligen undersöktes skottbruset.

3.3.1 Strålprofil

För att undersöka strålarnas intensitetsprofiler användes en strålprofilerare. Den som användes var en Femto Easy LP6.3 [30]. Denna placerades istället för (S6) eller (S5) i Figur 4 för att mäta intensitetsmönstret innan fotodetektorn. Mätningarna med Femto Easy LP6.3 gav strålprofilen samt en Gaussisk anpassning för strålen.

Strålgång 1 och 2 undersöktes separat för att undersöka respektive strålgångs potentiella felbeteenden genom att en av strålgångarna blockerades. Detta möjliggjorde observation av potentiell felplacering eller felkalibrering av speglar, vilket sedan kunde korrigeras. Slutligen undersöktes summan av de båda strålgångarna efter interferens för att även här granska strålens kvalitet.

3.3.2 Interferometrisk synlighet

När stålen var korrekt undersöktes uppställningens interferometriska synlighet. Detta gjordes genom att först återplacera den spegel (S6) som tidigare bytts ut mot strålprofilaren och sedan upprepa stegen för grov- och finjustering som presenterades i sektion 3.2.

Därefter kopplades signalutgångarna för (FD1) och (FD2) till olika kanaler på ett oscilloskop. Genom att läsa av V_{min} och V_{max} på oscilloskopet kunde den interferometriska synligheten för respektive utgång undersökas eftersom V_{min} och V_{max} är proportionerliga mot I_{min} och I_{max} . För att kunna avläsa V_{min} och V_{max} module-rades laserns frekvens genom att koppla en funktionsgenerator till piezokristallen i dess optiska kavitet. Således genererades en sinusformad spänning till oscilloskopet som kunde observeras.

Genom att först vrida på (QWP) och (HWP2), det vill säga matcha polariseringen för båda strålarna in i (BS), kunde synligheten ökas. Slutligen kunde den maximeras genom att, på samma sätt som tidigare, justera (S3) och (S4).

3.3.3 Skottbrus

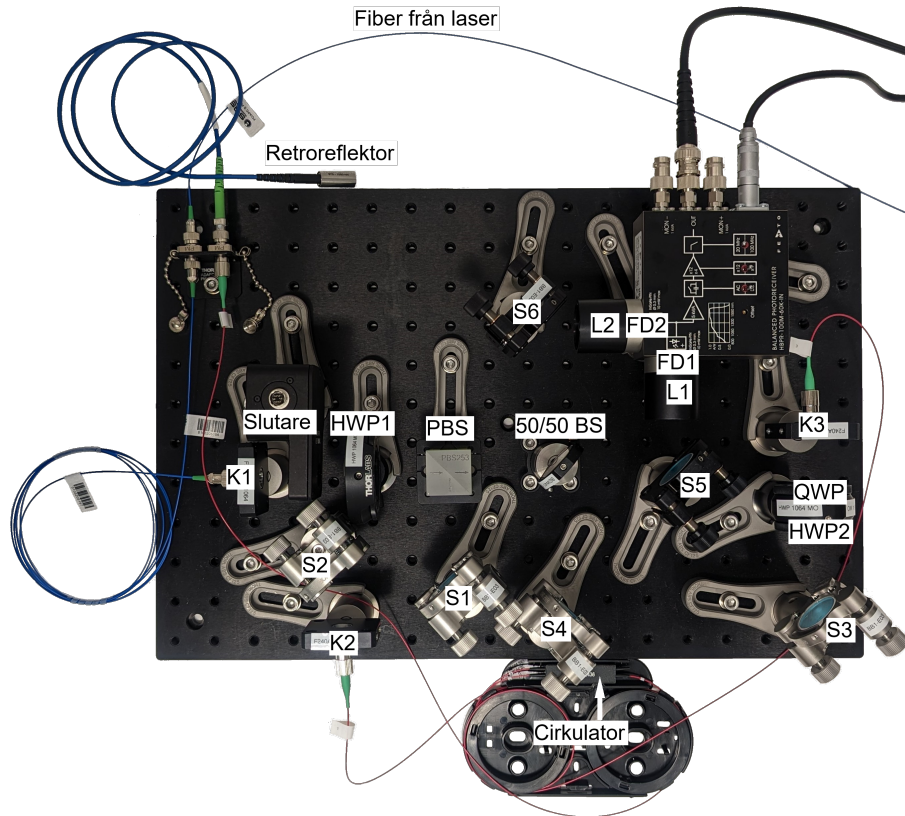
Den sista mätningen bestod av att mäta skottbrus, vilket gjordes med en spektrumanalysator M2p.5932-x4 från Spectrum instrumentation. Datainsamlingsgränssnittet pyspectrumdaq-rq användes tillsammans med M2p.5932-x4. Pyspectrumdaq-rq skrevs av Sergey Fedorov [31] och var en vidareutveckling av Ivan Galinskiy's pyspectrumdaq [32].

Dock behövde intensitetsnivåerna mellan de två fotodioderna balanseras. Genom att justera spegel (S5) i Figur 4 kunde en del av strålgång 3 ledas bort från den aktiva ytan av fotodiod (FD1). Därefter kopplades utgångsporten på fotodetektorn till M2p.5932-x4 för att analysera brusets spektralkarakteristik.

Först mättes bakgrundsbruset som referens. Detta gjordes genom att genomföra en mätning med stängd slutare. Därefter undersöktes skottbruset genom mätningar vid olika optiska effekter. Den optiska effekten, genom strålgång 2, varierades genom att vrida (HWP1) och mäta spänningen vid (FD1) med en voltmeter. Den uppmätta spänningen varierades från 0 V till 2,2 V. Dessa spänningar kunde sedan konverteras till optisk effekt genom att mäta vad 1 V korresponderade med i optisk effekt.

4 Resultat och diskussion

I detta avsnitt presenteras och diskuteras resultaten. Den färdiga interferometern visualiseras i Figur 6. Strålgångarna och komponenterna som till sist användes stämmer överens med designen för arbetet.



Figur 6: Uppställning för den färdiga interferometern vid mätning av skottbrus. Notationen på förkortningarna är samma som presenterades i Figur 4, det vill säga K1, K2, K3: kollimatorer. S1-S6: speglar. HWP1, HWP2: halv vågsplattor. QWP: kvartsvågsplatta. PBS: polariserande stråldelare. 50/50 BS: 50/50 stråldelare. L1, L2: linser. FD1, FD2: fotodetektorer.

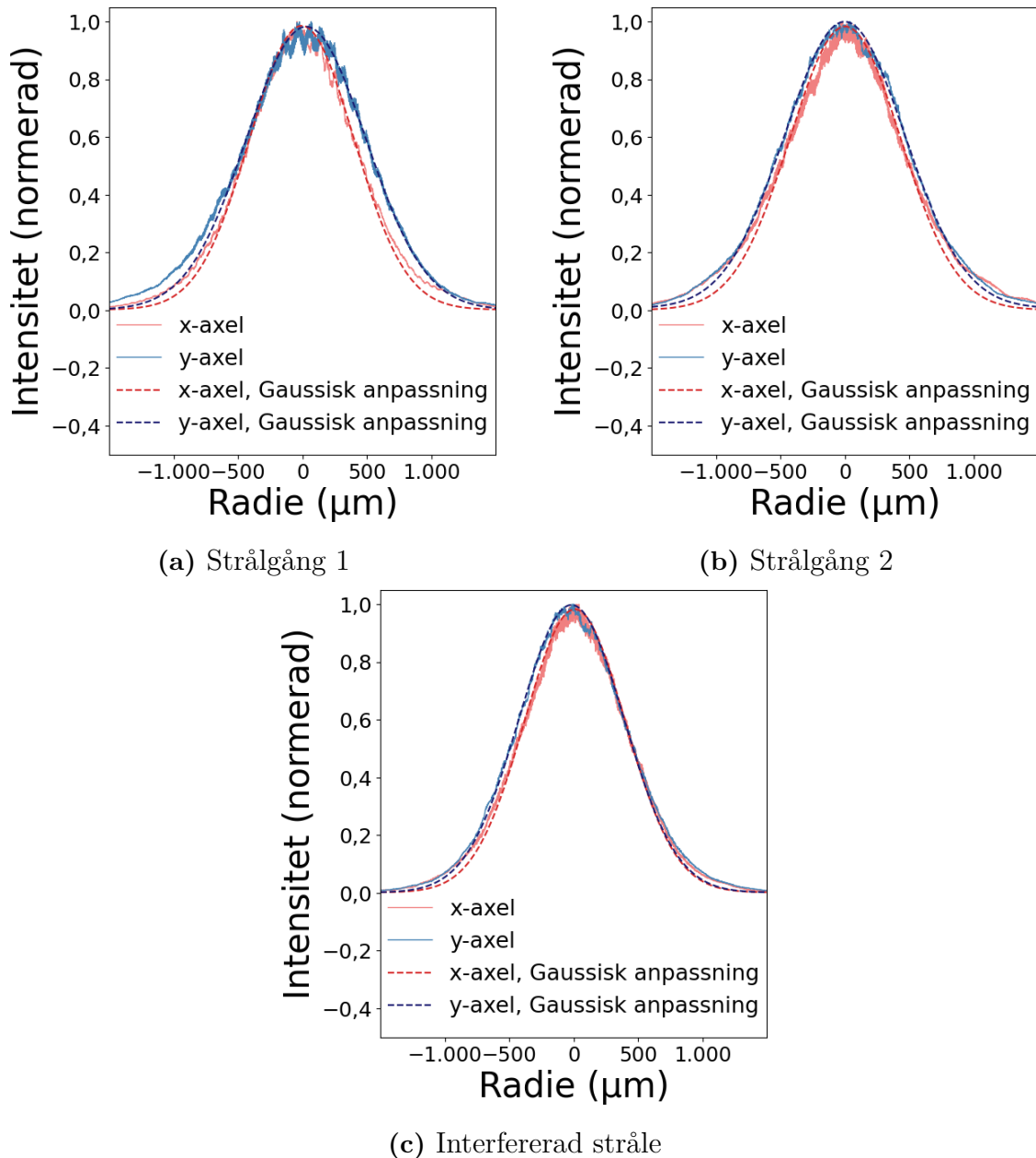
4.1 Strålprofil

Strålradierna som uppmättes med Femto Easy LP6.3 för respektive strålgång ges i Tabell 2.

Tabell 2: Strålradien för de olika strålgångarna tagna med strålprofilaren Femto Easy LP6.3. W_x är strålradien i x -led och W_y är strålradien i y -led

Strålgång	W_x (mm)	W_y (mm)
1	0,970	0,977
2	0,973	0,979

Strålradierna är genomsnittsvärdet tagna från Gaussanpassningen för respektive strålgång vilket visualiseras i Figur 7. Anpassningen följer (1) med $y = 0$ för undersökning av intensitetsprofilens variation i x -led och $x = 0$ för undersökning av variationen i y -led. Tabell 2 visar på minimal skillnad mellan strålgångarnas rader. Detta är nödvändigt för maximal överlappning av de spatiala moderna. De Gaussiska anpassningarna visas tillsammans med strålprofilerna i Figur 7.



Figur 7: strålprofilerna för strålgång 1, strålgång 2 samt den interfererade strålen. Röd linje: x -axel för strålprofilen. Blå linje: y -axel för strålprofilen. Röd streckad linje: Gaussisk anpassning av x -axeln för strålprofilen. Blå streckad linje: Gaussisk anpassning av y -axeln för strålprofilen.

Radien är något olika för de två strålarna. Strålgång 1 har en x- och en y-axel vars radie skiljer sig. Detta betyder att strålprofilen inte är helt cirkulär. Detta kan även ses i Figur 8 som visar strålprofilen för de båda strålarna i två dimensioner. Att de olika profilerna inte ser likadana ut gör att de spatials moderna för strålarna inte helt matchar. Detta leder till något sämre interferens.



(a) Strålgång 1

(b) Strålgång 2

Figure 8: Strålprofiler för strålgång 1 och strålgång 2 i två dimensioner. Intensiteten för respektive strålgång följer approximativt en tvådimensionell Gaussisk distribution, med maximal intensitet i mitten av figuren.

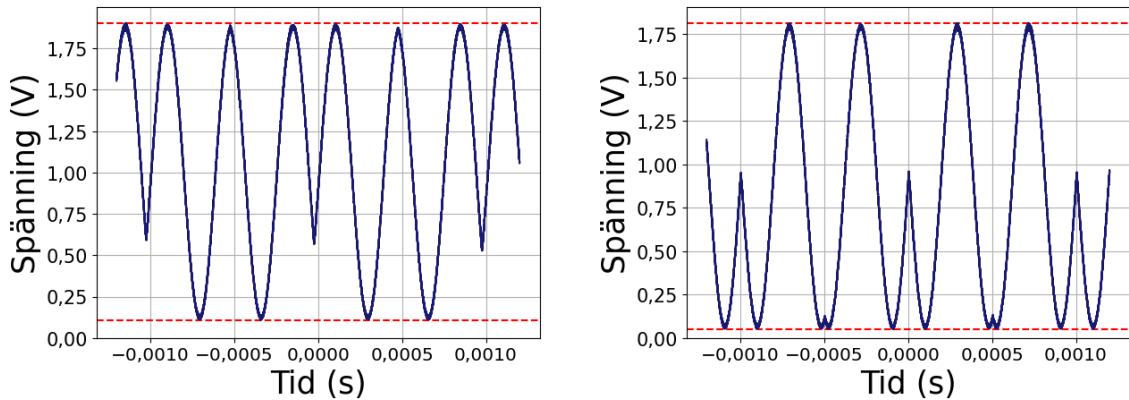
I Figur 7 syns även att stråle 1 har något större avvikelse från anpassningen för y-axeln jämfört med stråle 2. En oscillering med hög frekvens kan tydligt ses vid kurvans topp för y-axeln. Även strålgång 2 har en viss högfrekvent oscillering. För stråle 2 gäller detta framförallt för x-axeln. Strålens avvikelse skulle kunna komma från klippning av någon av komponenterna. Avvikelsen från Gausskurvan syns även i Figur 8. Ett interferensmönster kan där ses i strålprofilernas centrum för de båda strålarna.

Att dessa avvikelser syns tyder på att de optiska komponenterna längs med strålgångarna förvränger strålprofilen något. Att strålprofil 1 störs mer är med detta resonemang rimligt eftersom den propagerar längre sträcka samt genom fler optiska komponenter jämfört med strålgång 2.

Dessa avvikelser påverkar de spatials moderna och gör så att det blir något sämre interferens mellan de två strålarna. För att förbättra interferometern skulle moderna kunna matchas bättre. Detta skulle kunna göras genom att identifiera vilka komponenter som stör strålgången och sedan flytta eller byta ut de komponenterna.

4.2 Interferometrisk synlighet

Spänningsvariationen samt min- och maxvärde för spänningsvariationen för fotodetektor 1 respektive fotodetektor 2 ses i Figur 9.



(a) Fotodetektor 1

(b) Fotodetektor 2

Figur 9: Blå linje: variationen av spänningen från fotodetektorerna. Röd streckad linje: max- respektive minvärde för de uppmätta spänningarna.

Utifrån max- och minvärdena för spänningsvariationen kan den interferometriska synligheten beräknas med (5) eftersom den uppmätta spänningen är proportionerlig mot intensiteten. Max- och minvärdena för spänningsvariationen samt den interferometriska synligheten för respektive fotodetektor finns i Tabell 3.

Tabell 3: max- och min-värde för den uppmätta spänningen samt interferometrisk synlighet för fotodetektor 1 och 2.

	U_{max} (V)	U_{min} (V)	v (-)
Fotodetektor 1	1,904	0,106	0,895
Fotodetektor 2	1,814	0,050	0,946

Teoretiskt sett borde den interferometriska synligheten kunna närma sig 1 mycket mer än de uppmätta värdena. En interferometrisk synlighet på över 0,99 hade varit möjligt att uppnå om alla strålgångar och komponenter varit korrekt anpassade.

Vad som anses vara en tillräcklig interferometrisk synlighet beror på vilken typ av mätning som ska utföras. En reduktion av de två strålarnas spatiala modöverlappning ger upphov till mer brus vid homodyn detektion [33]. I praktiken innebär detta att känsligare mätningar kräver ett högre signal-brus-förhållande, vilket delvis uppnås genom att säkerställa att den interferometriska synligheten är så nära 1 som möjligt. Det råder dock ingen konsensus kring exakt hur stor den interferometriska synligheten måste vara. För att mäta oscillerande rörelser hos nanomekaniska resonatorer anser vi att den uppmätta interferometriska synligheten är tillräckligt bra.

Att den uppmätta interferometriska synligheten inte blev över 95% stämmer överens med resultatet i avsnitt 4.2.1. För att få optimal interferens, och därmed hög

interferometrisk synlighet, måste den spatials modern för de båda strålarna vara så matchade som möjligt. Eftersom det framgick att de spatials moderna inte var helt matchade förväntades inte interferensen bli optimal.

För att förbättra den interferometriska synligheten behöver de spatials moderna matchas bättre mellan stråle 1 och stråle 2. Detta uppnås genom att göra strålprofilerna som presenterades i avsnitt 4.1 mer lika.

Förutom den spatials modern kan variationer av polarisationen hos det inkommande ljuset påverka interferensen. Om axlarna från polariseringen som kommer från lasern inte stämmer överens med axlarna i fibern kan polarisationen bli ostabil. Genom att justera polariseringen för laserljuset skulle den interferometriska synligheten potentiellt kunna förbättras.

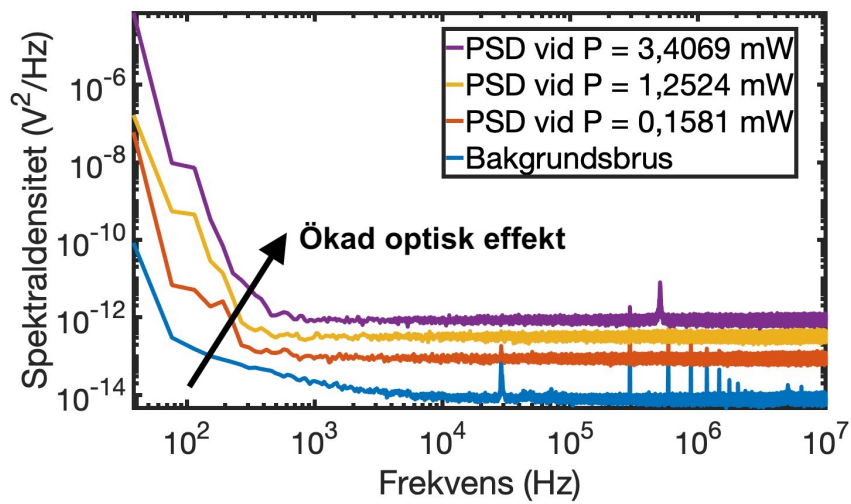
Den interferometriska synligheten observerades vara instabil vid beröring av de optiska fibrerna. Detta kan vara en indikation på att strålens polarisation vid kollimatoren i Figur 12 i Appendix A inte var anpassad med dess tröga axel. I sin tur bidrar detta till en instabilitet i delningsförhållandet mellan referens- och signalstråle. Detta bedöms vara en av de bidragande faktorerna till att den interferometriska synligheten begränsades.

Det är också möjligt att 50/50-stråldelaren inte transmitterar respektive reflekterar precis hälften av det inkommande ljuset och att interferensen därmed inte blir optimal. Det skulle också kunna förklara varför den interferometriska synligheten för de båda fotodetektorerna inte är samma. Detta skulle kunna bero på att infallsvinklarana mot stråldelaren inte är precis 45° eller att det är någon defekt i stråldelaren.

Genom att rotera stråldelaren skulle det gå att undersöka om det går att hitta en bättre vinkel för stråldelaren. På det sättet skulle en bättre synlighet kunna uppnås med den nuvarande uppställningen. Om det är någon defekt hos stråldelaren skulle den interferometriska synligheten istället kunna förbättras genom att stråldelaren byts ut.

4.3 Spektraldensitet av skottbrusmätningar

Spektraldensitet (PSD) för bakgrundsbrus samt vid tre olika optiska effektnivåer i frekvensspannet 10 Hz - 10 MHz återges i Figur 10. De insamlade mätserierna illustrerar att en ökning av optisk effekt korrelerar med en större andel brus.

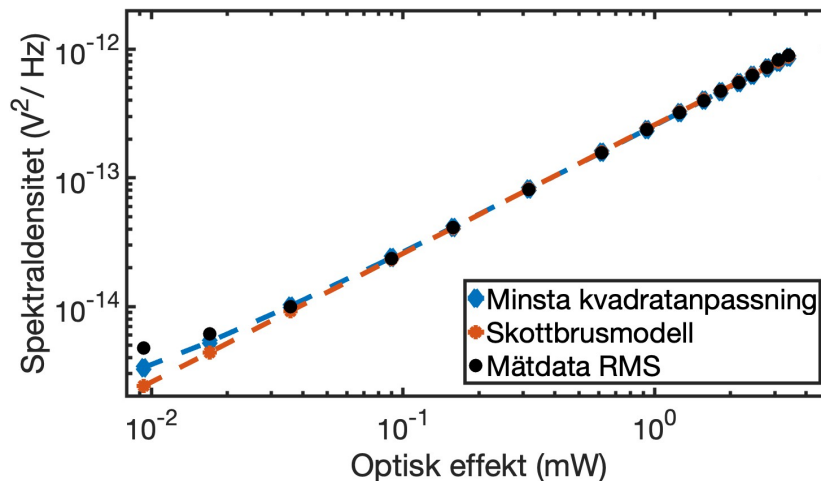


Figur 10: Brusmätningar i form av spektraldensitet (PSD) för bakgrundsbrus samt tre olika effektnivåer.

Vidare åskådliggörs även $1/f$ -brus vid frekvenser under 1 kHz. Enligt teorin i avsnitt 2.6.2 förväntas alla former av klassiskt brus cancelleras vid homodyn detektion. En rimlig förklaring till att klassiskt brus kvarstår är att strålgång 3 och 4 i Figur 4 är i obalans.

Vid lägre optiska effekter observerades toppar i frekvensspannet 10 kHz - 6 MHz, vilket åskådliggörs i Figur 10. Ursprunget till dessa toppar är dock inte klarlagt. En potentiell källa kan vara spektrumanalysatorn. Att övertonerna minskar vid ökad optisk effekt kan vara en indikation på att signal-brusförhållandet (SNR) minskar till följd av ökat skottbrus.

Det kvadratiska medelvärdet (RMS) av skottbrusets spektraldensitet som en funktion av optisk effekt i logaritmisk skala visas tillsammans med en linjär minsta kvadratanpassning av mätdatat samt en teoretisk skottbrusmodell [6] i Figur 11. Frekvensinnehåll under 1 kHz i samtliga mätserier har filterats bort för att minska det klassiska brusets inverkan på RMS-värdena.



Figur 11: Svarta prickar: RMS-värden för spektral densitet (PSD) vid olika optiska effekter. Blå streckad linje: Linjär minsta kvadrat-anpassning till RMS-värden. Röd streckad linje: Teoretisk skottbrusmodell.

Spektraldata i Figur 11 stämmer bra överens med den matematiska modell för skottbruset angivet i teoriavsnitt 2.6.1. Detta kan vara en indikation på att interferometern är skottbrusbegränsad [6]. För att konstatera att interferometern är skottbrusbegränsad krävs ytterligare kalibrering.

Resultatet från spektralmätningarna visar på att ökad optisk effekt resulterar i en större andel skottbrus. Skottbrusets karakteristik stämmer bra överens med det förväntade utfall angivet i teoriavsnitt 2.6.1. Detta betyder att fler genererade laddningsbärare ger upphov till mer skottbrus.

4.4 Vidareutveckling

I detta avsnitt presenteras idéer för vidareutveckling av interferometern som ligger utanför omfattningen av detta projekt.

4.4.1 Stabilisering av faskvadratur

För att undvika degradering av interferometerns prestanda till följd av yttre faktorer, såsom temperaturvariationer, luftströmmar och vibrationer, kan ett piezoelektriskt element monteras på en av strålgångarnas speglar [34]. Funktionen med det piezoelektriska elementet är att stabilisera fasskillnaden mellan referens- och signalstråle [7], [34].

Det piezoelektriska elementet styrs av ett regelsystem vilket justerar spegelns position. På så sätt kan fasskillnaden mellan de två strålgångarna låsas [34]. Detta medför i sin tur att interferometern förblir mer robust mot miljövariationer [34].

4.4.2 Vakuumkammare

För utvärdering av interferometern användes en retro-reflektor där provet senare är tänkt att sitta. För att inte introducera för mycket brus vid mätningar på de tänkta proven, nanomekaniska resonatorer, bedöms en vakuumkammare vara en bra vidareutveckling för interferometern.

Vakuumkammaren gör så att de nanomekaniska resonatorerna inte påverkas av krafter från molekyler i luften. På detta sättet skulle det gå att utvärdera de nanomekaniska resonatorerna bättre.

5 Slutsats

Genom design, konstruktion och utvärdering lyckades en uppställning för en balanserad homodyn interferometer konstrueras i enlighet med projektets syfte, uppgift och avgränsningar.

Den byggda interferometern fungerar och har tillräckligt bra upplösning för att kunna mäta oscillerande rörelser hos nanomekaniska resonatorer. Detta bekräftas av de utförda mätningar som gjordes för att utvärdera interferometern.

Genom strålprofilering kunde intensiteten konstateras vara nära Gaussiskt fördelad för strålarna med enbart små avvikelser. Detta tyder på att uppställningen erhåller tillräckligt god överlappning mellan de spatiala moderna för gynnsam interferens.

Även resultatet för den interferometriska synligheten bekräftar att interferensen är gynnsam då den för ändamålet når godtagbara nivåer på 95 % och 90 % för respektive fotodetektor. Dessa värden förväntas kunna överstiga 99 %. Att den interferometriska synligheten inte blev större tros kunna bero av att 50/50-stråldelaren inte är helt balanserad. Även vissa skillnader mellan de spatiala moderna och polariseringen kan bidra till att den interferometriska synligheten inte överskred 95 %.

Undersökningen av bruset visade att karakteristiken för skottbrus kunde observeras. Frekvensdatat styrker även att interferometern inte är fullständigt balanserad, eftersom klassiskt brus till viss del kvarstår. Trots detta anser vi att interferometerns funktionalitet är god.

För att vidareutveckla interferometern kan en vakuumkammare byggas. Genom att bygga denna skulle bättre mätningar av rörelser hos nanomekaniska resonatorer kunna göras då denna minimerar det brus som introduceras vid dessa mätningar. Även montering av ett piezoelektriskt element på en spegel bedöms vara en bra vidareutveckling då denna skulle stabilisera fasskillnaden mellan strålgångarna. Detta skulle innebära högre precision vid framtida mätningar av de nanomekaniska resonatorerna.

Referenser

- [1] A. Turgeon. "Barometer." nationalgeographic.org, utg. (2023-10-24), URL: <https://education.nationalgeographic.org/resource/barometer> (hämtad 2024-02-01).
- [2] S. Fedorov, "Mechanical resonators with high dissipation dilution in precision and quantum measurements," diss., EPFL, Lausanne, 2021, 205 s. DOI: 10.5075/epfl-thesis-10421.
- [3] A. Demir och M. S. Hanay, "Fundamental Sensitivity Limitations of Nanomechanical Resonant Sensors Due to Thermomechanical Noise," English, *IEEE Sensors Journal*, årg. 20, nr 4, ss. 1947–1961, 2020-02, ISSN: 1530-437X, 1558-1748, 2379-9153. DOI: 10.1109/JSEN.2019.2948681. URL: <https://ieeexplore.ieee.org/document/8878147/> (hämtad 2024-05-06).
- [4] G.-R. Han och J.-W. Jiang, "Edge-mode-based graphene nanomechanical resonators for high-sensitivity mass sensor," *EPL (Europhysics Letters)*, årg. 123, nr 3, s. 36002, 2018-09, arXiv:1901.03043 [cond-mat], ISSN: 1286-4854. DOI: 10.1209/0295-5075/123/36002. URL: <http://arxiv.org/abs/1901.03043> (hämtad 2024-05-06).
- [5] M. J. Bereyhi, A. Arabmoheghi, A. Beccari m. fl., "Perimeter Modes of Nanomechanical Resonators Exhibit Quality Factors Exceeding 10^9 at Room Temperature," *Physical Review X*, årg. 12, nr 2, s. 1, 2022-05-12, Publisher: American Physical Society. DOI: 10.1103/PhysRevX.12.021036. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevX.12.021036> (hämtad 2024-02-08).
- [6] S. Schmid, L. Guillermo Villanueva och M. Lee Roukes, *Fundamentals of Nanomechanical Resonators*, English. Cham: Springer, 2023, vol. Second edition, ISBN: 978-3-031-29627-7.
- [7] A. Barg, Y. Tsaturyan, E. Belhage, W. H. P. Nielsen, C. B. Møller och A. Schliesser, "Measuring and imaging nanomechanical motion with laser light," *Applied Physics B*, årg. 123, nr 1, s. 8, 2016-12-15, ISSN: 1432-0649. DOI: 10.1007/s00340-016-6585-7. URL: <https://doi.org/10.1007/s00340-016-6585-7> (hämtad 2024-02-06).
- [8] B. E. A. Saleh och M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics* (Wiley Series in Pure and Applied Optics), English. Hoboken, NJ: Wiley, 2019, vol. Third edition, ISBN: 978-1-119-50687-4.
- [9] E. Hecht, *Optics* (Pearson custom library), English, Fourth edition. Edinburgh Gate, Harlow, Essex: Pearson, 2014, ISBN: 978-1-292-03480-5.
- [10] D. D. Nolte, "François Arago and the Birth of Interferometry," *Opt. Photon. News*, årg. 34, nr 3, ss. 48–54, 2023-03. DOI: 10.1364/OPN.34.3.000048. URL: <https://www.optica-opn.org/abstract.cfm?URI=opn-34-3-48>.
- [11] M. W. Davidson. "Molecular Expressions: Science, Optics and You - Timeline - Thomas Young." (2015-11-13), URL: <https://micro.magnet.fsu.edu/optics/timeline/people/young.html> (hämtad 2024-05-07).

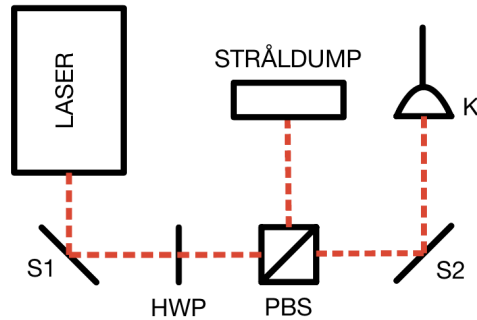
- [12] A. Alileche, "A New Interpretation of Thomas Young Refractive Index Law $n=c/v$," *Journal of Physics & Astronomy*, årg. 11, nr 3, ss. 1–3, 2023-03, Publisher: Trade Science Inc, ISSN: (Print) 2320-6756, (Online) 2320- 6764. DOI: 10.37532/2320-6756.2023.11(3).327. URL: <https://www.tsijournals.com/abstract/a-new-interpretation-of-thomas-young-refractive-index-law-ncv-16175.html> (hämtad 2024-05-07).
- [13] A. A. Michelson och E. W. Morley, "LVIII. On the relative motion of the earth and the luminiferous Æther: Philosophical Magazine Series 5," *Philosophical Magazine Series 5*, årg. 24, nr 151, ss. 449–463, 1887-12, ISSN: 19415982. DOI: 10.1080/14786448708628130.
- [14] A. A. Michelson och F. G. Pease, "Measurement of the Diameter of Alpha-Orionis by the Interferometer," *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, årg. 7, nr 5, ss. 143–146, 1921, ISSN: 00278424. URL: <http://www.jstor.org/stable/84150> (hämtad 2024-03-20).
- [15] R. H. Brown och R. Q. Twiss, "Correlation between photons in two coherent beams of light," *Nature*, årg. 177, nr 4497, ss. 27–29, 1956-01, Publisher: Nature Publishing Group, ISSN: 1476-4687. DOI: 10.1038/177027a0. URL: <https://www.nature.com/articles/177027a0> (hämtad 2024-03-20).
- [16] R. HANBURY BROWN och R. Q. TWISS, "A Test of a New Type of Stellar Interferometer on Sirius," *Nature*, årg. 178, nr 4541, ss. 1046–1048, 1956-11-01, ISSN: 1476-4687. DOI: 10.1038/1781046a0. URL: <https://doi.org/10.1038/1781046a0>.
- [17] Caltech. "LIGO - A Gravitational-Wave Observatory." (u.å.), URL: <https://www.ligo.caltech.edu/page/ligo-gw-interferometer> (hämtad 2024-05-07).
- [18] M. Fox, *Quantum Optics : An Introduction* (Oxford Master Series in Physics Ser.: v.15). Oxford University Press, Incorporated, 2006, ISBN: 978-0-19-152425-7.
- [19] D. R. Paschotta. "Frequency-stabilized Lasers." English. (u.å.), URL: https://www.rp-photonics.com/frequency_stabilized_lasers.html (hämtad 2024-05-05).
- [20] Coherent. "Mephisto - Ultra-Narrow Linewidth Single-Frequency CW Lasers." English. (u.å.), URL: <https://www.coherent.com/lasers/cw-solid-state/mephisto> (hämtad 2024-05-06).
- [21] B. Mellish. "Gaussianbeam." (2009-02-20), URL: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:GaussianBeamWaist.svg> (hämtad 2024-04-23).
- [22] J. C. Garrison och R. Y. Chiao, *Quantum optics* (Oxford graduate texts). Oxford, NY: Oxford University Press, 2008, ISBN: 978-0-19-850886-1.
- [23] D. R. Paschotta. "Beam splitters." English. (u.å.), URL: https://www.rp-photonics.com/beam_splitters.html (hämtad 2024-05-05).

-
- [24] Avantier. "How Polarizing Beam Splitter Works?" English. (2023-07), URL: <https://avantierinc.com/resources/application-note/how-polarizing-beam-splitter-works/> (hämtad 2024-05-07).
- [25] Thorlabs. "Mounted Multi-Order Wave Plates." English. (u.å.), URL: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=713 (hämtad 2024-05-05).
- [26] D. A. Neamen, *Semiconductor physics and devices : basic principles*, 4th ed., McGraw-Hill international edition. McGraw-Hill Higher Education, 2012, ISBN: 978-0-07-108902-9.
- [27] W. P. Bowen, *Quantum optomechanics*, G. J. Milburn, utg. CRC Press, 2016, ISBN: 978-0-429-15931-2.
- [28] G. Grynberg, A. Aspect och C. Fabre, *Introduction to Quantum Optics: From the Semi-classical Approach to Quantized Light*. Cambridge: Cambridge University Press, 2010, ISBN: 978-0-521-55112-0. DOI: 10.1017/CB09780511778261. URL: <https://www.cambridge.org/core/books/introduction-to-quantum-optics/F45DCE785DC8226D4156EC15CAD5FA9A> (hämtad 2024-05-08).
- [29] *Quantum Optics 2 - Two photons and more - École Polytechnique - Course Info*, English. URL: <https://www.coursera.org/learn/quantum-optics-two-photons> (hämtad 2024-05-07).
- [30] Femto-Easy. "BeamPro compact footprint Beam Profiler." English. (u.å.), URL: <https://www.femtoeasy.eu/beam-profiler/beampro-compact-footprint-beam-profiler/> (hämtad 2024-05-07).
- [31] S. Fedorov. "SAFedorov/pyspectrumdaq-rt." original-date: 2021-10-05T14:58:55Z. (2024-04), URL: <https://github.com/SAFedorov/pyspectrumdaq-rt> (hämtad 2024-05-04).
- [32] I. Galinskiy. "quantop-dungeon/pyspectrumdaq." original-date: 2021-09-29T11:19:27Z. (2024-04), URL: <https://github.com/quantop-dungeon/pyspectrumdaq> (hämtad 2024-05-04).
- [33] P. Gupta, R. W. Speirs, K. M. Jones och P. D. Lett, "Effect of imperfect homodyne visibility on multi-spatial-mode two-mode squeezing measurements," *Optics Express*, årg. 28, nr 1, s. 652, 2020-01, arXiv:2001.06031 [quant-ph], ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.379033. URL: <http://arxiv.org/abs/2001.06031> (hämtad 2024-05-04).
- [34] A. A. Freschi och J. Frejlich, "Adjustable phase control in stabilized interferometry," English, *Optics Letters*, årg. 20, nr 6, ss. 635–637, 1995-03, Publisher: Optica Publishing Group, ISSN: 1539-4794. DOI: 10.1364/OL.20.000635. URL: <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-20-6-635> (hämtad 2024-05-06).
- [35] Coherent, *Polarization Maintaining 980 nm Telecommunication Fibers*, NU0022, Tillgängligt: https://content.coherent.com/pdf/pm980_xp_spec_202011122127.pdf, Coherent, 2020-12. (hämtad 2024-05-07).

- [36] Fosco-Connect. "What Are APC (Angled Physical Contact) Fiber Connectors?" (u.å.), URL: <http://www.fiberoptics4sale.com/wordpress/what-are-apc-angled-physical-contact-fiber-connectors/> (hämtad 2024-05-06).
- [37] Thorlabs. "Polarization-maintaining single mode optical fiber." (u.å.), URL: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=3345 (hämtad 2024-05-06).
- [38] Thorlabs. "Optical shutters." (u.å.), URL: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=927 (hämtad 2024-05-06).
- [39] Thorlabs. "Fused silica broadband dielectric mirrors." (u.å.), URL: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=139 (hämtad 2024-05-06).
- [40] Thorlabs. "Zerodur® broadband dielectric mirrors." (u.å.), URL: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=9640 (hämtad 2024-05-06).
- [41] Thorlabs. "N-BK7 plano-convex lenses (AR coating: 1050 - 1700 nm)." (u.å.), URL: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=3281 (hämtad 2024-05-06).
- [42] Thorlabs. "Laser line plate beamsplitters, nd:YAG wavelengths." (u.å.), URL: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=11471 (hämtad 2024-05-06).
- [43] Thorlabs. "Broadband polarizing beamsplitter cubes." (u.å.), URL: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=739 (hämtad 2024-05-06).
- [44] Thorlabs. "Fixed focus collimation packages: FC/APC connectors." (u.å.), URL: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=1696 (hämtad 2024-05-06).

A Stråldumpning

För att minska intensiteten av ljuset ut, dumpas en del av intensiteten innan laserstrålen går ut i den optiska uppställningen för interferometern. Detta gör att risken för att skada sig av lasern minskar. En schematisk bild av uppställningen för stråldumpningen finns i Figur 12.



Figur 12: schematisk bild av hur intensiteten in till interferometern regleras. Röd streckad linje: fri strålgång. Svart linje: strålgång i fiber. LASER: laser. S1 och S2: speglar. HWP: halv vågsplatta. PBS: polariserande stråldelare. STRÅLDUMP: en stråldump som absorberar det ljus som når den. K: kollimator.

Laserstrålen kommer ut genom lasern varefter den riktas mot en halv vågsplatta (HWP) med hjälp av en spegel (S1). Laserstrålen går sedan till en polariserande stråldelare (PBS). Genom att vrida på halv vågsplattan kan intensiteten som går till respektive arm hos den polariserande stråldelaren regleras. Den ena av stråldelarens armar går till en stråldump (STRÅLDUMP) där ljuset absorberas. Den andra armen går till en spegel (S2) varefter laserstrålen tas in i en optisk fiber via en kollimator (K). Fibern går sedan till den optiska uppställningen för interferometern.

B Komponentval

I detta avsnitt kommer de valda komponenterna att presenteras tillsammans med motiveringar för de gjorda valen.

Laser - Mephisto 500

Lasern har ett lasermedium av en Nd:YAG-kristall med en våglängd på 1064 nm [20]. Denna våglängden valdes eftersom det finns många optiska komponenter som har optimerats för denna den. Den specifika modellen av laser valdes också eftersom den har lågt brus för både intensitet och fas. Lasern har en inbyggd brusätare som stabiliserar laserstrålens intensitet med hjälp av en feedback-krets. Brusätaren reducerar brus över 100 kHz upp till 40 dB. Detta medför ett högre signal-brus-förhållande (SNR) för de kommande mätningarna [20].

Fotodetektor - HBPR-100M-60K-IN-FS(T)

Fotodioderna av halvledarmaterialet InGaAs valdes då de har en responsivitet på ca. 0,7 A/W för fotoner med våglängden 1064 nm. Fotodioderna i detektorn är balanserade vilket gör att små signaler kan uppmätas [18], [22], vilket är viktigt för det här projektet.

Optisk fiber - PM 980XP [35]

Fibern som valdes har APC anslutning vilket innebär att dess ände är avskuren med en vinkel på 8° för att reflektioner ska absorberas av fibermanteln och inte propagera tillbaka mot källan [36]. Fibern är polarisationsbevarande av typen PANDA. Detta innebär att den har två stress-stavar som skapar mekanisk stress i vissa riktningar vilket gör att polariseringen behålls [37]. Den specifika fibern valdes över andra fibrer med samma egenskaper på grund av att den var billigare.

Optisk cirkulator - PMVCIR-3-1060-PM-L-15-FA (Garnet typ)

Den optiska cirkulatorn valdes då dess funktion var tillräcklig för projektet samtidigt som den var billigare än andra cirkulatorer med samma prestanda.

Slutare - SH05R/M

Slutaren valdes då öppningen bedömdes vara tillräckligt stor [38]. Alternativa slutare valdes bort då de var dyrare och bedömdes inte ge bättre funktionalitet.

Slutarkontroll - SC10

Slutarkontrollen valdes då den var kompatibel med den valda slutaren [38]. Alternativa slutarkontroller som även var kompatibla med den valda slutaren var mindre och dyrare än SC10. Då det för detta projekt inte var nödvändigt med en liten slutarkontroll valdes därför SC10 då den var billigare.

Spegel - BB1-E03-10

Spegeln valdes då den reflekterar över 99% av ljus med våglängd i intervallet 750 nm till 1100 nm [39]. Den valda spegeln är gjort av smält kiseldioxid. Ett alternativ spegel hade varit en spegel gjord av Zerodur® [40]. Dessa har lägre koefficient för

termisk expansion jämfört med smält kiseldioxid. En låg koefficient för termisk expansion är att föredra då termisk expansion kan ge upphov till felkällor och kan göra att uppställningen måste justeras oftare. Dessa speglar är dock dyrare och valdes därför inte för projektet.

1/4 vågplatta - WPMQ05M-1064

Vågplattan valdes då den är anpassad för våglängden 1064 nm [25]. Vågplattan är av multi-order typ. Detta betyder att den har en smal bandbredd. För detta projektet där bara en våglängd används behöver bandbredden inte vara stor. Eftersom multi-order vågplattan ansågs vara bra nog och den alternativa vågplattan av noll-order typ var dyrare valdes multi-order vågplattan.

1/2 vågplatta - WPMH05M-1064

Vågplattan valdes då den är anpassad för våglängden 1064 nm [25]. Vågplattan är av multi-order typ. Detta betyder att den har en smal bandbredd. För detta projektet där bara en våglängd används behöver bandbredden inte vara stor. Eftersom multi-order vågplattan ansågs vara bra nog och den alternativa vågplattan av noll-order typ var dyrare valdes multi-order vågplattan.

Lins - LA1951-C Linsen valdes då den kunde fokusera strålen så att stråldiametern blev mindre än diametern för fotodiodens aktiva yta. En annan lins med längre fokallängd hade kunnat väljas men då hade avståndet mellan lins och fotodiod behövts göras längre. Då storleken av interferometern inte ville göras för stor valdes dessa alternativ bort. Linsen valdes även då den var gjort för våglängder mellan 1050 nm och 1700 nm [41]. Storleken för linsen valdes till 1" då den på detta sätt passade i linsrör som kunde monteras på fotodetektorn. Linsens specifikationer är följande:

- brytningsindex $n_i \approx 1,5$ vid $\lambda = 1064$ nm
- tjocklek $d = 11,7$ mm
- kurvradie $\mathcal{R} = 13,1$ mm
- brännvidd $f = 25,3$ mm

50/50 stråldelare - BSW41-1064

Stråldelaren valdes då dess beläggning var utformad efter våglängden 1064 nm för ljuset [42]. De alternativa stråldelarna är inte utformade för just våglängden 1064 nm utan kan istället operera i ett större intervall. Detta bedömdes vara onödigt för interferometern där våglängden för lasern är bestämd till 1064 nm. Vid infallsvinkeln 45° är stråldelaren optimerad för att reflektera respektive transmitta 50% av det inkommande ljuset. En diameter på 1" bedömdes vara en bra storlek för att kunna justera och placera den på en bra plats i den optiska uppställningen.

Polariserande stråldelare - PBS253

Den polariserande stråldelaren valdes då den transmittar över 90 % av P-polariserat

ljus samtidigt som 90% av det S-polariserade ljuset reflekteras i spannet 900 nm till 1300 nm [43]. Längden för kubens sidor är 1” vilket gör att den är lättare att montera i det optiska systemet jämfört med en mindre kub. En avvägning gjordes dock om att en större kub med sidlängder på 2” inte behövdes. PBS253 valdes över en hög-effekt stråldelare då den var billigare och för att den bedömdes vara tillräcklig för den effekt som ska användas i systemet.

Kollimerande lins - F240APC-1064

De kollimerande linserna behövs för att få divergerande ljus som kommer från de optiska fibrerna till en parallell stråle. Den valda kollimatoren är designad för våglängden 1064 nm [44]. Att den valdes framför andra kollimatorer gjorda för våglängden 1064 nm beror på hur strålradien förändras då strålen propagerar efter kollimatoren. Denna vill hållas minimal för fokusering till fotodetektorn och så konstant som möjligt eftersom det ger större frihet till längdskillnader mellan armarna vid konstruktionen av interferometern. Genom (2), (3), och $W_0 = 0,88$ mm bör strålradien expandera från 0,88 mm till 0,96 mm under den första metern. Vilket är bättre än övriga valbara kollimatorer för 1064 nm som kunde beställas.

C Lasersäkerhet

I detta avsnitt följer en kort redogörelse för åtgärder kopplade till riskmitigeringen som gjordes vid arbetet för att en trygg och säker arbetsmiljö skulle upprätthållas under projektets gång.

Interferometern som konstruerades under projektet är baserad på en Nd:YAG-laser med våglängden $\lambda = 1064$ nm, vilket är karakteristiskt för nära infrarött ljus. Detta innebär en större risk för oavsiktlig exponering, då laserljuset inte är synligt för människor.

C.1 Riskbedömning

En stor riskfaktor under projektet i HQL var om laserns strålgång på något sätt skulle divergera från dess tänkta strålgång, exempelvis genom reflektion mot en oförutsedd blank yta. Detta hade i värsta fall kunnat resultera i allvarliga personskador. Eftersom hornhinnan och ögats lins är transparenta för våglängder i det synliga och nära infraröda spektrumet, kan energin från laserljuset fokuseras på näthinnan och orsaka permanenta skador.

C.2 Förebyggande åtgärder

För att minimera potentiella risker kopplade till oönskad strålgång avlägsnades personliga tillhörigheter med blanka ytor innan lasern sattes i bruk. Några exempel innefattade; klockor, ringar eller andra smycken. Verktyg med blanka ytor användes även på ett sådant sätt att risken för reflektion minimerades.

De som vistades på HQL använde även skyddsglasögon med en optisk dämpning i det område som omsluter strålkällans spektrum. Utöver detta var HQL utrustat med mörkläggningsgardiner som skyddar omgivningen om laserstrålen skulle divergerat.

För att ytterligare minimera risken för personskada attenueras intensiteten i interferometerns strålgångar. Detta gjordes genom stråldumpning.

INSTITUTIONEN FÖR MIKROTEKNOLOGI OCH NANOVETENSKAP
CHALMERS TEKNISKA HÖGSKOLA
Göteborg, Sverige
www.chalmers.se



CHALMERS
UNIVERSITY OF TECHNOLOGY