

Masterarbeit

Hochauflösende optische Wegmessung

Meinhard Auer

Institut für Elektrische Messtechnik und Messsignalverarbeitung
Technische Universität Graz
Vorstand: O. Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Georg Brasseur



Betreuer: Dipl.-Ing. Dr. techn. Markus Brandner

November 2011

Kurzfassung

Am Institut für Messtechnik und Messsignalverarbeitung wird derzeit ein Weißlichtinterferometer entwickelt, das zur hochauflösenden, berührungslosen Vermessung von Oberflächengeometrien eingesetzt wird. Die Oberflächengeometrie wird im Weißlichtinterferometer durch Verschiebung der Messprobe und Auswertung der dabei an einem Bildsensor auftretenden Helligkeitsschwankungen ermittelt. Die präzise Kenntnis der Probenposition bildet einen wichtigen Faktor für die erfolgreiche Rekonstruktion der Höheninformation mit dem Weißlichtinterferometer. Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Design, der Realisierung und der experimentellen Verifikation eines interferometrischen Wegmesssystems entsprechend den Anforderungen des existierenden Weißlichtinterferometers.

Im theoretischen Teil der Arbeit erfolgt die Analyse der Anforderungen an das interferometrische Wegmesssystem, die Evaluierung möglicher Verfahren und die Beschreibung der Funktion des gewählten Aufbaus eines Homodyn-Interferometers. Der Einfluss verschiedener Faktoren wie Umweltparameter, Signalverarbeitung und optomechanische Komponenten auf das Ergebnis der Messung wird ermittelt und die resultierende Messunsicherheit im Messunsicherheitsbudget zusammengefasst.

Der praktische Teil der Arbeit beschreibt die Justierung und Ausrichtung des Interferometers und diskutiert das Design verschiedener Hardware Komponenten sowie die Entwicklung der benötigten Softwaremodule. Anhand von Experimenten wird der Einfluss unterschiedlicher Faktoren untersucht und die Qualität der erhaltenen Messergebnisse des Homodyn-Interferometers unter Verwendung eines Referenzinterferometers ermittelt.

Den Abschluss der Arbeit bilden die Diskussion der Ergebnisse und die Präsentation verschiedener Vorschläge für mögliche Verbesserungen des hochauflösenden optischen Wegmesssystems.

Abstract

Currently, a white light interferometer is being developed at the Institute of Electrical Measurement and Measurement Signal Processing. This interferometer is used for high-resolution, non-contact measurements of surface geometries. The surface geometry is determined the evaluation of the brightness fluctuations acquired by the detector directly caused by the motion of the test sample. An important factor for the successful reconstruction of the surface geometry is the precise knowledge of the test sample's position. This work is concerned with the design, implementation and experimental validation of an interferometric displacement measurement system compatible to the requirements of the existing white light interferometer.

In the theoretical part of the thesis the requirements of the interferometric displacement measurement system are analyzed, possible solutions are evaluated, and the function of the developed homodyne interferometer is described. The impact of different factors such as environmental parameters, signal processing, and opto-mechanical components on the resultant measurement uncertainty are summarized in the uncertainty budget.

The practical part of the thesis describes the alignment and adjustment of the interferometer and discusses the design of the different hardware components as well as the development of the required software modules. By means of experiments, the influence of various factors is investigated and the quality of the measurement results obtained by the homodyne interferometer is determined using a reference interferometer.

The thesis closes with a discussion of the results and presents several suggestions for possible improvements of the high-resolution optical displacement measurement system.

Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre an Eides statt, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst, andere als die angegebenen Quellen/Hilfsmittel nicht benutzt und die den benutzten Quellen wörtlich und inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Ort

Datum

Unterschrift

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Problemstellung	1
1.2	Anforderungsanalyse	2
2	Grundlagen und Stand der Technik	5
2.1	Interferometrische Längenmesssysteme	5
2.1.1	Homodyn-Verfahren	11
2.1.2	Heterodyn-Verfahren	14
2.1.3	Einstrahl-Verfahren	16
2.1.4	Mehrstrahl-Verfahren	20
2.1.5	Diskussion der vorgestellten Verfahren	21
2.2	Messunsicherheitsanalyse	22
2.3	Zusammenfassung	25
3	Entwurf und Aufbau	27
3.1	Prinzip des ILM	27
3.2	Optische Komponenten	29
3.2.1	Strahlungsquelle	29
3.2.2	Strahlteiler	31
3.2.3	Referenz- und Messspiegel	31
3.2.4	Verzögerungsplatten	32
3.2.5	Polarisatoren	33
3.3	Montagevorrichtungen	33
3.3.1	Klebevorrichtung-Verzögerungsplatten	34
3.3.2	Klebevorrichtung-Polarisatoren	35
3.4	Optomechanischer Aufbau	37
3.5	Datenerfassung	38
3.5.1	Detektoren	39
3.5.2	I/U-Wandler	39
3.5.3	A/D-Wandler	39

3.6	Signalauswertung	40
3.6.1	LabVIEW	40
3.6.2	Matlabcode	40
4	Messunsicherheitsanalyse	45
4.1	Ursache-Wirkungs-Diagramm	45
4.2	Einflussgrößen	46
4.2.1	Einflussgrößen durch den Aufbau des ILM	47
4.2.2	Einflussgrößen durch die Signalauswertung	55
4.2.3	Einflussgrößen durch den externen Aufbau	60
4.3	MU-Budget	64
5	Experimente	67
5.1	Experimentelle Untersuchung des ILM	67
5.1.1	Phasenverschiebung der Detektorsignale	68
5.1.2	Vibrationen	69
5.1.3	Signalqualität	70
5.1.4	Druckänderung	71
5.1.5	Temperaturänderung	72
5.1.6	Vergleich der von ILM und Referenzinterferometer ermittelten Mess- strecken	74
5.1.7	Verkipfung	75
5.2	Verbesserungsmöglichkeiten	78
6	Zusammenfassung	81
	Anhang	83
	Literaturverzeichnis	87

1 Einleitung

Der Trend der zunehmenden Miniaturisierung von Bauteilen stellt die Industrie vor neue Herausforderungen in den unterschiedlichsten Forschungsbereichen. Es werden ständig neue Anforderungen an Auflösung, Messbereich und Messunsicherheit gestellt. In der Wegmessung werden dabei die unterschiedlichsten Verfahren (kapazitiv, induktiv, optisch) angewandt (vgl. Mikro-Epsilon [30]) und erforscht (vgl. Schmidt [39] oder Moon *et al.* [27]). Für die berührungslose und rückwirkungsfreie Wegmessung von großen Messstrecken eignen sich besonders optische Verfahren wie Triangulation (vgl. Hoffmann [20]) oder Interferometrie (vgl. JENAer [22]). Der Hauptvorteil der Interferometrie gegenüber anderen Messverfahren ist die Möglichkeit der Wegmessung mit Auflösungen im Sub-Nanometerbereich über Messbereiche von mehreren Metern (vgl. Jäger [23] und Renishaw [38]). Derart hohe Auflösungen sind möglich, da die Interferometrie mit der Überlagerung von optischer Strahlung arbeitet und die Wellenlänge λ der Strahlung die Referenz für die Wegmessung bildet.

1.1 Problemstellung

Zur hochauflösenden, berührungslosen Vermessung der Oberflächengeometrie einer Messprobe wird am Institut für Messtechnik und Messsignalverarbeitung (EMT) ein Weißlichtinterferometer (WLI) entwickelt. Abbildung 1.1a zeigt den Aufbau eines WLI. Das WLI besteht aus Strahlungsquelle, Strahlteiler, Referenzspiegel, Messprobe und Bildsensor. Bei der im WLI verwendeten Strahlungsquelle handelt es sich um eine Weißlichtquelle mit breitbandigem Licht. Eine Weißlichtquelle erzeugt Lichtstrahlen mit kurzer Kohärenzlänge. Die Kohärenz einer Strahlungsquelle zeichnet sich durch den definierten Zusammenhang der Schwingungen der elektrischen und magnetischen Feldstärke an beliebigen Raumpunkten aus. Die Kohärenzlänge definiert den maximalen Abstand der Punkte, an denen noch Kohärenz besteht (vgl. Hecht [18] und Meschede [29]). Der von der Weißlichtquelle emittierte Weißlichtstrahl wird mit Hilfe des Strahlteilers in zwei Lichtstrahlen geteilt. Der Messstrahl z_0 durchdringt den Strahlteiler, wird an der

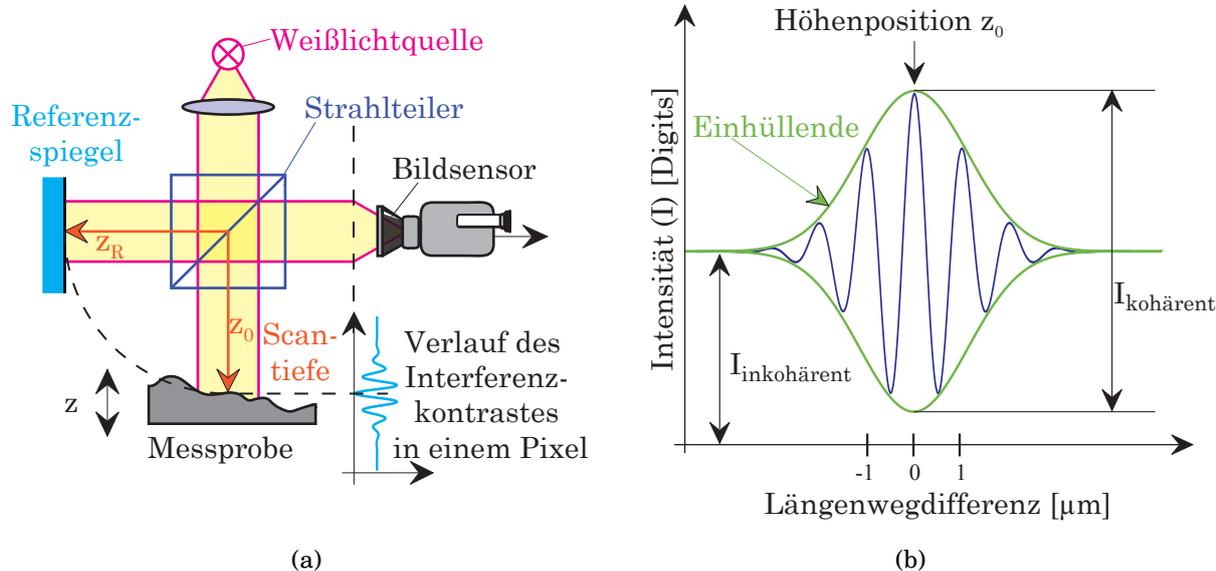


Abbildung 1.1: Weißlichtinterferometer zur Bestimmung der Oberflächengeometrie einer Messprobe. (Abbildung aus [40]) (a) schematischer Aufbau (b) Modulation der Intensität (Interferogramm)

Messprobe reflektiert und über den Strahlteiler 90° in Richtung des Bildsensors reflektiert. Der Referenzstrahl z_R wird am Strahlteiler in einem Winkel von 90° reflektiert, anschließend über den Referenzspiegel in Richtung des Bildsensors reflektiert. Am Bildsensor werden Mess- und Referenzstrahl wieder vereinigt. Wird bei Probenverschiebung entlang der Richtung z in diskreten Abständen vom Bildsensor ein Bild aufgezeichnet, so entsteht an Punkten, an denen die Weglängendifferenz zwischen z_0 und z_R kleiner der Kohärenzlänge ist, eine Modulation der Intensität nach Abbildung 1.1b. Durch Lokalisierung der Modulation wird jedem Kamerapixel die entsprechende Höheninformation z_0 zugeordnet. Die Kenntnis der Probenverschiebung z bildet eine Voraussetzung für die vollständige Ermittlung der Oberflächengeometrie durch das WLI. Mit dem zu entwickelnden interferometrischen Längenmesssystem (ILM) ist die Probenverschiebung z zu ermitteln.

1.2 Anforderungsanalyse

Abbildung 1.2 zeigt den Aufbau des am EMT entwickelten WLI. Auf der Grundplatte sind die Adapterplatte mit den optischen Komponenten und ein Translater zur vertikalen Probenverschiebung z montiert. Die Position der Adapterplatte ist in Richtung z

veränderbar. Die Feineinstellung des Brennpunkts zur Abbildung des Interferogramms am Bildsensor erfolgt mit Hilfe der Verstell-schrauben durch Vertikal-Verschiebung und Verkippung der Messprobe. Das Weißlicht wird über den Strahlteiler 1 eingekoppelt.

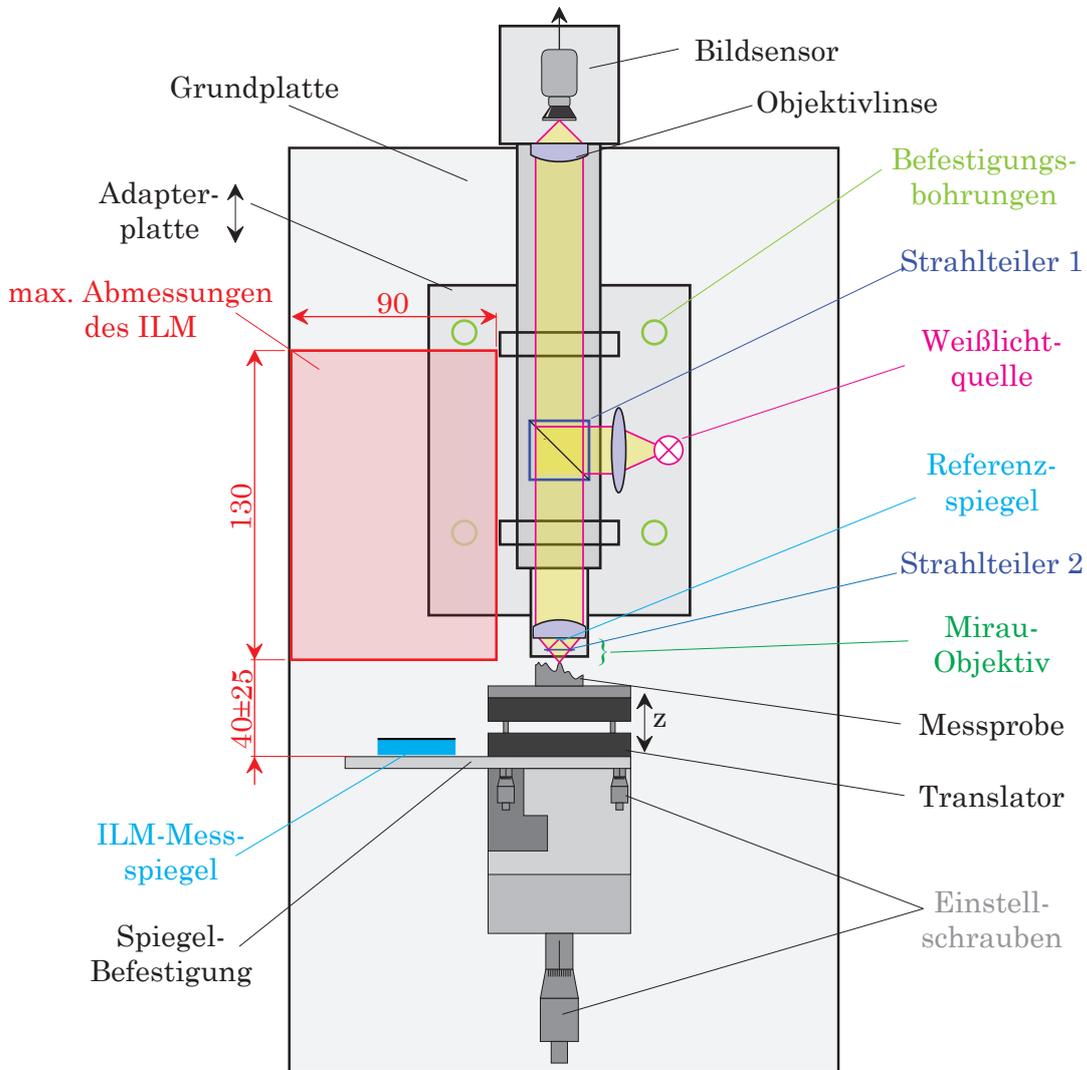


Abbildung 1.2: Komponenten des WLI sowie maximal mögliche Abmessungen des ILM.

Zur Strahlteilung von Mess- und Referenzstrahl wird im Unterschied zum schematischen Aufbau in Abbildung 1.1 ein Mirau-Objektiv, bestehend aus Strahlteiler 2 und Referenzspiegel, verbaut. Die in Abschnitt 1.1 beschriebene Funktionsweise des WLI ändert sich durch das Mirau-Objektiv nicht, der geänderte Strahlverlauf und die gekapselte Bauform des Mirau-Objektivs erhöhen allerdings die Robustheit der Messung durch Minimierung der äußeren Einflüsse. Das Mirau-Objektiv, die im WLI eingesetzten Komponenten und die Auswertesoftware werden in der Diplomarbeit von Dums [10] beschrieben.

Folgende Anforderungen werden an das zu entwickelnde ILM gestellt:

- Durch den Aufbau des WLI (siehe Abbildung 1.2) betragen die maximalen Abmessungen für das ILM: $L \times B \times H = 130 \text{ mm} \times 90 \text{ mm} \times 80 \text{ mm}$. Die Adapterplatte wird an das zu entwickelnde ILM angepasst.
- Die Messprobe wird im aktuellen Aufbau beim WLI mit Hilfe eines Translators entlang der Richtung z verschoben. Während der Messung erfolgt eine maximale Verschiebung z der Messprobe von 20 mm. Der Abstand zum Messspiegel kann durch Positionsänderung der Adapterplatte um $\pm 25 \text{ mm}$ verändert werden.
- Die Messungen mit dem WLI werden unter Laborbedingungen (20°C) durchgeführt. Durch Verkleidung ist die Reduzierung von Umgebungslichteinflüssen auf die Messung möglich.
- Die zur Oberflächenvermessung geforderte räumliche Auflösung beträgt 1 nm.
- Mit der aktuellen Software wird die Messprobe mit einer Geschwindigkeit von $0.002 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ verschoben. Die gegebene Hardware ermöglicht eine maximale Verschiebungsgeschwindigkeit von $100 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$. Die Verschiebungsgeschwindigkeit ergibt die vom ILM geforderte zeitliche Auflösung (geforderte Messrate).
- Messungen im Nanometerbereich haben wenig Aussagekraft, falls dabei eine unbekannt Messunsicherheit (MU) entsteht. Daher ist die Ermittlung von Einflussfaktoren auf die Messung und die Bestimmung der MU des ILM notwendig.

2 Grundlagen und Stand der Technik

Das folgende Kapitel erklärt die Grundlagen zum Verständnis des ILM und beschreibt die grundsätzliche Funktion von Interferometern anhand des Aufbaus eines Michelsoninterferometers (MI). Nach der Vorstellung möglicher Verfahren zur ILM werden die Vor- und Nachteile dieser Verfahren diskutiert. Abschließend wird der aktuelle Stand der Technik bei der MU-Analyse geschildert.

2.1 Interferometrische Längenmesssysteme

Das Prinzip der ILM wird im Folgenden anhand des in Abbildung 2.1 gezeigten MI erklärt. Die Grundvoraussetzung für die ILM bildet eine optische Strahlungsquelle, deren Strahlung in mindestens zwei Teilstrahlen geteilt und anschließend überlagert, d. h. zur Interferenz gebracht wird. Nach dem Wellenmodell kann optische Strahlung durch eine ebene harmonische elektromagnetische Welle beschrieben werden. Da die elektrische und die orthogonal dazu stehende magnetische Feldstärke proportional zueinander sind, erfolgt die Beschreibung einer elektromagnetischen Welle in Richtung z lediglich durch Angabe der elektrischen Feldstärke. Gleichung 2.1 beschreibt die elektrische Feldstärke E mit der Amplitude E_0 , der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$, der Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ und dem Phasenwinkel φ_0 in der angenommenen Ausbreitungsrichtung z (vgl. Donges und Noll [9]).

$$E(z, t) = E_0 \cos(\omega t - kz - \varphi_0) \quad (2.1)$$

Zur einfacheren Analyse erfolgt die weitere Darstellung in komplexer Schreibweise:

$$\underline{E}(z, t) = E_0 e^{j(\omega t - kz - \varphi_0)} \quad (2.2)$$

Die Kreisfrequenz ω und die Wellenzahl k der elektromagnetischen Welle sind über die Vakuumlichtgeschwindigkeit $c_0 = 299\,792\,458 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ und den Brechungsindex des Ausbrei-

tungsmediums n gemäß Gleichung 2.3 miteinander verknüpft.

$$\frac{\omega}{k} = \frac{c_0}{n} \quad (2.3)$$

Die Beschreibung der Überlagerung der Teilstrahlen erfolgt nach dem Superpositionsprinzip durch Addition der Teilfeldstärken E_i gemäß Gleichung 2.4. Eine physikalisch anschauliche Bedeutung besitzt nur der Realteil von $\underline{E}(z, t)$ (vgl. Donges und Noll [9]).

$$\underline{E}(z, t) = \sum_{i=1}^n \underline{E}_i(z, t) \quad (2.4)$$

Aufgrund der hohen Frequenz der elektrischen Feldstärke (im Bereich 10^{14} Hz) wird vom menschlichen Auge der zeitliche Mittelwert der Leistung der elektromagnetischen Welle pro Flächeneinheit, die sogenannte Intensität I , wahrgenommen. Diese ist bis auf den konstanten Faktor dem Quadrat der Amplitude der elektrischen Feldstärke E_0 proportional und wird nach Gleichung 2.5 ermittelt. \underline{E}^* stellt in Gleichung 2.5 die konjugiert komplexe Größe von \underline{E} dar.

$$I \sim \underline{E} \underline{E}^* \quad (2.5)$$

Abbildung 2.1 zeigt den schematischen Aufbau eines MI, bestehend aus Strahlungsquelle, Strahlteiler, Spiegel und Beobachtungsschirm. Der Strahl wird über einen Strahlteiler in zwei Teilstrahlen, einen Mess- und einen Referenzstrahl, geteilt und vom Referenz- und Messspiegel reflektiert. Anschließend werden Mess- und Referenzstrahl am Strahlteiler (z. B. halbdurchlässiger Spiegel) wieder überlagert und auf dem Beobachtungsschirm erfasst. Durch die Überlagerung von Mess- und Referenzstrahl entsteht am Beobachtungsschirm ein Interferenzmuster. Für die Erklärung der Entstehung eines Interferenzmusters bildet die Kohärenz der verwendeten optischen Strahlung die Grundvoraussetzung. Die Kohärenzlänge wird bestimmt durch den maximalen Abstand der Punkte, an denen noch eine definierte Phasenbeziehung (Kohärenz) zwischen den Schwingungen der elektromagnetischen Feldstärke des Strahls besteht. Betrachtet man zwei kohärente Teilstrahlen, die im Verhältnis 50:50 geteilt werden und über unterschiedlich lange optische Wege geführt werden, so entsteht aufgrund der optischen Weglängendifferenz zwischen Mess- und Referenzstrahl eine Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ der elektrischen Feldstärke des Messstrahls \underline{E}_M gegenüber dem Referenzstrahl \underline{E}_{Ref} . Nach dem Superpositionsprinzip aus Gleichung 2.4 ergibt sich bei Überlagerung der zwei Teilstrahlen die

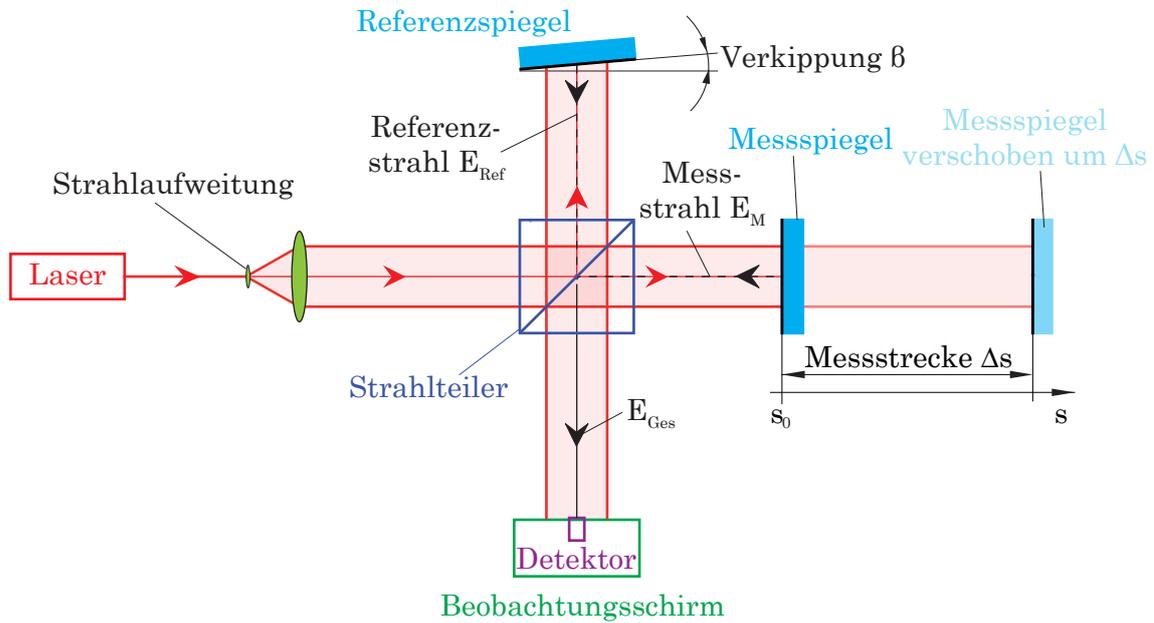


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau eines Michelsoninterferometers mit den benötigten Komponenten zur Ermittlung der Verschiebung des Messspiegels entlang der Messstrecke Δs .

Gesamtfeldstärke \underline{E}_{Ges} :

$$\underline{E}_{Ges} = \underline{E}_M + \underline{E}_{Ref} = \frac{E_0}{2} e^{j(\omega t - kz - \varphi_0 + \Delta\Phi)} + \frac{E_0}{2} e^{j(\omega t - kz - \varphi_0)} \quad (2.6)$$

Für die Überlagerung von zwei Teilstrahlen mit den Intensitäten I_1 und I_2 gilt für kohärente optische Strahlung das Interferenzgesetz aus Gleichung 2.7:

$$I_{Ges} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos(\Delta\Phi) \quad (2.7)$$

Damit ergibt sich am Beobachtungsschirm die Gesamtintensität I_{Ges} in Gleichung 2.5:

$$I_{Ges} \sim \left(\frac{E_0}{2}\right)^2 + \left(\frac{E_0}{2}\right)^2 + 2\frac{E_0}{2}\frac{E_0}{2} \cos \Delta\Phi \sim 1 + \cos(\Delta\Phi) \quad (2.8)$$

Betrachtet man die von der Strahlungsquelle ausgesandte optische Strahlung als ebene Welle, ergibt sich am feststehenden Beobachtungsschirm konstante Helligkeit. Die Intensität am Beobachtungsschirm ändert sich mit der Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ der Teilstrahlen nach Gleichung 2.5. Beträgt die Phasenverschiebung $\Delta\Phi = 0$, kommt es am Beobachtungsschirm zu einer Intensitätserhöhung (konstruktive Interferenz der

Teilstrahlen), im Gegensatz dazu entsteht am Beobachtungsschirm im Fall $\Delta\Phi = \pi$ eine Intensitätsschwächung (destruktive Interferenz der Teilstrahlen).

Die Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ kann durch Gleichung 2.9 ausgedrückt werden, wobei Δz die Differenzlänge zwischen den Strecken Messspiegel zum Strahlteiler gegenüber Referenzspiegel zum Strahlteiler darstellt:

$$\Delta\Phi = k \cdot 2\Delta z = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2\Delta z \quad (2.9)$$

Aus den vorangegangenen Überlegungen ist ersichtlich, dass es zu einer zusätzlichen Phasenverschiebung $\Delta\Phi_s = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot 2\Delta s$ kommt, falls der Messspiegel entlang der Messstrecke um Δs verschoben wird. Diese zusätzliche Phasenverschiebung $\Delta\Phi_s$ führt zur Veränderung der Intensität am Beobachtungsschirm:

$$I_1 \sim 1 + \cos(\Delta\Phi + \Delta\Phi_s) = 1 + \cos\left(\Delta\Phi + \frac{4\pi \cdot \Delta s}{\lambda}\right) \quad (2.10)$$

Mit Hilfe eines Detektors kann an einem Punkt des Beobachtungsschirms die sich ändernde Intensität detektiert werden. Die Verschiebung des Messspiegels um $\frac{\lambda}{2}$ verursacht eine Änderung der Intensität am Detektor. Durch Abzählen der Hell-Dunkel-Übergänge N kann gemäß Gleichung 2.11 die Messstrecke Δs mit einer Auflösung von $\frac{\lambda}{2}$ ermittelt werden.

$$\Delta s = \frac{\lambda}{2} \cdot N \quad (2.11)$$

Bei der beschriebenen Messung handelt es sich um eine Relativmessung, d. h. der Detektor muss den Intensitätsverlauf während der Verschiebung des Messspiegels entlang der Messstrecke Δs lückenlos detektieren. Die Kohärenzlänge bestimmt die maximale Wegdifferenz der optischen Wege zwischen Mess- und Referenzstrahl, an der noch ein Interferenzmuster beobachtbar ist. Bis zur Entdeckung des Lasers waren mit thermischen Strahlungsquellen nur Kohärenzlängen von weniger als 1 mm möglich. Mit der Entwicklung von stabilisierten Lasern werden Kohärenzlängen von mehreren Kilometern erreicht (vgl. Eichler und Eichler [15]). Aus diesem Grund werden in der gegenwärtigen ILM stabilisierte Laserquellen zur hochauflösenden optischen Wegmessung (HOWM) eingesetzt.

In realen Aufbauten kann die optische Strahlung nicht als ebene Welle angesehen werden, die Intensität ist aufgrund beugungsbedingter Strahlaufweitung (Divergenz) nicht über den gesamten Beobachtungsschirm konstant (vgl. Demtröder [8]). Des Weiteren ist die perfekte Ausrichtung von Mess- und Referenzspiegel schwer zu erreichen. Mess- und Referenzspiegel sind meist um einen Winkel β verkippt, wodurch sich am Beobachtungsschirm je nach Spiegelverkipfung ein Streifenmuster bildet. Abbildung 2.2 zeigt ein

mögliches Interferenzmuster am Beobachtungsschirm mit darin positioniertem Detektor zum Zählen der Hell-Dunkel-Übergänge N . Die Form und die Richtung des Streifenmusters ändert sich in Abhängigkeit der Spiegelverkipfung. Eine ausführliche Beschreibung über mögliche Streifenmuster ist in Maier [28] zu finden.

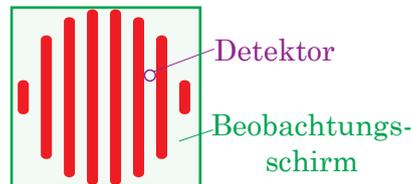


Abbildung 2.2: Interferenzmuster bei Spiegelverkipfung mit ideal positioniertem Detektor zum Zählen der Hell-Dunkel-Übergänge (Abbildung aus [9]).

In den bisherigen Betrachtungen ist die Verschiebungsrichtung des Messspiegels entlang der Messstrecke nicht bestimmbar, da sich das Detektorsignal in beide Richtungen gleichartig ändert. Zur Ermittlung der Verschiebungsrichtung werden polarisierte optische Strahlung und optische Komponenten zur Manipulation der polarisierten optischen Strahlung eingesetzt. Je nach Anzahl der Laserfrequenzen, die zur Erkennung der Verschiebungsrichtung eingesetzt werden, wird zwischen Homodyn-Verfahren und Heterodyn-Verfahren unterschieden. Bevor diese Verfahren vorgestellt werden, erfolgt eine Einführung über die Möglichkeit zur Beschreibung polarisierter optischer Strahlung und die Erläuterung der Eigenschaften der benötigten optischen Komponenten.

Beschreibung von polarisierter optischer Strahlung

Eine linear polarisierte elektromagnetische Welle ändert die Orientierung des elektrischen Feldes entlang der Ausbreitungsrichtung z nicht. Sie kann durch Superposition von zwei orthogonalen ebenen Wellen nach Gleichung 2.12 beschrieben werden.

$$\underline{\mathbf{E}}(z, t) = \begin{pmatrix} E_{0x} e^{j(\varphi_x)} \\ E_{0y} e^{j(\varphi_y)} \end{pmatrix} e^{j(\omega t - kz)} \quad (2.12)$$

Für eine vertikal-polarisierte (VP) Welle gilt $E_{0x} = 0$ und $\varphi_x = \varphi_y$. Hingegen gilt für eine horizontal-polarisierte (HP) Welle $E_{0y} = 0$ und $\varphi_x = \varphi_y$. Der Winkel ϑ der Polarisation wird mit $\vartheta = \arctan\left(\frac{E_{0y}}{E_{0x}}\right)$ ermittelt. Eine zirkular-polarisierte (ZP) Welle kann als LP Welle mit horizontal und vertikal schwingenden Komponenten verstanden werden, die um $\frac{\pi}{2}$ phasenverschoben sind und für die gilt: $E_{0x} = E_{0y}$. Bei einer Phasenverschiebung $\Delta\varphi = \varphi_y - \varphi_x = \frac{\pi}{2}$ zwischen den beiden orthogonalen ebenen Wellen ergibt sich eine rechts-zirkular-polarisierte (RZP) Welle. Eine links-zirkular-polarisierte (LZP) Welle entsteht bei einer Phasenverschiebung von $\Delta\varphi = \varphi_y - \varphi_x = -\frac{\pi}{2}$. Die Überlagerung einer

LZP Welle und einer RZP Welle ergibt eine linear-polarisierte (LP) Welle. Falls $E_{0x} \neq E_{0y}$ und die Phasenverschiebung $0 < \Delta\varphi < \frac{\pi}{2}$ sind, ergibt sich eine elliptisch-polarisierte Welle. Die Beschreibung von polarisierter optischer Strahlung erfolgt über die Jones-Vektoren $\underline{\mathbf{J}}$. Diese ergeben sich durch Normierung der komplexen Amplitude mit $E_0 = \sqrt{E_{0x}^2 + E_{0y}^2}$ gemäß Gleichung 2.13.

$$\underline{\mathbf{J}} = \begin{pmatrix} \underline{J}_x \\ \underline{J}_y \end{pmatrix} = \frac{1}{E_0} \begin{pmatrix} E_{0x} e^{j(\varphi_x)} \\ E_{0y} e^{j(\varphi_y)} \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Optische Komponenten zur Manipulation werden durch komponentenspezifische Jones-Matrizen dargestellt (vgl. Hecht [18]). Durch Multiplikation der in Jones-Vektoren dargestellten Eingangspolarisation mit den Jones-Matrizen ergibt sich die Ausgangspolarisation nach der polarisationsändernden Komponente (vgl. Hecht [18]).

Eigenschaften optischer Komponenten

Die zur HOWM benötigten optischen Komponenten (Polarisatoren, polarisierende Strahlteiler, $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten und Retroreflektoren) weisen die folgenden Eigenschaften auf.

- **Polarisator:** Polarisation optischer Strahlung wird mit Hilfe eines Polarisators erreicht, der nur polarisierte Strahlung entlang der Polarisationsrichtung des Polarisators durchlässt. Bei orthogonal aufeinander stehenden LP Teilstrahlen kann Interferenz nur beobachtet werden, falls die Teilstrahlen über einen Polarisator geführt werden (vgl. Abbildung 2.3a).
- **Polarisierender Strahlteiler:** Abbildung 2.3b zeigt die Polarisationsrichtungen eines polarisierenden Strahlteilers. Er teilt die optische Strahlung am Eingang in einen HP und einen VP Teilstrahl. Der Punkt am Strahlteiler markiert die bevorzugten Seiten für den Eingangsstrahl. Erfolgt der Strahleintritt von der nicht markierten Seite, entsteht laut Auskunft der Firma Edmund Optics eine ca. 0,01% höhere Reflektion der optischen Strahlung im Vergleich zur markierten Seite.
- **$\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte:** Mit Hilfe einer $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte wird die optische Strahlung in Richtung der langsamen Achse der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte um $\frac{\lambda}{4}$ gegenüber der schnellen Achse verzögert. Eine $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte wandelt LP optische Strahlung in LZP oder RZP um, falls die schnelle Achse der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte 45° gegenüber der Eingangspolarisation verdreht ist (siehe Abbildung 2.4a). Ebenso entsteht durch eine $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte aus ZP optischer Strahlung LP.

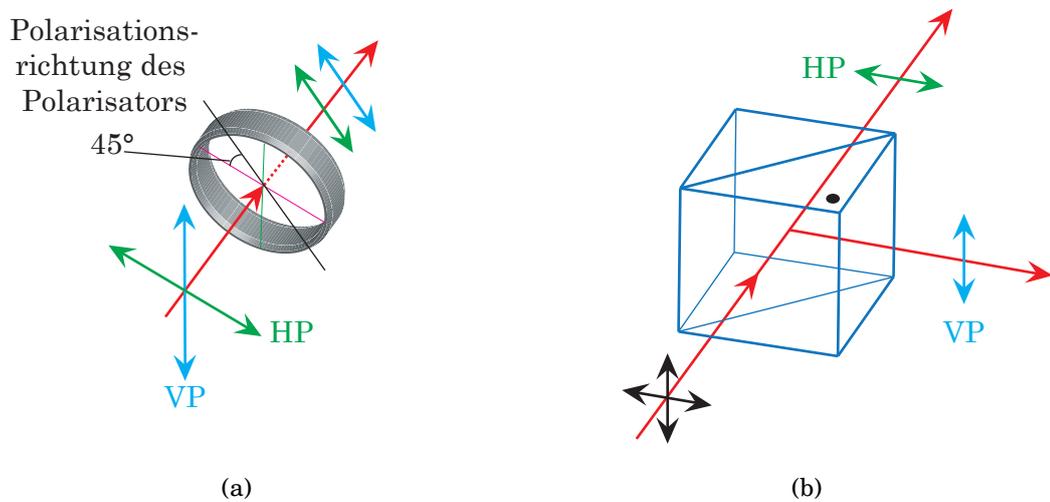


Abbildung 2.3: Polarisationsändernde optische Komponenten mit Polarisationsrichtungen. (a) Polarisator (b) polarisierender Strahlteiler

- Retroreflektor: Abbildung 2.4b zeigt den Strahlverlauf in einem Retroreflektor. Im Unterschied zu Planspiegeln wird bei Retroreflektoren der Ausgangsstrahl unabhängig von der Verkippung parallel zum Eingangsstrahl mit einem Offset reflektiert. Bei einer seitlichen Verschiebung des Retroreflektors kommt es allerdings zu einem zusätzlichen Offset zwischen Ein- und Ausgangsstrahl.

2.1.1 Homodyn-Verfahren

In einem Homodyn-MI wird LP optische Strahlung benötigt. Mit Hilfe von Polarisatoren und Verzögerungsplatten werden zwei um 90° zeitlich gegeneinander verschobene Detektorsignale erzeugt. Durch Auswertung der Phaseninformation aus diesen Detektorsignalen können die Richtung und der Betrag der Verschiebung ermittelt werden. Abbildung 2.5 zeigt den schematischen Aufbau eines Homodyn-MI. Der Aufbau entspricht prinzipiell dem im Kapitel 2 vorgestellten MI. Zusätzlich werden jedoch ein polarisierender Strahlteiler und eine $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte benötigt. Die als Mess- und Referenzspiegel eingesetzten Planspiegel werden gegenüber dem MI durch einen Retroreflektor ersetzt.

Als Strahlungsquelle wird ein Laser mit LP optischer Strahlung im Winkel von 45° und der Wellenlänge λ genutzt. Der Laserstrahl wird durch den Strahlteiler 1 in einen Mess- und einen Referenzstrahl geteilt, anschließend werden Mess- und Referenzstrahl über unterschiedliche Wege geführt und am Referenz- oder Messspiegel reflektiert. Die

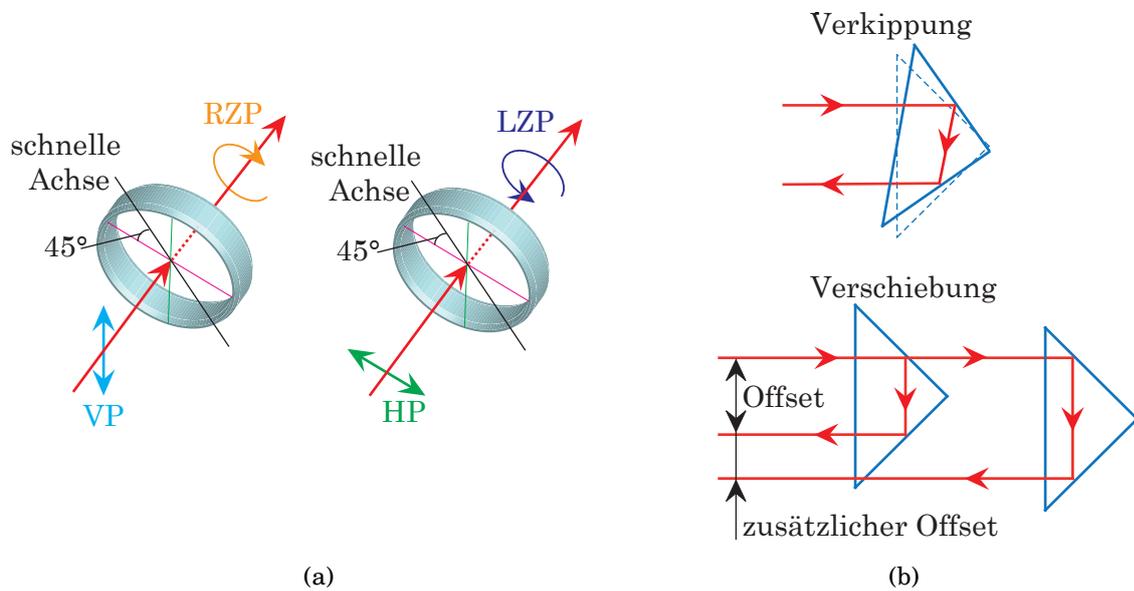


Abbildung 2.4: (a) Änderung der Polarisationsrichtung von LP Strahlung in LZP oder RZP optische Strahlung mit einer $\frac{1}{4}$ -Verzögerungsplatte (b) Strahlverlauf in einem Retroreflektor bei Verkipfung oder Verschiebung des Retroreflektors

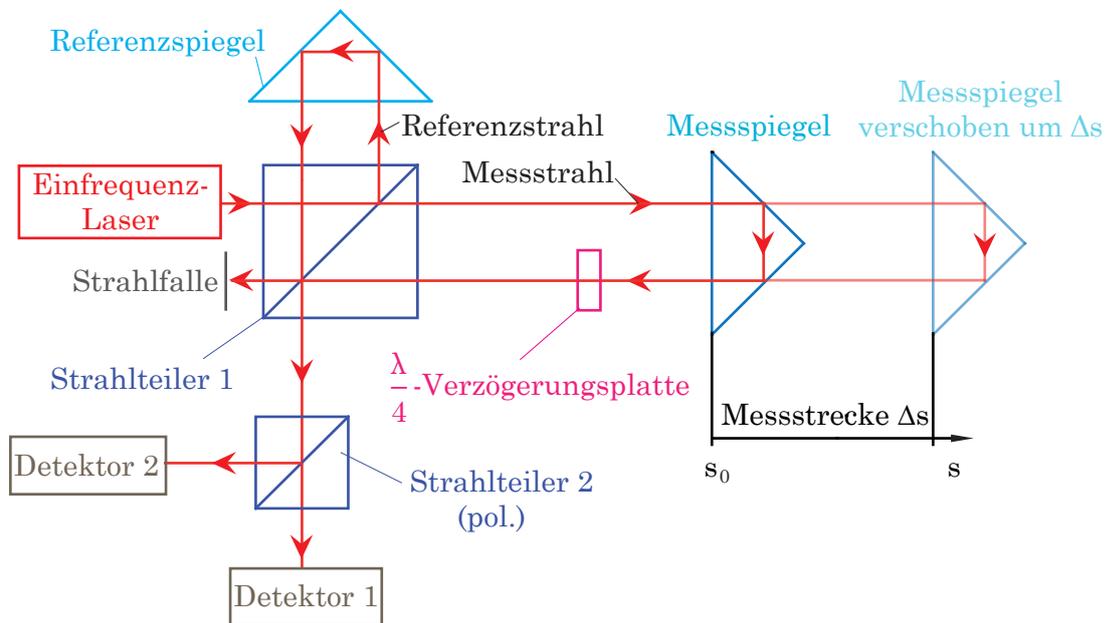


Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau eines Homodyn-Michelsoninterferometers zur Ermittlung der Richtung und des Betrags der Messspiegelverschiebung.

reflektierten Strahlen werden über Strahlteiler 1 neuerlich in zwei Teilstrahlen in Richtung Strahlfalle und Strahlteiler 2 geteilt. Bei Strahlteiler 2 handelt es sich um einen polarisierenden Strahlteiler, der in Abhängigkeit von der Polarisation die VP oder HP Komponente der optischen Strahlung zum jeweiligen Detektor durchlässt. Falls die $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte nicht berücksichtigt wird, ergibt sich ein um 180° zeitlich verschobenes Intensitäts-Signal am Detektor 1 gegenüber Detektor 2. Der Pfad mit dem Messspiegel beinhaltet jedoch die $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte, welche die LP optische Strahlung in ZP umwandelt. Im Pfad mit dem Messspiegel ergibt sich dadurch eine um $\frac{\pi}{2}$ phasenverschobene optische Strahlung. Bezeichnet man die Phasenverschiebung der beiden Strahlen am Detektor 1 mit $\Delta\Phi$, so ergibt sich an Detektor 2 eine Phasenverschiebung von $\Delta\Phi + \frac{\pi}{2} + \pi$. Die jeweiligen Teilfeldstärken ergeben nach Gleichung 2.14 die Gesamtfeldstärke an Detektor 1 und Detektor 2.

$$\begin{aligned}\underline{E}_1 &= \underline{E}_M + \underline{E}_{Ref} \sim E_0 e^{j(\omega t + \Delta\Phi)} + E_0 e^{j\omega t} \\ \underline{E}_2 &= \underline{E}_M + \underline{E}_{Ref} \sim E_0 e^{j(\omega t + \Delta\Phi \pm \frac{\pi}{2})} + E_0 e^{j\omega t}\end{aligned}\quad (2.14)$$

Gleichung 2.5 führt zu den jeweiligen Intensitäten an Detektor 1 und Detektor 2.

$$\begin{aligned}I_1 &\sim 1 + \cos(\Delta\Phi) \\ I_2 &\sim 1 + \sin(\Delta\Phi)\end{aligned}\quad (2.15)$$

Wird der Messspiegel um Δs verschoben, so addiert sich zur Phase $\Delta\Phi$ sowohl an Detektor 1 als auch an Detektor 2 die zusätzliche Phasenverschiebung gemäß Gleichung 2.10 und führt zur Änderung der Intensitäts-Signale an den Detektoren:

$$\begin{aligned}I_1 &\sim 1 + \cos\left(\Delta\Phi + \frac{4\pi \cdot \Delta s}{\lambda}\right) \\ I_2 &\sim 1 + \sin\left(\Delta\Phi + \frac{4\pi \cdot \Delta s}{\lambda}\right)\end{aligned}\quad (2.16)$$

Betrachtet man die Detektorsignale in XY-Darstellung, so ergibt sich bei Verschiebung des Messspiegels in Richtung s ein kreisförmiger Verlauf gemäß Abbildung 2.6. Bei einer Verschiebung des Messspiegels um $\frac{\lambda}{2}$ erfolgt eine vollständige Umdrehung. Durch kontinuierliche Detektion der Winkeländerung $\Delta\gamma$ resultiert daraus Richtung und Betrag der Messsstrecke Δs nach Gleichung 2.17.

$$\Delta s = \frac{\Delta\gamma \cdot \lambda}{4\pi}\quad (2.17)$$

Mittels geeigneter Signalverarbeitung ist eine räumliche Auflösung der Messsstrecke Δs im Sub-Nanometerbereich möglich. Das beschriebene Homodyn-MI wurde im Rah-

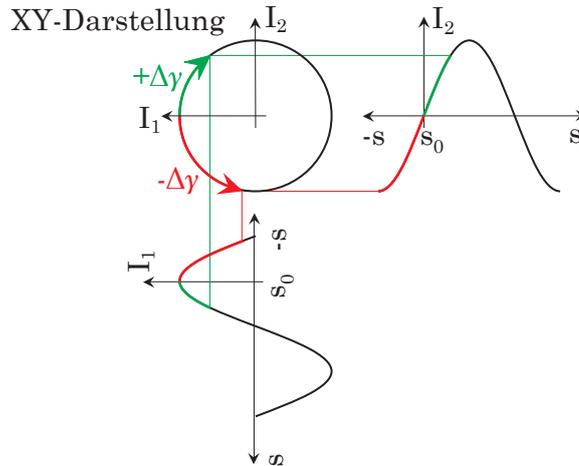


Abbildung 2.6: Intensitätsverlauf an den Detektoren bei Spiegelverschiebung in Richtung s in XY-Darstellung.

men einer Projektarbeit am EMT aufgebaut und die sich ergebende Messunsicherheit analysiert.

2.1.2 Heterodyn-Verfahren

Ein Heterodyn-MI benötigt zur HOWM kohärente optische Strahlung mit zwei unterschiedlichen Frequenzen $f_1 > f_2$, die orthogonal zueinander LP sind. Derart polarisierte Strahlung wird z. B. mit einem am Laser angelegten Magnetfeld durch den Zeemann-Effekt, durch einen Akustooptischen Modulator oder durch Dual-Mode Laser mit Spezialelektronik erreicht (vgl. Chapman [7]). Abbildung 2.7 zeigt den schematischen Aufbau eines Heterodyn-MI.

Im Gegensatz zum Homodyn-MI wird keine $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte benötigt. Strahlteiler 1 koppelt einen Teil der zwei orthogonal polarisierten Frequenzen über einen Polarisator in Richtung Detektor 1 aus. Der Polarisator ist im Winkel von 45° zu den zwei orthogonal polarisierten Frequenzen ausgerichtet und ermöglicht die Superposition der beiden Frequenzen nach Gleichung 2.4:

$$\underline{E}_{Ges} = \underline{E}_{f_1} + \underline{E}_{f_2} = \frac{\underline{E}_0}{2} e^{j(\omega_1 t - \varphi_1)} + \frac{\underline{E}_0}{2} e^{j(\omega_2 t - \varphi_2)} \quad (2.18)$$

Die Intensität I_{Det_1} an Detektor 1 ergibt nach Gleichung 2.5 (bis auf einen vernachlässig-

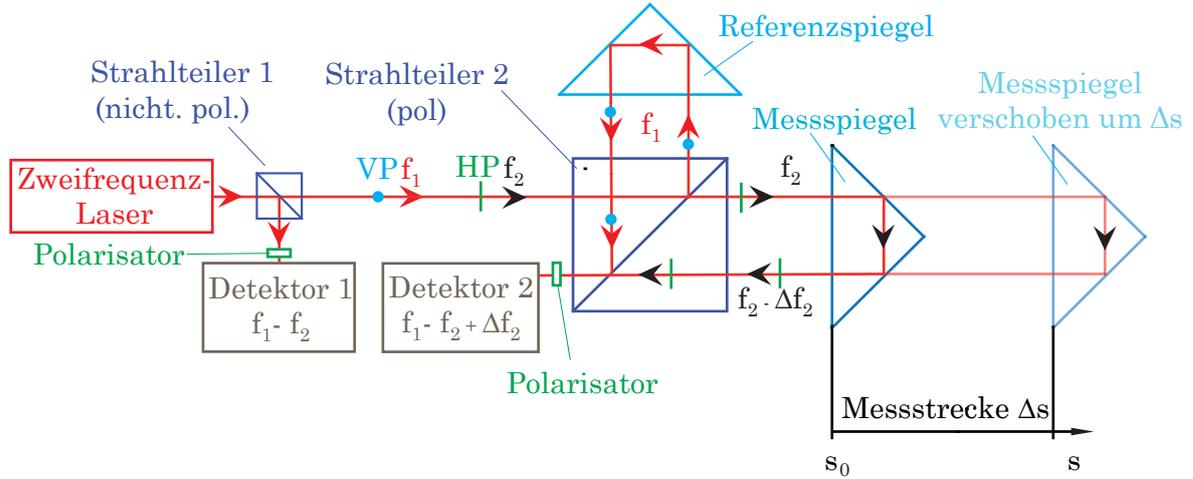


Abbildung 2.7: Schematischer Aufbau eines Heterodyn-MI mit den benötigten Komponenten.

baren konstanten Faktor) ein Schwebungssignal mit der Frequenz $f_1 - f_2$:

$$I_{Det1} \sim 1 + \cos((f_1 - f_2)t) \quad (2.19)$$

Der restliche Teil der zwei orthogonal polarisierten Frequenzen wird zum polarisierenden Strahlteiler 2 geführt. Dort wird der Referenzstrahl mit der Frequenz f_1 über den Referenzspiegel und den polarisierenden Strahlteiler 2 in Richtung Detektor 2 reflektiert. Ebenso wird der orthogonal zum Referenzstrahl polarisierte Messstrahl mit der Frequenz f_2 am Messspiegel auf Detektor 2 reflektiert. An Detektor 2 erfolgt wieder die Superposition von Mess- und Referenzstrahl. Solange die Position des Messspiegels entlang der Messstrecke Δs nicht verändert wird, detektiert Detektor 2 ebenfalls ein Schwebungssignal mit der Frequenz $f_1 - f_2$. Wird hingegen der Messspiegel entlang der Messstrecke Δs verschoben, entsteht aufgrund der Dopplerverschiebung eine von der Wellenlänge $\lambda_2 = \frac{c}{f_2}$ und Verschiebungsgeschwindigkeit v des Messspiegels abhängige Frequenzverschiebung Δf_2 nach Gleichung 2.20.

$$\Delta f_2 = \frac{2v}{\lambda_2} \quad (2.20)$$

An Detektor 2 wird das um Δf_2 verschobene Schwebungssignal I_{Det2} detektiert:

$$I_{Det2} \sim 1 + \cos((f_1 - f_2 + \Delta f_2)t) \quad (2.21)$$

Die Phasenverschiebung γ wird durch Integration der Frequenzverschiebung Δf_2 vom

Startzeitpunkt der Messung t_0 bis zum Zeitpunkt t mit Hilfe der Gleichung 2.20 ermittelt.

$$\gamma = \frac{2}{\lambda_2} \int_{t_0}^t v = \frac{2}{\lambda_2} \Delta s \quad (2.22)$$

Durch Umkehr von Gleichung 2.22 ergibt sich die Messstrecke Δs

$$\Delta s = \frac{\lambda_2}{2} \gamma \quad (2.23)$$

Die Phasenverschiebung γ kann z. B. durch Detektion der Nulldurchgänge der zwei Detektorsignale I_1 und I_2 mit anschließender Differenzbildung der Zählerstände $N = N_2 - N_1$ ermittelt werden. Aus dem Zählerstand N ergibt sich die Messstrecke Δs

$$\Delta s = \frac{\lambda_2}{2} N \quad (2.24)$$

Die maximale Verschiebungsgeschwindigkeit des Messspiegels ist in einem Heterodyn-MI von der Differenzfrequenz $f_1 - f_2$ abhängig. Sie darf $\frac{\lambda(f_1 - f_2)}{2}$ nicht überschreiten (vgl. Donges und Noll [9]).

2.1.3 Einstrahl-Verfahren

Neben den bereits beschriebenen Homodyn- und Heterodyn-Verfahren finden in der ILM weitere Einstrahl-Verfahren ihre Anwendung. Einstrahl-Verfahren arbeiten im Gegensatz zu Mehrstrahl-Verfahren mit nur einem Messstrahl in Richtung Messspiegel. Im folgenden Abschnitt werden zwei Einstrahl-Verfahren vorgestellt, die aufgrund ihres Strahlverlaufs eine kompakte Bauform des ILM ermöglichen.

Einstrahl Homodyn-MI

Abbildung 2.8 zeigt den Aufbau und den Strahlverlauf mit den jeweiligen Polarisationsrichtungen eines Einstrahl Homodyn-MI nach Büchner und Jäger [1].

Ein Laserstrahl mit VP optischer Strahlung wird durch die $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte am Eingang in RZP optische Strahlung umgewandelt und über den nicht polarisierenden Strahlteiler 1 in einen Referenz- und einen Messstrahl geteilt. Der Referenzstrahl wird über den Referenzspiegel in Richtung Strahlteiler 2 reflektiert. Der Messstrahl durchläuft eine weitere $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte, die aus der RZP optischen Strahlung zunächst HP und nach der Reflexion am Messspiegel LZP optische Strahlung gemäß Abbildung 2.4a

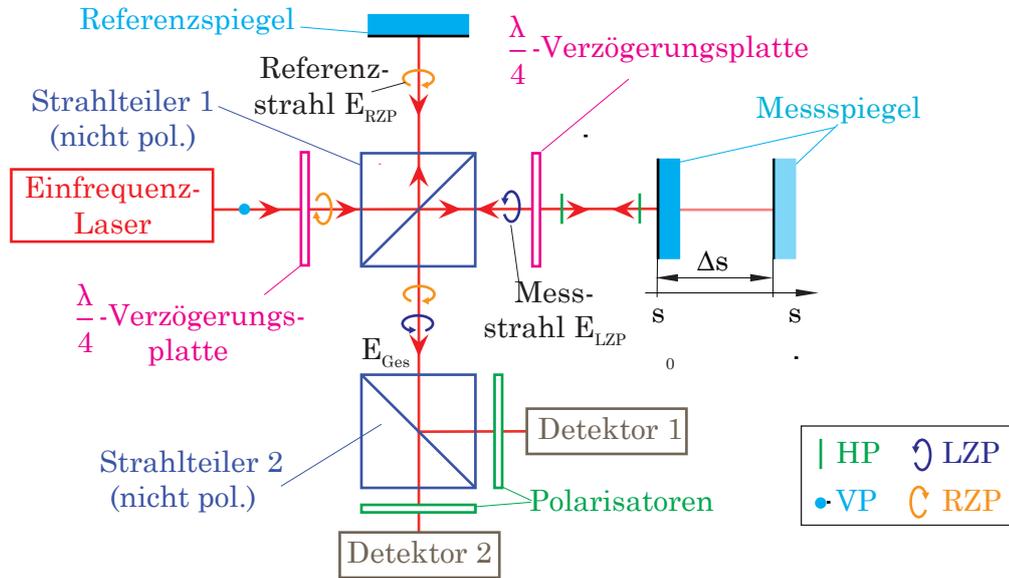


Abbildung 2.8: Schematischer Aufbau eines Einstrahl-Homodyn-MI mit Planspiegeln zur punktförmigen Antastung einer Messprobe.

erzeugt. Am Strahlteiler 2 werden die beiden RZP und LZP Teilstrahlen überlagert und es entsteht LP optische Strahlung. Wird der Messspiegel entlang der Messstrecke Δs verschoben, ändert sich die Polarisationsrichtung der LP optischen Strahlung im Strahlteiler 2 je nach Position des Messspiegels. Zur Auswertung der Verschiebungsrichtung des Messspiegels werden wieder zwei um 90° gegeneinander verschobene Intensitätssignale benötigt. Diese werden durch zwei um 45° gegeneinander verdrehte Polarisatoren erzeugt. Gleichung 2.25 beschreibt die Gesamtfeldstärke \underline{E}_{Ges} am Strahlteiler 2 durch Überlagerung der RZP und LZP Teilstrahlen. $\Delta\Phi$ stellt in Gleichung 2.25 die sich ändernde Phasenverschiebung $\Delta\Phi$ im LZP Messstrahl dar, falls der Messspiegel entlang der Messstrecke Δs verschoben wird.

$$\underline{E}_{Ges} = \underline{E}_{LZP} + \underline{E}_{RZP} = \frac{E_0}{4} \begin{pmatrix} e^{j(\omega t + \Delta\Phi)} \\ e^{j(\omega t - \frac{\pi}{2} + \Delta\Phi)} \end{pmatrix} + \frac{E_0}{4} \begin{pmatrix} e^{j(\omega t)} \\ e^{j(\omega t + \frac{\pi}{2})} \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

Ein Polarisator, dessen Polarisationsrichtung so ausgerichtet ist, dass nur HP oder VP optische Strahlung zum Detektor gelangt, bewirkt bei HP die Feldstärke E_{HP} oder bei

VP die Feldstärke E_{VP} :

$$\begin{aligned} E_{HP} &= \frac{E_0}{4} e^{j(\omega t + \Delta\Phi)} + \frac{E_0}{4} e^{j(\omega t)} \\ E_{VP} &= \frac{E_0}{4} e^{j(\omega t - \frac{\pi}{2} + \Delta\Phi)} + \frac{E_0}{4} e^{j(\omega t + \frac{\pi}{2})} \end{aligned} \quad (2.26)$$

Nach Gleichung 2.5 ergibt sich bei HP des Polarisators die Intensität I_{HP} am Detektor und bei VP des Polarisators die Intensität I_{VP} am Detektor:

$$\begin{aligned} I_{HP} &\sim 1 + \cos(\Delta\Phi) \\ I_{VP} &\sim 1 - \cos(\Delta\Phi) \end{aligned} \quad (2.27)$$

Die Verwendung von zwei Polarisatoren mit vertikaler und horizontaler Polarisationsachse verursacht zwei um 180° phasenverschobene Detektorsignale. Die Detektion der Verschiebungsrichtung ist daraus nicht möglich. Wird der Polarisator jedoch um 45° gegenüber der HP oder VP verdreht, so ergibt sich die Feldstärke E_{45°

$$E_{45^\circ} = \frac{E_0}{4} e^{j(\omega t + \Delta\Phi)} + \frac{E_0}{4} e^{j(\omega t)} \frac{E_0}{4} e^{j(\omega t - \frac{\pi}{2} + \Delta\Phi)} + \frac{E_0}{4} e^{j(\omega t + \frac{\pi}{2})} \quad (2.28)$$

Nach Gleichung 2.5 ergibt sich die Intensität I_{45° am Detektor :

$$I_{45^\circ} \sim E_{45^\circ} E_{45^\circ}^* \cos^2\left(\frac{\pi}{4}\right) = 1 + \sin(\Delta\Phi) \quad (2.29)$$

Der Faktor $\cos^2\left(\frac{\pi}{4}\right)$ in Gleichung 2.29 beschreibt die Abschwächung der Intensität aufgrund des Polarisators im Winkel von 45° nach dem Gesetz von Malus.

Aus obigen Überlegungen ist ersichtlich, dass die Verdrehung des Polarisators von Detektor 1 um 45° gegenüber dem Polarisator an Detektor 2 notwendig ist, um die zur Signalauswertung geforderten 90° Phasenverschiebung der Detektorsignale zu erhalten. Die weitere Signalverarbeitung erfolgt wie bereits in Abschnitt 2.1.1 beschrieben.

Vorteile des Einstrahl-Homodyn-MI:

- Die Verschiebung des Messspiegels (Planspiegels) normal zur Messstrecke Δs hat im Unterschied zur Messung mit Retroreflektoren keinen zusätzlichen Offset zur Folge und damit keinen Einfluss auf die ermittelte Messstrecke (vgl. Büchner und Jäger [2]).
- Kompakte Bauform aufgrund der Planspiegel.
- Antastung des Messspiegels oder der Messprobe an einer durch den Laserstrahl definierten Stelle.

Nachteile:

- Verkippung des Messspiegels während der Messung führt zur Änderung des Interferenzmusters.
- Mess- und Referenzstrahl durchlaufen eine unterschiedliche Anzahl an $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten.

Einstrahl-Heterodyn-MI

Ein Einstrahl Heterodyn-MI von Zygot [51] wird in Abbildung 2.9 gezeigt.

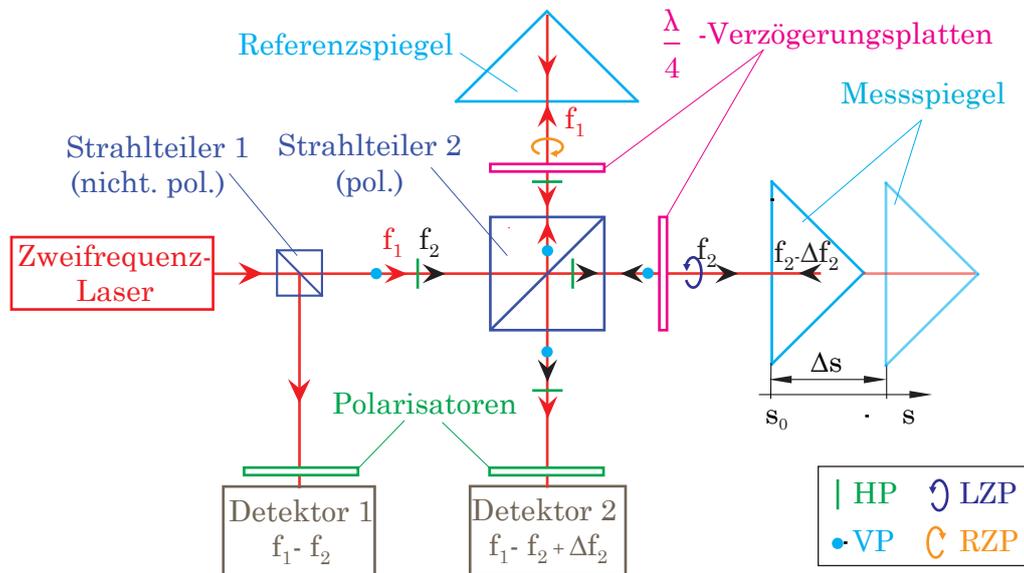


Abbildung 2.9: Schematischer Aufbau eines Einstrahl-Heterodyn-MI mit eingezeichneten Polarisationsrichtungen der zwei Laserfrequenzen.

Die Funktionsweise dieses Einstrahl Heterodyn-MI unterscheidet sich vom bereits in Abschnitt 2.1.2 beschriebenen Heterodyn-MI Aufbau durch einen polarisierenden Strahlteiler und zwei zusätzliche $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten. Aufgrund der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten wird die Polarisation der optischen Strahlung des Messstrahls von HP in VP und die des Referenzstrahls von VP in HP geändert. Die VP optische Strahlung des Messstrahls wird am polarisierenden Strahlteiler 2 reflektiert, mit der HP optischen Strahlung des

Referenzstrahls überlagert und am Detektor 2 ausgewertet. Die unterschiedlichen Polarisationsrichtungen entlang des Strahlverlaufs sind in Abbildung 2.9 eingezeichnet. Die Signalauswertung erfolgt wie bereits in Abschnitt 2.1.2 beschrieben.

Vorteile des Einstrahl-Heterodyn-MI:

- Kompaktere Bauform im Vergleich zum Heterodyn-MI in Abschnitt 2.1.2.
- Verkippung des Retroreflektors hat keinen Einfluss auf das Interferenzmuster (vgl. Abbildung 2.4b).
- Mess- und Referenzstrahl durchlaufen gleiche Anzahl an optischen Komponenten.

Nachteile:

- Verschiebung des Messspiegels (Retroreflektor) normal zur Messstrecke Δs hat einen zusätzlichen Offset beim reflektierten Teilstrahl zur Folge und führt zur Änderung oder zum Verschwinden des Interferenzmusters (vgl. Abbildung 2.4b).
- Bei einem Strahldurchmesser unter 3 mm entstehen große Intensitätsverluste an der Kante des Retroreflektors (vgl. Zygot [51]).

2.1.4 Mehrstrahl-Verfahren

Im Unterschied zu den bisher beschriebenen Verfahren kommt bei einem Mehrstrahl-Heterodyn-MI ein zusätzlicher Retroreflektor zum Einsatz, der den Messstrahl ein zweites Mal zum Messspiegel und den Referenzstrahl ein zweites Mal zum Referenzspiegel reflektiert. Abbildung 2.10 zeigt ein Mehrstrahl-Heterodyn-MI von Zygot [51]. Mit Hilfe der zwei $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten wird die Polarisation von VP in HP und HP in VP optischer Strahlung erreicht, die gemeinsam mit dem polarisierenden Strahlteiler zu dem in Abbildung 2.10 gezeigten Strahlverlauf führt. Durch die zweimalige Reflexion am Messspiegel wird am Detektor das zweimal ($2\Delta f_2$) verschobene Schwebungssignal detektiert. Die Signalverarbeitung erfolgt bis auf diesen Faktor ($2\Delta f_2$) wie bereits in Abschnitt 2.1.2 beschrieben.

Vorteile des Mehrstrahl-Heterodyn-MI:

- Die Verschiebung des Planspiegels normal zur Messstrecke hat keinen Einfluss auf das Interferenzmuster am Detektor.
- Bei der Verkippung des Messspiegels kommt es durch die zweimalige Reflexion am Messspiegel lediglich zu einer Parallelverschiebung des Messstrahls (vgl. Bobroff [6]). Das Interferenzmuster ändert sich aufgrund der Verkippung nicht.

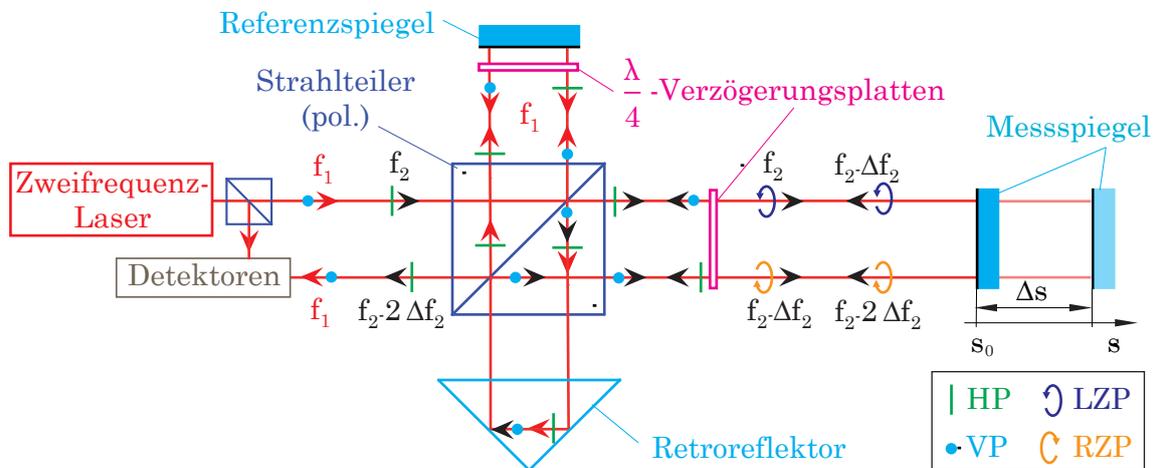


Abbildung 2.10: Schematischer Aufbau eines Mehrstrahl-Heterodyn-MI mit zusätzlichem Retroreflektor zur Reduktion des Einflusses von Spiegelverkipnungen auf das Interferenzmuster.

- Der Laserstrahl durchläuft die gleiche Anzahl an optischen Komponenten.

Nachteile:

- Das Detektorsignal enthält keinerlei Information über die Verkipfung des Messspiegels während der Verschiebung entlang der Messstrecke Δs .
- Keine punktförmige Antastung.

2.1.5 Diskussion der vorgestellten Verfahren

In diesem Abschnitt erfolgen die Zusammenfassung und Diskussion der Vor- und Nachteile der vorgestellten Verfahren zur HOWM.

- Homodyn-Verfahren unterscheiden sich von Heterodyn-Verfahren neben den unterschiedlichen optischen Komponenten hauptsächlich in der Art der benötigten kohärenten optischen Strahlung. In einem Heterodyn-MI werden zwei orthogonal zueinander polarisierte Frequenzen benötigt.
- Bei Heterodyn-MI ist die Differenzfrequenz entscheidend für die maximale Geschwindigkeit, mit der die Messprobe verschoben werden kann (vgl. Abschnitt 2.1.2).

Bei Erzeugung der zwei Frequenzen mit Hilfe des Zeeman Effekts ist aufgrund der damit maximal erreichbaren Differenzfrequenz die Verschiebungsgeschwindigkeit der Messprobe auf ca. $500 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$ begrenzt (vgl Renishaw [38]).

- Symmetrischer Aufbau, d. h. Mess- und Referenzstrahl durchlaufen die gleiche Anzahl an optischen Komponenten, vermindert den Temperatureinfluss auf die Messung, da die optischen Komponenten im Mess- und Referenzstrahl gleichermaßen beeinflusst werden.
- Die Ankoppelung des Laserstrahls über optische Fasern erfordert polarisationserhaltende optische Fasern. Die für Heterodyn-MI benötigten zwei Frequenzen werden in optischen Fasern durch Temperaturschwankungen oder durch Krafteinwirkung auf die optische Faser unterschiedlich beeinflusst, wodurch Frequenzschwankungen im Mess- und Referenzstrahl entstehen.
- Einstrahl-Verfahren ermöglichen die punktförmige Antastung der Messprobe und dadurch eine miniaturisierte Bauform.
- Die Verschiebung des Messspiegels normal zum Messstrahl hat bei der Verwendung von Planspiegeln keinen Einfluss auf das Messergebnis.
- Die Verkippung des Messspiegels beeinflusst bei den vorgestellten Heterodyn-MI das Interferenzmuster nicht. Beim Homodyn-MI kommt es durch die Verkippung des Messspiegels zu einer Änderung des Interferenzmusters.
- Erkennung der Verschiebungsrichtung ist mit den vorgestellten Homodyn- und Heterodyn-Verfahren möglich.

2.2 Messunsicherheitsanalyse

Die MU beschreibt die Qualität eines Messergebnisses. Ohne die Angabe der MU ist ein Messergebnis wenig aussagekräftig. Aus diesem Grund wird im Rahmen dieser Masterarbeit eine MU-Analyse des zu entwickelnden ILM durchgeführt. Der nachfolgende Abschnitt gibt einen Überblick über den Stand der Technik in der MU-Analyse.

Aus der ursprünglich angewandten Fehlerrechnung entwickelten zahlreiche metrologische Institute im Jahre 1993 den Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen (GUM) [21]. GUM bildet den aktuell anerkannten Standard zur Ermittlung der MU und ist somit Grundlage für den internationalen Vergleich von Messergebnissen. Im GUM werden sowohl Einflussgrößen aus statistischen Analysen (Typ A) als auch Einflussgrößen nichtstatistischer Art (Typ B) zur Bestimmung der MU berücksichtigt (vgl.

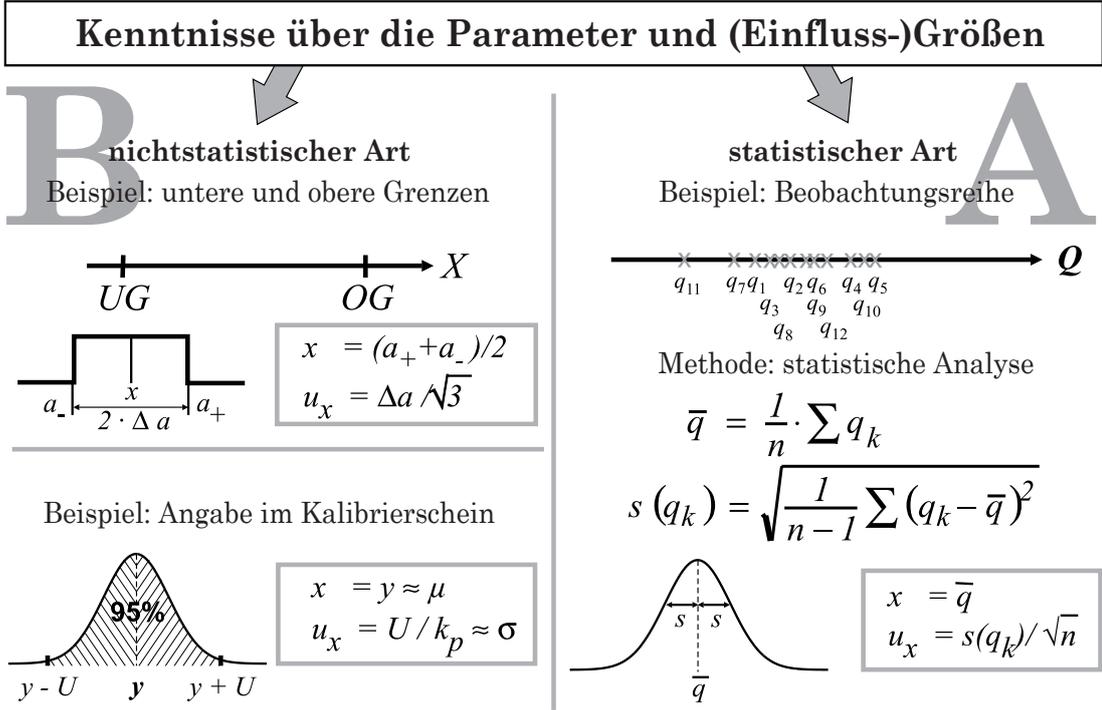


Abbildung 2.11: Illustration der Methoden Typ A und Typ B zur Einschätzung der Eingangsgrößen. Symbole: a_-, a_+ - Untere bzw. obere Grenze für mögliche Werte der Größe X ; U - erweiterte Messunsicherheit; k_p - Erweiterungsfaktor mit Überdeckungswahrscheinlichkeit P ; q_1, q_2, \dots, q_N - Einzelbeobachtungen; $s(q_k)$ - Standardabweichung der Einzelbeobachtung. (Abbildung aus [43]).

Sommer [43]). Abbildung 2.11 aus [43] illustriert diese zwei Analysemethoden anhand unterschiedlicher Beispiele. Die relevanten Einflussgrößen sind über den Erwartungswert x der Größe X und der dem Erwartungswert x zugeordneten Standardunsicherheit u_x definiert. Auf Basis der Modellgleichung wird für linearisierbare Modelle (vgl. Sommer und Siebert [44]) mit dem Erwartungswert der Ausgangsgröße und der dazugehörigen Standardunsicherheit das MU-Budget ermittelt. Die Gesamt-Standardmessunsicherheit u_y wird nach Gleichung 2.30 aus den Sensitivitätskoeffizienten $\left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)$, den Einzelstandardunsicherheiten u_{x_i} sowie der geschätzten Kovarianz $u_{x_i x_j}$ der Größen X_i und X_j ermittelt.

$$u_y = \sqrt{\sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial f}{\partial x_i}\right)^2 u_{x_i}^2 + 2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_j} u_{x_i x_j}} \quad (2.30)$$

Über den Erweiterungsfaktor k ergibt sich die erweiterte MU $U_y = k \cdot u_y$. Diese kennzeichnet einen Bereich um das Messergebnis, in dem der Wert der Messgröße mit hoher Wahrscheinlichkeit liegt. In der Praxis wird meist ein Erweiterungsfaktor $k = 2$ gewählt, der einer Wahrscheinlichkeit von 95 Prozent entspricht. Abbildung 2.12 aus Sommer und Siebert [44] illustriert das beschriebene GUM-Konzept von den Eingangsgrößen X_i über die Modellgleichung $y = f(x_1, x_2, x_3, \dots, x_N)$ hin zur erweiterten MU U_y .

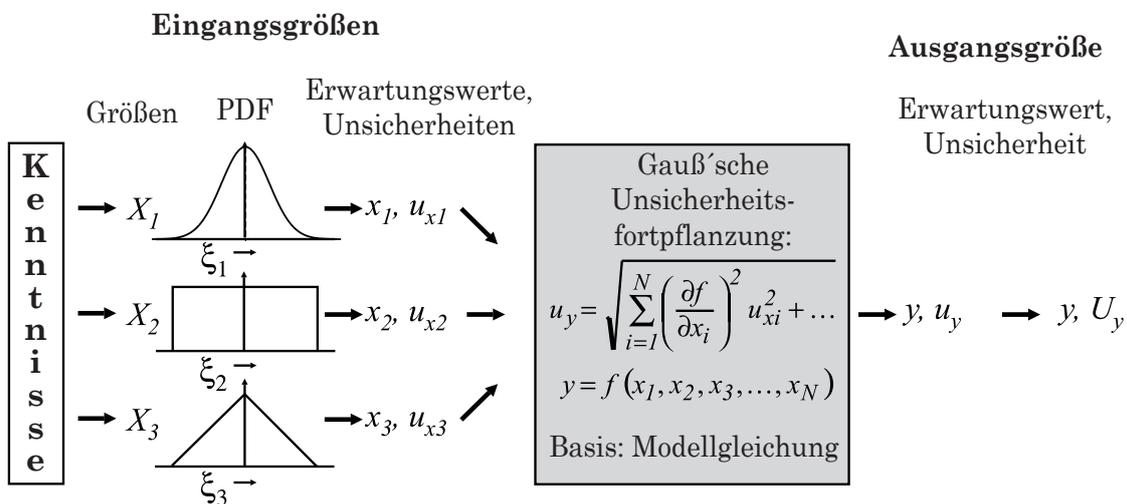


Abbildung 2.12: Illustration des GUM-Konzepts. Symbole: Y - Messgröße; $X_1 \dots X_N$ - Eingangsgrößen; $y = E[Y]$ - Erwartungswert der PDF für die Messgröße; u_y - y zugeordnete Standardunsicherheit; $x_1 \dots x_N$ Erwartungswert der PDF für die Eingangsgrößen; u_{x_1}, \dots, u_{x_N} - die x_1, \dots, x_N zugeordneten Standardunsicherheiten; U_y erweiterte MU (Abbildung aus [44])

Der tatsächliche Verlauf der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF) kann aus dem GUM-Konzept nicht abgeleitet werden. Die Voraussetzung des annähernd linearen Modells, welches zur Durchführung der MU-Analyse nötig ist und die nicht ermittelbare PDF der Ausgangsgröße führten 2008 zur Erweiterung des GUM Supplement 1 [3]. Das Komitee für Leitfäden der Metrologie JCGM beschreibt in dieser Erweiterung die Anwendung der Monte-Carlo-Methode zur MU-Analyse. Durch die Monte-Carlo-Methode können die oben beschriebenen Einschränkungen des GUM-Konzepts beseitigt werden (vgl. Kacker *et al.* [24]).

In der Praxis stellt das Aufstellen der Modellgleichung die größte Schwierigkeit dar. In Sommer und Siebert [44] wird die Vorgehensweise zur Ermittlung der Modellgleichung aufgezeigt. Ausgehend vom idealen System über das Ursache-Wirkungs-Diagramm und die Messgleichung ergibt sich durch Invertieren der Messgleichung die Modellgleichung.

2.3 Zusammenfassung

Das vorangegangene Kapitel beschreibt die Grundlagen und die Eigenschaften der zur HOWM benötigten optischen Komponenten. Unterschiedliche Verfahren (Homodyn, Heterodyn) mit einem oder mehreren Messstrahlen werden vorgestellt und die grundsätzliche Funktion der Verfahren wird erklärt. Die Vor- und Nachteile der unterschiedlichen Verfahren werden diskutiert und das Verfahren nach GUM zur MU-Analyse wird beschrieben. Aus den gewonnenen Erkenntnissen erfolgt im folgenden Kapitel die Vorstellung eines Verfahrens, das die gestellten Anforderungen für den Einsatz zur HOWM am WLI erfüllt.

3 Entwurf und Aufbau

Dieses Kapitel beschreibt das Prinzip und den Aufbau eines symmetrischen Einstrahl-Homodyn-MI, basierend auf Arbeiten der TU Ilmenau (siehe Wang [50], Schmidt [39], Büchner und Jäger [1]), das im Rahmen dieser Masterarbeit für den Einsatz am WLI konzipiert und prototypisch umgesetzt wurde. Des Weiteren erfolgt die Beschreibung der für den Aufbau verwendeten Komponenten und Justierungs-Vorrichtungen sowie die Erklärung der notwendigen Signalverarbeitung zur Ermittlung der Messstrecke Δs .

Die miniaturisierbare Bauform, die Begrenzung der maximalen Verkippung des Messspiegels, die Möglichkeit der punktförmigen Antastung der Messprobe und die Erfüllung der an das ILM gestellten Anforderungen führten zur Auswahl des nun vorgestellten Verfahrens.

3.1 Prinzip des ILM

Abbildung 3.1 zeigt den Gesamtaufbau des entwickelten Einstrahl-Homodyn-MI. Ausgehend von einem stabilisierten LP-Einfrequenzlaser wird der Laserstrahl über einen Lichtwellenleiter mit polarisationserhaltenden optischen Fasern in Richtung Kollimator geführt. Der Kollimator weitet den Laserstrahldurchmesser auf und sorgt für parallelen Strahlverlauf in Richtung polarisierenden Strahlteiler 1. Die Polarisationsrichtung des Laserstrahls kann durch Verdrehung des Kollimators geändert werden. Am polarisierenden Strahlteiler 1 wird die 45° -LP optische Strahlung in einen VP Messstrahl und HP Referenzstrahl geteilt. Durch die Reflexion am Mess- oder Referenzspiegel durchlaufen Mess- und Referenzstrahl die $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten zweimal, wodurch sich die Polarisationsrichtung der Teilstrahlen um 90° dreht und sie am Strahlteiler 1 in Richtung $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte 3 abgelenkt werden. Aufgrund des polarisierenden Strahlteilers 1 wird keine optische Strahlung in Richtung Einfrequenzlaser reflektiert. $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte 3 wird benötigt, um aus den HP und VP Teilstrahlen interferenzfähige LZP und RZP optische Strahlung zu erhalten. Die Überlagerung von LZP und RZP optischer Strahlung ergibt LP optische Strahlung, deren Polarisationsrichtung sich in

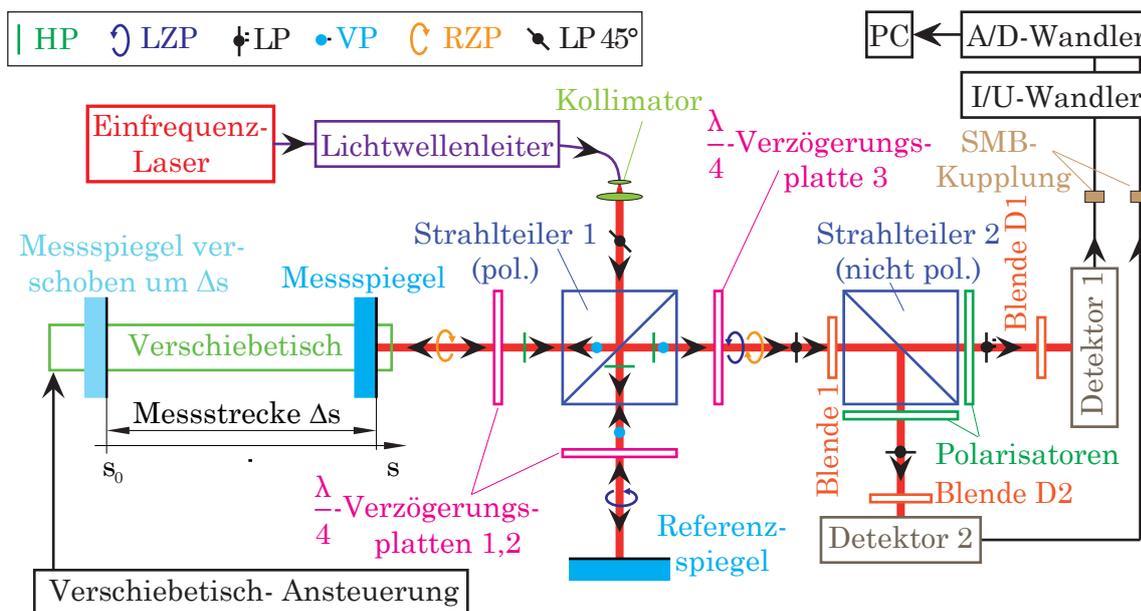


Abbildung 3.1: Gesamtaufbau des für den Einsatz am WLI konzipierten Interferometers mit Polarisationsrichtungen entlang des Strahlverlaufs mit den benötigten optischen Komponenten und Komponenten zur Signalverarbeitung.

Abhängigkeit von der optischen Weglängendifferenz zwischen Mess- und Referenzstrahl ergibt. Wird der Messspiegel entlang der Messstrecke Δs mit Hilfe des Verschiebetisches verschoben, so ändert sich der Winkel der Polarisationsrichtung der LP optischen Strahlung.

Zur Auswertung der Verschiebungsrichtung des Messspiegels werden zwei zeitlich gegeneinander verschobene Intensitäts-Signale benötigt (vgl. Abschnitt 2.1.1). Diese werden durch Strahlteiler 2 und zwei um 45° gegeneinander verdrehte Polarisatoren erzeugt (vgl. Abschnitt 2.1.3). Die Blenden ermöglichen die punktförmige Abtastung des Interferenzmusters mit Hilfe der Detektoren. Wird der Messspiegel über den maximalen Verkippungswinkel β_{max} verkippert, so verschwindet das Interferenzsignal (vgl. Büchner und Jäger [2]) an den Detektoren. Die Verschiebungsmessung entlang der Messstrecke Δs ist vom Blendendurchmesser D und der Wellenlänge λ abhängig und nur bis zum maximalen Verkippungswinkel β_{max} nach Gleichung 3.1 möglich. Eine Verkleinerung des Blendendurchmessers D ermöglicht größere Verkippungen des Messspiegels.

$$\beta_{max} = \frac{1}{2} \arcsin \left(0.9 \frac{\lambda}{D} \right) \quad (3.1)$$

Im Unterschied zu den bisher beschriebenen Homodyn-Verfahren durchlaufen Mess- und Referenzstrahl die gleiche Anzahl an optischen Komponenten. Durch diesen sym-

metrischen Aufbau wirken Temperaturänderungen gleichermaßen auf die optischen Komponenten entlang des Mess- und Referenzstrahls, wodurch der Einfluss der Temperaturänderung der optischen Komponenten auf die Messung minimiert wird. Des Weiteren ist die Erzeugung einer zusätzlichen Laserfrequenz im Gegensatz zum Heterodyn-Verfahren nicht notwendig und die Begrenzung der Verschiebungsgeschwindigkeit beim Homodyn-Verfahren nicht gegeben (vgl. Abschnitt 2.1.2).

3.2 Optische Komponenten

Die im entwickelten Prototyp des ILM eingesetzten optischen Komponenten werden in den folgenden Unterabschnitten beschrieben.

3.2.1 Strahlungsquelle

Als Strahlungsquelle dient ein Einfrequenz-HeNe-Laser, dessen erzeugte optische Strahlung über einen angekoppelten Lichtwellenleiter zum Kollimator geführt wird, der am ILM montiert ist.

Laser

Zur Erzeugung der LP optischen Strahlung wird ein stabilisierter HeNe-Laser der Baureihe SL 03 von Sios [42]) mit folgenden Kenndaten verwendet:

- Ausgangsleistung ≥ 0.8 mW (vgl. Sios [41]).
- Die ausgesendete LP optische Strahlung entspricht Laserschutzklasse 2M.
- Eine linear polarisierte Longitudinal-Mode mit einer Vakuumwellenlänge λ_0 von 632.9911599 nm (vgl. Werkprüfzeugnis von Sios [42]).
- In praktischen Anwendungen ist nach einer Einlaufzeit von 30 Minuten mit einer Frequenzstabilität von $\pm 2 \cdot 10^{-8}$ zu rechnen (siehe Werkprüfzeugnis von Sios [42]).
- Betriebsarten: Frequenz- oder Amplitudenregelung mit Umschalter zwischen den Betriebsarten.

Kollimator

Die vom Laser erzeugte und Lichtwellenleiter übertragene LP optische Strahlung wird mit dem Kollimator kollimiert. Der Kollimator PAF-X-11 A von Thorlabs [48] (siehe Abbildung 3.2) kann am ILM befestigt werden und entspricht den gestellten Anforderungen und Einstellmöglichkeiten. Der Kollimator erfüllt folgende Spezifikationen:

- Kompatibel mit FC/APC-Faserstecker. Der APC Stecker wird zur Minimierung der Rückstreuung der optischen Strahlung in die Strahlquelle eingesetzt.
- Antireflexion-Beschichtung für 350 - 700 nm.
- Strahldurchmesser am Ausgang des Kollimators: 1.8 mm.
- XY-Justierung zur Zentrierung des Laserstrahls mit Hilfe von Einstellschrauben (siehe Abbildung 3.2).
- Bei konvergierendem Laserstrahl erfolgt die Einstellung der Kollimation durch Verdrehen der Einstellschrauben im Uhrzeigersinn, bei divergierendem Laserstrahl gegen den Uhrzeigersinn. Mit den Einstellschrauben zur Laserstrahl-Kollimation erfolgt ebenfalls die Einstellung der Laserstrahl-Verkipfung.
- Der maximal einstellbare Abstand von Kollimator bis zur Gaußschen-Strahltaile des Laserstrahls beträgt 2.8 m.
- Abmessungen $L \times B \times H = 38.1 \text{ mm} \times 28.6 \text{ mm} \times 22.8 \text{ mm}$.



Abbildung 3.2: Kollimator mit Einstellschrauben zur Laserstrahlkollimation und XY-Justierung des Laserstrahls (Abbildung von Thorlabs [48]).

3.2.2 Strahlteiler

Der polarisierende Strahlteiler 1 und der nicht-polarisierende Strahlteiler 2 werden Würfel (siehe Abbildung 2.3b) eingesetzt, die aus zwei zusammengeklebten rechtwinkligen Prismen bestehen.

Nicht-polarisierender Strahlteiler

Der nicht-polarisierende Strahlteiler NT 47-008 von Edmund Optics [12] erfüllt folgende Spezifikationen:

- Abmessungen: $L \times B \times H = 15 \text{ mm} \times 15 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$.
- Teilungsverhältnis: 50 : 50.
- Differenz von Transmission und Reflexion zwischen HP und VP optischer Strahlung beträgt maximal 6 % im Bereich von 430-670 nm.
- Strahlabweichung: $\pm 0.033^\circ$.

Polarisierender Strahlteiler

Der polarisierende Strahlteiler NT 47-125 von Edmund Optics [13] erfüllt folgende Spezifikationen:

- Abmessungen: $L \times B \times H = 15 \text{ mm} \times 15 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$.
- Strahlverlauf mit Polarisationsrichtungen siehe Abbildung 2.3b.
- Auslöschungsverhältnis Transmission-HP zu Transmission-VP ist größer 1000 : 1 bei einer Wellenlänge von 632.8 nm.
- Transmission für HP optischer Strahlung mit einer Wellenlänge von 632.8 nm ist größer 95 %.
- Reflexion von VP optischer Strahlung mit einer Wellenlänge von 632.8 nm ist größer 99.5 %.
- Strahlabweichung: $\pm 0.033^\circ$.

3.2.3 Referenz- und Messspiegel

Folgende mit Silber beschichtete Planspiegel von Thorlabs [49] werden als Mess- und Referenzspiegel eingesetzt:

Referenzspiegel

Der als Referenzspiegel verwendete quadratische Planspiegel PFSQ05-03-P01 erfüllt folgende Spezifikationen:

- Abmessungen Planspiegel (quadratisch): $L \times B \times H = 12.7 \text{ mm} \times 12.7 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$.
- Bei einem Einfallswinkel von 0° von optischer Strahlung mit einer Wellenlänge von 632.8 nm beträgt die Reflexion 96% .

Messspiegel mit Halterung

Der als Messspiegel eingesetzte runde Planspiegel PF05-03-P01 erfüllt folgende Spezifikationen:

- Abmessungen Planspiegel (rund): Durchmesser \times Dicke = $12.7 \text{ mm} \times 6 \text{ mm}$.
- Bei einem Einfallswinkel von 0° von optischer Strahlung mit einer Wellenlänge von 632.8 nm beträgt die Reflexion 96% .
- Die Justierung des Messspiegels erfolgt mit Hilfe von zwei Einstellschrauben an der Spiegelhalterung MFM-050 von Newport [32] (siehe Abbildung 3.3). Der runde Planspiegel PF05-03-P01 ist mit der Spiegelhalterung kompatibel.

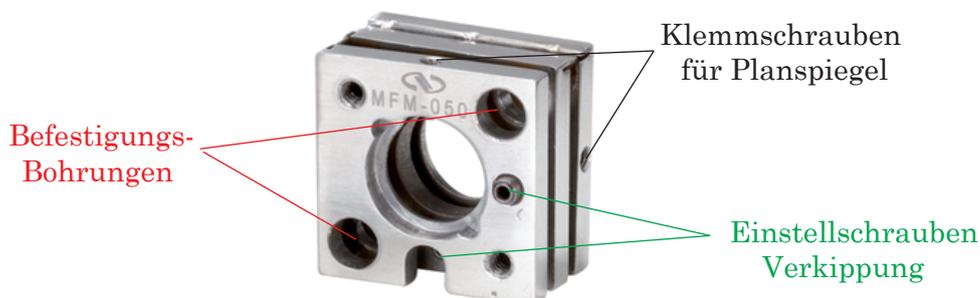


Abbildung 3.3: Spiegelhalterung MFM-050 mit Einstellschrauben zur Spiegeljustierung (Abbildung von Newport [32]).

3.2.4 Verzögerungsplatten

Zum Minimieren des Einflusses von Temperaturänderungen auf die Verzögerungsplatten G361701434 werden $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten nullter Ordnung von Qioptiq [36] mit folgenden Spezifikationen verwendet:

- Abmessungen: Durchmesser \times Dicke = 10 mm \times 2 mm.
- Verzögerungsplatten mit einer Dicke von $\frac{\lambda}{4}$ lassen sich schwer handhaben, daher werden Verzögerungsplatten mit Vielfachen von $\frac{\lambda}{4}$ hergestellt, die jedoch sehr empfindlich auf Temperaturänderungen reagieren. Die im ILM eingesetzten $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten nullter Ordnung werden durch zwei zusammengeklebte Verzögerungsplatten, die gegeneinander verdreht sind, hergestellt. Durch diese Vorgangsweise wird die Empfindlichkeit gegenüber Temperaturänderungen reduziert.
- Reflexion an der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte ist bei einer Wellenlänge von 632.8 nm kleiner als 0.2 %
- Verzögerungstoleranz: $\frac{\lambda}{500}$

3.2.5 Polarisatoren

Folgende Spezifikationen gelten für die Polarisatoren NT 47-313 von Edmund [14]:

- Abmessungen: Durchmesser \times Dicke = 10 mm \times 2 mm.
- Auslöschungsverhältnis: 10.000 : 1.
- 25 % der beliebig polarisierten optischen Strahlung im Wellenlängenbereich von 400-700 nm wird vom Polarisator durchgelassen.
- Minimierung der Reflexionen am Polarisator durch Antireflexionsbeschichtung.
- Markierung der Polarisationsrichtung durch Punkt am Polarisator.

3.3 Montagevorrichtungen

Zur Reduktion des Einflusses von Temperaturänderungen auf die Wegmessung werden die $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten und die Polarisatoren mit dem Optikleber NOA61 von Norland [33] auf die jeweiligen Strahlteiler geklebt. In den nachfolgenden Unterabschnitten erfolgt die Beschreibung des Aufbaus der Klebevorrichtung und der notwendigen Schritte zur Ausrichtung der schnellen Achse der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten und des Polarisationswinkels der Polarisatoren.

3.3.1 Klebevorrichtung-Verzögerungsplatten

Zum Aufkleben der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten wird die in Abbildung 3.4 gezeigte Klebevorrichtung verwendet. Das vier Stangen-System (Mikrobank) von Qioptiq [35] ermöglicht den einfachen Zusammenbau und die Ausrichtung der benötigten Komponenten mit Stangen und Aufnahmeplatten.

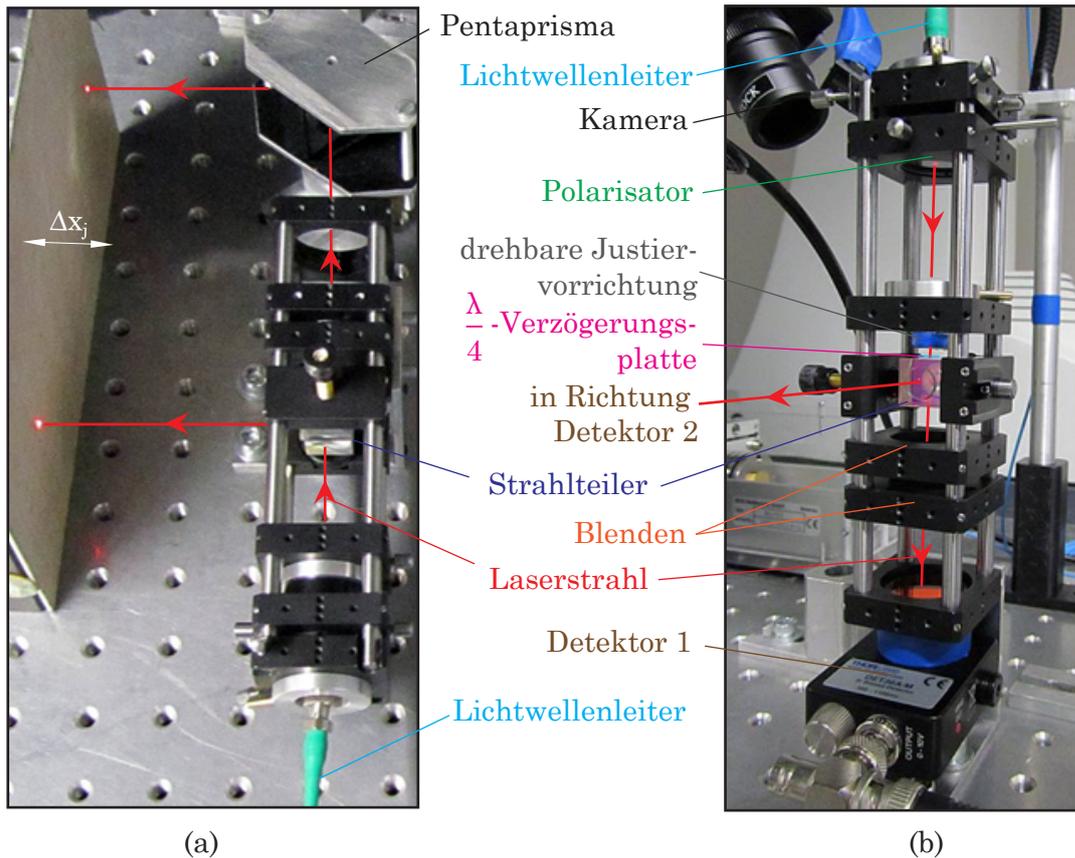


Abbildung 3.4: Klebevorrichtung für die $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten. (a) Justierung des Strahlteilers mit Pentaprisma (b) Klebevorrichtung für die $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten mit den notwendigen Komponenten

Abbildung 3.4a zeigt den Aufbau bei der Justierung des Strahlteilers. Der Laserstrahl aus dem Lichtwellenleiter wird mit Hilfe des Strahlteilers und eines Pentaprismas um 90° abgelenkt. Der Strahlteiler wird solange nachjustiert, bis der parallele Strahlverlauf entlang der Richtung Δx_j (vgl. Abbildung 3.4a) über eine möglichst große Distanz gewährleistet ist. Nach der Justierung des Strahlteilers erfolgt die Klebung der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten auf den polarisierenden Strahlteiler mit Hilfe der Klebevorrichtung aus Abbildung 3.4b folgendermaßen:

- Drehung Polarisationsrichtung des Laserstrahls auf maximale Intensität an Detektor 1. Aufgrund der polarisierenden Eigenschaften des Strahlteilers wird am Strahlteiler keine optische Strahlung Richtung Detektor 2 reflektiert, d. h. die Polarisationsrichtung des Laserstrahls ist HP.
- Aufbringen des Optikklebers und der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte auf den Strahlteiler.
- Mit Hilfe der drehbaren Justiervorrichtung wird die $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte solange verdreht, bis an Detektor 1 minimale Intensität und am Detektor 2 maximale Intensität detektiert wird. In diesem Fall ist die $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte im geforderten Winkel von 45° zur HP des Laserstrahls ausgerichtet.
- Die Aushärtung des Optikklebers erfolgt durch einstündige Bestrahlung der Klebefläche mit UV-Strahlung aus einem EPROM-UV-Löschgerät.

Zur Erkennung von Luftpfehlüssen und Verschmutzungen der Klebeflächen wird während der Klebung die Oberfläche über eine Kamera beobachtet. Die Blenden oberhalb des Detektors 1 dienen zum Schutz des Detektors vor Klebstofftropfen. Der Klebevorgang wird für die restlichen zwei $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten nach Drehung und Neujustierung des Strahlteilers gemäß der beschriebenen Vorgehensweise wiederholt.

3.3.2 Klebevorrichtung-Polarisatoren

Abbildung 3.5 zeigt die Klebevorrichtung zum Aufkleben der Polarisatoren auf den Strahlteiler 2. Die Klebevorrichtung entspricht bis auf einen zusätzlichen Drehtisch und einen Winkel zur seitlichen Montage der drehbaren Justierungsvorrichtung der bereits in Abschnitt 3.2.4 beschriebenen Klebevorrichtung. Der Drehtisch mit Mikrometerschraube wird zur Drehung der Polarisationsrichtung des Laserstrahls um 45° benötigt.

Die Klebung der Polarisatoren auf den nicht polarisierenden Strahlteiler 2 erfolgt nach folgender Vorgehensweise:

- Strahlausrichtung und Einstellung der HP des Laserstrahls erfolgt wie in Abschnitt 3.2.4 beschrieben mit einem polarisierenden Strahlteiler.
- Austausch des polarisierenden Strahlteilers gegen den nicht-polarisierenden Strahlteiler 2.
- Aufbringen des Optikklebers und des Polarisators 1.
- Mit Hilfe der drehbaren Justiervorrichtung wird der Polarisator 1 solange verdreht, bis an Detektor 1 minimale Intensität detektiert wird. In diesem Fall ist der Polarisator 1 im Winkel von 90° zur HP des Laserstrahls ausgerichtet.

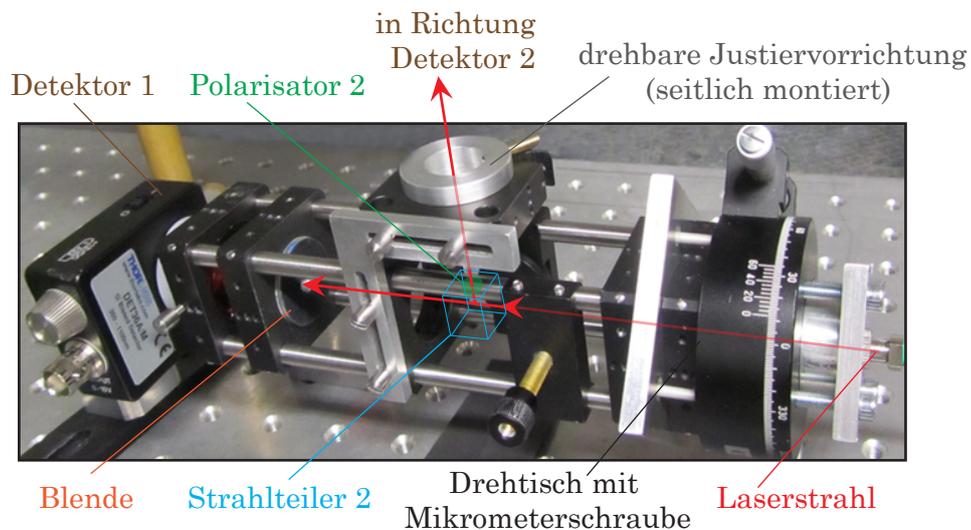


Abbildung 3.5: Justiervorrichtung zum Kleben der Polarisatoren auf den Strahlteiler 2.

- Zur Klebung des Polarisators 2 wird die drehbare Justiervorrichtung mit dem Winkel zur seitlichen Montage benötigt (vgl. Abbildung 3.5).
- An Detektor 1 wird die HP des Laserstrahls durch Drehung der Polarisation des Laserstrahls mit Hilfe des Drehtisches (minimale Intensität am Detektor 1) überprüft. Anschließend erfolgt die Drehung der Polarisationsrichtung des Laserstrahls um 45° mit Hilfe des Drehtisches und der Mikrometerschraube.
- Aufbringen des Optikklebers und des Polarisators 2.
- Mit Hilfe der seitlich montierten drehbaren Justiervorrichtung wird der Polarisator 2 solange verdreht, bis an Detektor 2 minimale Intensität detektiert wird. Die Polarisationsrichtung von Polarisator 2 ist durch den beschriebenen Vorgang um 45° zum Polarisator 1 verdreht.
- Die Aushärtung des Optikklebers erfolgt wieder durch Bestrahlung der Klebeflächen mit UV-Strahlung.

3.4 Optomechanischer Aufbau

Abbildung 3.6 zeigt das ILM mit den in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Komponenten.

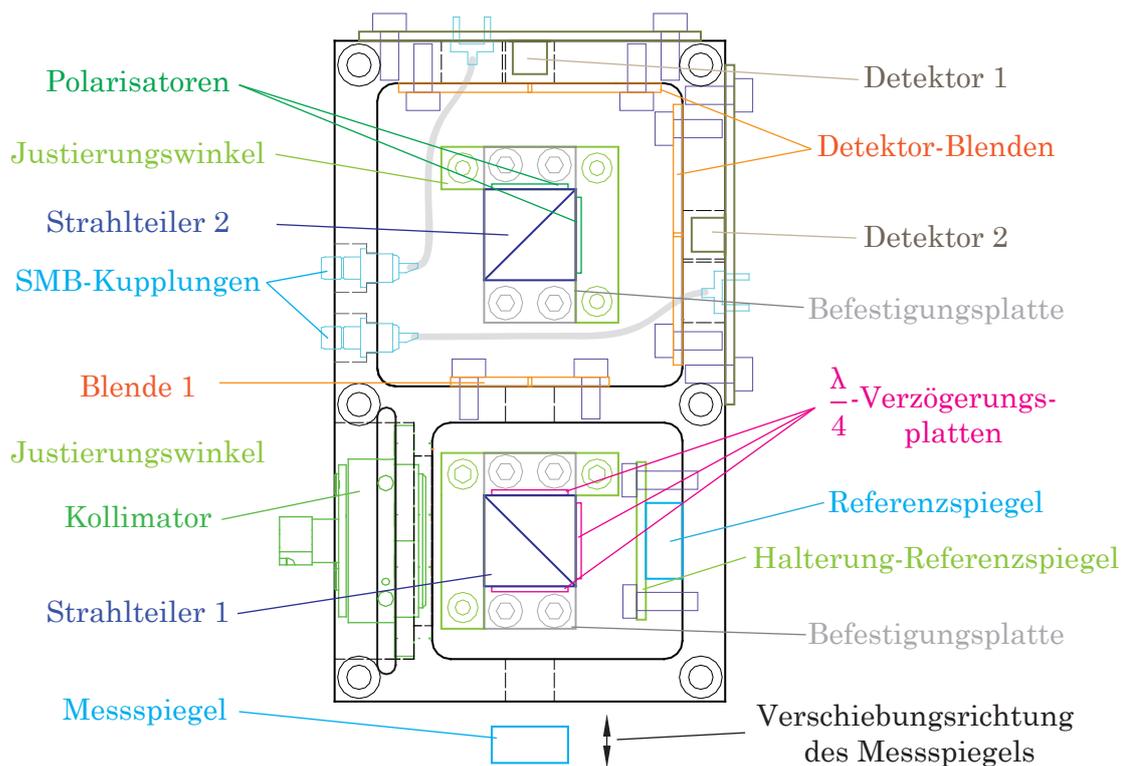


Abbildung 3.6: Aufbau des ILM mit optischen Komponenten in der Ansicht von oben.

In einem Alublock (Abmessungen $L \times B \times H = 109 \text{ mm} \times 64 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$) wird der Kollimator mit dem Anschluss für den Lichtwellenleiter des Lasers montiert. Die Strahlteiler 1 und 2 werden mit Befestigungsplatten aus Alu in gefrästen Nuten befestigt und mit Justierungswinkeln ausgerichtet. Die Justierungswinkel für die Strahlteiler, die Blenden und die Halterung für den Referenzspiegel sind aus Epoxy gefertigt. Zur Minimierung von unerwünschten Reflexionen sind die Blenden schwarz lackiert und der Alublock eloxiert. Zur Minimierung des Einflusses von Umgebungslicht auf die Messung wird der Aufbau mit einem 4 mm dicken Aludeckel abgedeckt. Die Abmessungen des ILM (siehe Abbildungen A.1 und A.2) sowie der mechanischen Komponenten (Abbildungen A.3 und A.4) sind im Anhang zu finden.

Die Justierung der Komponenten des ILM erfolgt nach folgender Vorgehensweise:

- Entfernen des Referenzspiegels und der Senkkopfschraube hinter dem Referenzspiegel.
- Justierung der Kollimation und Ausrichtung des zur Grundplatte parallelen Strahlverlaufs mit den in Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Einstellschrauben.
- Einbau des Strahlteilers 1 und Überprüfung des parallelen Strahlverlaufs von Referenz- und Messstrahl mit Hilfe eines Pentaprismas.
- Einbau und Justierung des Referenzspiegels und Überprüfung des parallelen Strahlverlaufs des Referenzstrahls. Die Seite des ILM, auf der der Referenzspiegel aufliegt, ist nicht exakt im rechten Winkel zur Grundfläche gefräst. Aus diesem Grund ist zur Zeit zwischen Referenzspiegel und dem Alublock eine Folie mit den Abmessungen $L \times B \times H = 6 \text{ mm} \times 6 \text{ mm} \times 0.2 \text{ mm}$ unterlegt.
- Montage des Messspiegels mit der Spiegelhalterung (siehe Abschnitt 3.2.3) und Justierung des Messspiegels, bis keine beobachtbare Abweichung der Überlagerung von reflektiertem Referenz- und Messstrahl über eine Distanz von mindestens 5 m zu beobachten ist.
- Einbau der Blende 1 und Kontrolle ob die Bohrung der Blende sich zentral im Strahlverlauf befindet.
- Einbau des Strahlteilers 2 und Kontrolle des parallelen Strahlverlaufs mit Hilfe des Pentaprismas sowie der Überlagerung von Referenz- und Messstrahl.
- Wird der Messspiegel mit einer konstanten Geschwindigkeit von $1 \frac{\mu\text{m}}{\text{s}}$ entlang der Messstrecke s verschoben, so ist bei korrekter Ausrichtung der Komponenten und nicht montierten Detektoren das Blinken des Laserstrahls mit einer Frequenz von ca. 3 Hz zu beobachten.
- Einbau der Detektoren.
- Justierung der Blenden vor den Detektoren und Überprüfung der Detektorsignale bei Verschiebung des Messspiegels.

3.5 Datenerfassung

Nach dem Ausrichten der optischen Komponenten gemäß Abschnitt 3.4 erfolgt die Datenerfassung zur Ermittlung der Messstrecke s . Die Datenerfassungseinheit (vgl. Abbildung 3.7) besteht aus den Detektoren, zwei Strom-Spannungswandlern (I/U-Wandlern),

einem Analog-Digitalwandler (A/D-Wandler) und dem PC mit der Datenerfassungssoftware.

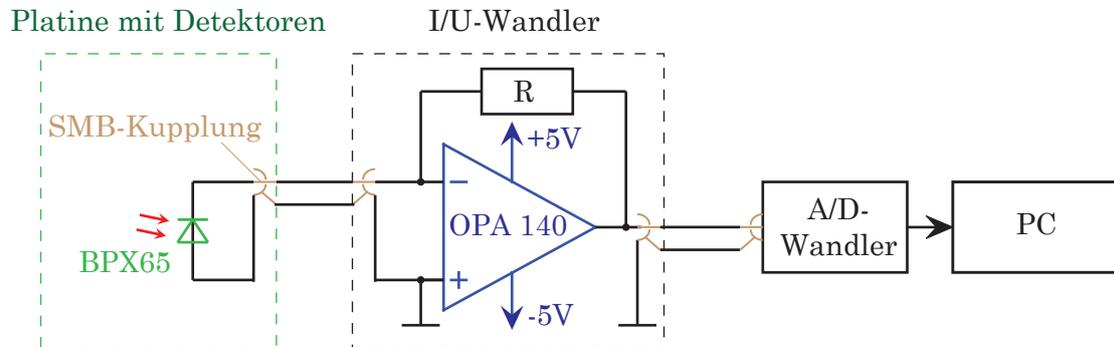


Abbildung 3.7: Datenerfassungseinheit mit Detektoren, I/U-Wandler, A/D-Wandler und PC.

3.5.1 Detektoren

Als Detektoren werden aufgrund der Temperaturstabilität und des Zeitverhaltens (Anstiegszeit 12 ns) zwei Silizium-PIN-Fotodioden BPX 65 von Osram [34] eingesetzt. Die Silizium-PIN-Fotodioden werden auf je eine Platine gelötet und die Signale über SMB-Kupplungen und Koaxialkabel an den I/U-Wandler übertragen.

3.5.2 I/U-Wandler

Zur Verhinderung des Temperatureinflusses auf die HOWM wird die Schaltung des I/U-Wandlers auf einer externer Platine aufgebaut und nicht direkt am Alublock des ILM montiert. Aufgrund des größeren SNR im Vergleich zum Betrieb in Sperrrichtung erfolgt der Betrieb der PIN-Fotodiode im Kurzschluss. Die Verstärkung des I/U-Wandlers mit dem Operationsverstärker OPA 140 von Texas Instruments [46] wird über den Widerstand R angepasst.

3.5.3 A/D-Wandler

Die Komponenten zur A/D-Wandlung stammen von National Instruments (NI) [31]. Die Ausgänge des I/U-Wandlers werden über zwei Koaxialkabel an den Anschlussblock

NI BNC-2120 angeschlossen. Die A/D-Wandlung der Detektorsignale erfolgt über das Datenerfassungsmodul NI PXI-6133 mit 14 Bit und $2.5 \frac{MS}{s}$. Mit dem PXI-Chassis NI PXI-1033 werden die Detektorsignale über den PCI-Express-Steckplatz am PC erfasst.

3.6 Signalauswertung

Abbildung 3.8 zeigt die notwendige Signalauswertung zur Ermittlung der Messstrecke. Im aktuellen Aufbau des ILM erfolgt die Datenspeicherung mit Hilfe des graphischen Programmiersystems LabVIEW. Aus den gespeicherten Daten wird mit den in den folgenden Unterabschnitten beschriebenen Matlabskripten (Heydemann Korrektur, Brechungsindex Ermittlung) die Messstrecke bestimmt.

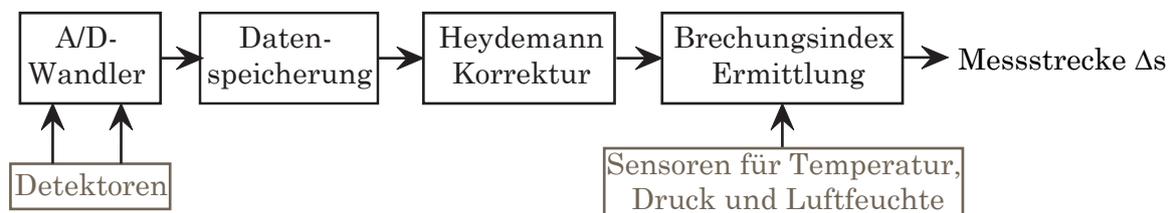


Abbildung 3.8: Blockschaltbild der Signalauswertung zur Ermittlung der Messstrecke.

3.6.1 LabVIEW

In LabVIEW werden die eingelesenen Detektorsignale mittels Funktionsblöcken angezeigt und gespeichert. Die Datenerfassung wird durch Betätigen der Ausführungstaste gestartet. Abbildung 3.9 zeigt das LabVIEW-Frontpanel mit den Detektorsignalen, den angezeigten Spitzenwerten (U_{ss}), Mittelwerten (MW) und der XY-Darstellung der zwei Detektorsignale. Durch Betätigen der Stop-Taste wird die Messung beendet und ein Matlabskript gestartet, welches die Auswertung der gespeicherten Detektorsignale durchführt.

3.6.2 Matlabcode

In Abbildung 3.9 ist in der XY-Darstellung der Detektorsignale kein Kreis, sondern eine aus der Hauptlage verdrehte Ellipse zu beobachten. Die Ellipse entsteht aufgrund der nicht exakt um 45° gegeneinander verdrehten Polarisatoren und der sich dadurch

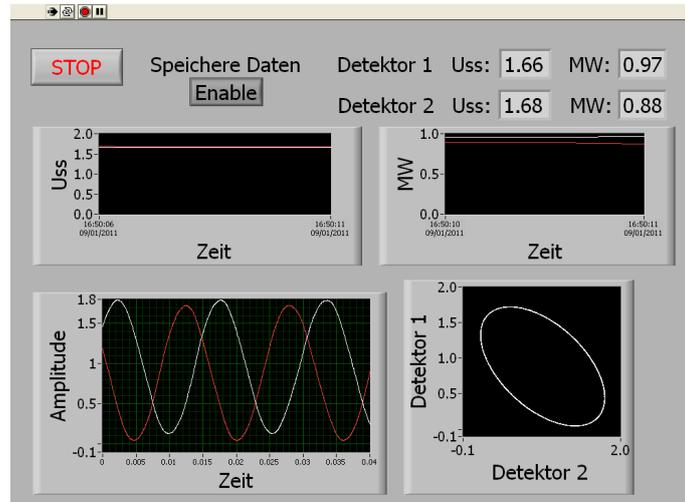


Abbildung 3.9: LabVIEW Anzeige der Detektorsignale mit Spitzenwerten (U_{ss}), Mittelwerten (MW) und XY-Darstellung der Detektorsignale bei konstanter Verschiebe- geschwindigkeit des Messspiegels.

ergebenden Phasenverschiebung der Detektorsignale von ungleich 90° . Außerdem ist eine Differenz zwischen der Nullpunktverschiebung (MW) der Detektorsignale sowie der Verstärkung (U_{ss}) der Detektorsignale zu beobachten, die auf die nicht vollkommen identische Ausrichtung der Detektoren oder der Blenden vor den Detektoren und den Einfluss der unterschiedlichen optischen und elektrischen Komponenten der Detektorsignale zurückzuführen ist. Zur Bestimmung des Winkels $\Delta\gamma$ und der Messstrecke Δs erfolgt daher die Korrektur von Phasenverschiebung, Verstärkung und Nullpunktverschiebung nach Heydemann [19]. Anschließend wird aus den korrigierten Detektorsignalen und dem aus den Umgebungsparametern bestimmten Brechungsindex die Laserwellenlänge λ und daraus die Messstrecke Δs nach Gleichung 2.17 ermittelt. In den folgenden Unterabschnitten erfolgt die detaillierte Beschreibung der Signalverarbeitung mit Matlab.

Heydemann Korrektur

Die Gleichungen 3.2 beschreiben die fehlerfreien, idealen Detektorsignale U_1 und U_2 , die in XY-Darstellung einen Kreis im Nullpunkt mit dem Radius R in Abhängigkeit der Winkeländerung γ aufgrund der Verschiebung des Messspiegels entlang der Messstrecke Δs ergeben.

$$\begin{aligned} U_1 &= R \cos \gamma \\ U_2 &= R \sin \gamma \end{aligned} \tag{3.2}$$

Von Heydemann [19] wird das tatsächlich an Detektor 1 gemessene Signal U_{1D} mit dem idealen Detektorsignal U_1 sowie der Nullpunktverschiebung p angegeben. Das an Detektor 2 gemessene Signal U_{2D} wird mit Berücksichtigung der Phasenverschiebung α

zwischen den Detektorsignalen, dem Verstärkungsverhältnis G , der Nullpunktverschiebung q und dem idealen Detektorsignal U_2 angegeben (vgl. Gleichungen 3.3).

$$\begin{aligned} U_{1D} &= U_1 + p \\ U_{2D} &= \frac{U_2 \cos \alpha - U_1 \sin \alpha}{G} + q \end{aligned} \quad (3.3)$$

Durch Vereinigung der beiden Detektorsignale U_{1D} und U_{2D} ergibt sich die Ellipsengleichung 3.4:

$$(U_{1D} - p)^2 + \left(\frac{(U_{2D} - q)G + (U_{1D} - p) \sin \alpha}{\cos \alpha} \right)^2 = R^2 \quad (3.4)$$

Erweiterung und anschließende Zusammenfassung führt zur allgemeinen Form der Ellipsengleichung 3.5

$$AU_{1D}^2 + BU_{2D}^2 + CU_{1D}U_{2D} + DU_{1D} + EU_{2D} = 1 \quad (3.5)$$

mit den Ellipsenparametern:

$$\begin{aligned} A &= (R^2 \cos^2 \alpha - p^2 - G^2 q^2 - 2Gpq \sin \alpha)^{-1} \\ B &= AG^2 \\ C &= 2AG \sin \alpha \\ D &= -2A(p + Gq \sin \alpha) \\ E &= -2AG(Gq + p \sin \alpha) \end{aligned} \quad (3.6)$$

Die Ellipsenparameter A, B, C, D und E werden mit der Ellipsen-Fitting-Methode von Fitzgibbon *et al.* [16] mit dessen Matlabcode 3.1 aus den gemessenen Detektorsignalen U_{1D} und U_{2D} mit der Methode der kleinsten Quadrate ermittelt. Die Ellipsen-Fitting-Methode von Fitzgibbon zeichnet sich durch folgende Eigenschaften aus:

- Die gefundenen Ellipsenparameter ergeben immer eine Ellipse.
- Die Methode ist robust gegenüber Rauschen.
- Die Ellipsenparameter werden nicht iterativ, sondern direkt ermittelt.

Mit dem Matlabcode 3.1 wird aus dem in x gespeicherten Detektorsignal U_{1D} und dem in y gespeicherten Detektorsignal U_{2D} die Design-Matrix D und Streu-Matrix $S = D^T D$ gebildet. Damit die zu ermittelnden Ellipsenparameter gemeinsam mit Gleichung 3.5 eine Ellipse ergeben, muss als Nebenbedingung die Diskriminante $B^2 - 4AC < 0$ erfüllt sein. Aufgrund der Tatsache, dass diese Nebenbedingung nicht immer zu einer Lösung führt, wird von Fitzgibbon *et al.* [16] die gleichwertige Nebenbedingung $4AC - B^2 = 1$ eingeführt.

Mit Hilfe des Lagrange Multiplikators und Ableiten des entstehenden Gleichungssystems werden durch Lösung des Eigensystems sechs Eigenwert-Eigenvektorenkombinationen gefunden. Der Eigenvektor a zum einzigen nicht unendlichen negativen Eigenwert beinhaltet die gesuchten Ellipsenparameter.

```

% Build design matrix
D = [ x.*x y.*y x.*y x y ones(size(x)) ];
% Build scatter matrix
S = D'*D;
% Build 6x6 constraint matrix
C(6,6) = 0; C(1,3) = -2; C(2,2) = 1; C(3,1) = -2;
% Solve eigensystem
[gevec, geval] = eig(S,C);
% Find the negative eigenvalue
l = find(geval<0 & ~isinf(geval));
% Extract eigenvector corresponding to negative eigenvalue
a = real(gevec(:,l));

```

Matlabcode 3.1: Ellipsen-Fitting aus [16].

Aus den gefundenen Ellipsenparametern werden mit den Gleichungen 3.7 die Korrekturfaktoren α, G, p und q ermittelt:

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{C}{4AB^{\frac{1}{2}}}\right) \quad G = \left(\frac{B}{A}\right)^{\frac{1}{2}} \quad p = \frac{2BD - EC}{C^2 - 4AB} \quad q = \frac{AE - DC}{C^2 - 4AB} \quad (3.7)$$

Anschließend werden die um Phasenverschiebung, Verstärkung und Nullpunktverschiebung korrigierten Detektorsignale U_{1Kor} und U_{2Kor} mit den Gleichungen 3.8 aus den Korrekturfaktoren ermittelt.

$$\begin{aligned} U_{1Kor} &= U_{1D} - p \\ U_{2Kor} &= \frac{(U_{1D} - p) \sin \alpha + G(U_{2D} - q)}{\cos \alpha} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Brechungsindex n

Zur Ermittlung der Messstrecke Δs nach Gleichung 2.17 wird die Laserwellenlänge $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$ benötigt. Diese ist abhängig von der Vakuumlaserwellenlänge λ_0 (siehe Sios [42]) und vom Brechungsindex n des Ausbreitungsmediums der Laserstrahlung. Der Brechungsindex n der Luft ändert sich in Abhängigkeit von Lufttemperatur, Luftdruck und Luftfeuchtigkeit. Ausgehend von der Gleichung von Edlén [11] zur Berechnung des Brechungsindex n der Luft über Korrekturen von Brich und Downs [4], [5] stellt das National Institute of Standards and Technology (NIST) [45] einen Brechungsindexrechner in Luft zur

Verfügung. Das NIST nutzt verbesserte Methoden zur Bestimmung des Einflusses von Luftdruck und Wasserdampf auf den Brechungsindex durch zusätzliche Berücksichtigung des Kohlenstoffdioxidgehalts. Die Vorgehensweise vom NIST wird daher im Matlabcode zur Bestimmung der Wellenlänge λ verwendet.

Ermittlung der Messstrecke Δs

Aus den korrigierten Detektorsignalen wird die Winkeländerung $\Delta\gamma$ ermittelt. Dabei wird die Matlabfunktion *atan2* zur Bestimmung von $\Delta\gamma$ im richtigen Quadranten verwendet, die 2π Phasensprünge werden mit der Matlabfunktion *unwrap* beseitigt. Zusätzlich erfolgt die Korrektur der Messstrecke Δs durch Brechungsindexänderungen während der Messung und die graphische Ausgabe der Messstrecke Δs (vgl. Abbildung 3.10). Erfolgt die Auslösung des Trigger-Eingangs, so wird am Bildschirm die Position des Messspiegels bei Trigger-Auslösung ausgegeben.

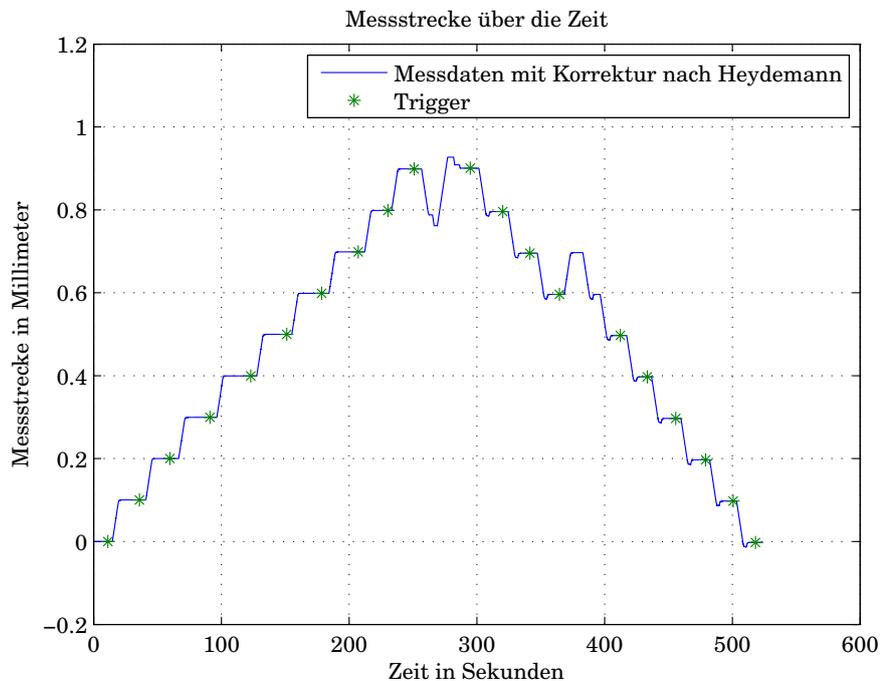


Abbildung 3.10: Graphische Ausgabe der Messstrecke über die Zeit.

4 Messunsicherheitsanalyse

In diesem Kapitel wird die MU-Analyse des ILM nach GUM [21] durchgeführt. In GUM erfolgt nach Darstellung der Funktionsweise der durchzuführenden Messung die Beschreibung der Einflussgrößen. Die Darstellung der Einflussgrößen im Ursache-Wirkungs-Diagramm erleichtert das Finden der Modellgleichung (vgl. Sommer [43]) und des MU-Budgets.

4.1 Ursache-Wirkungs-Diagramm

Das Ursache-Wirkungs-Diagramm in Abbildung 4.1 zeigt eine grafische Übersicht der auf die HOWM wirkenden Einflussgrößen.

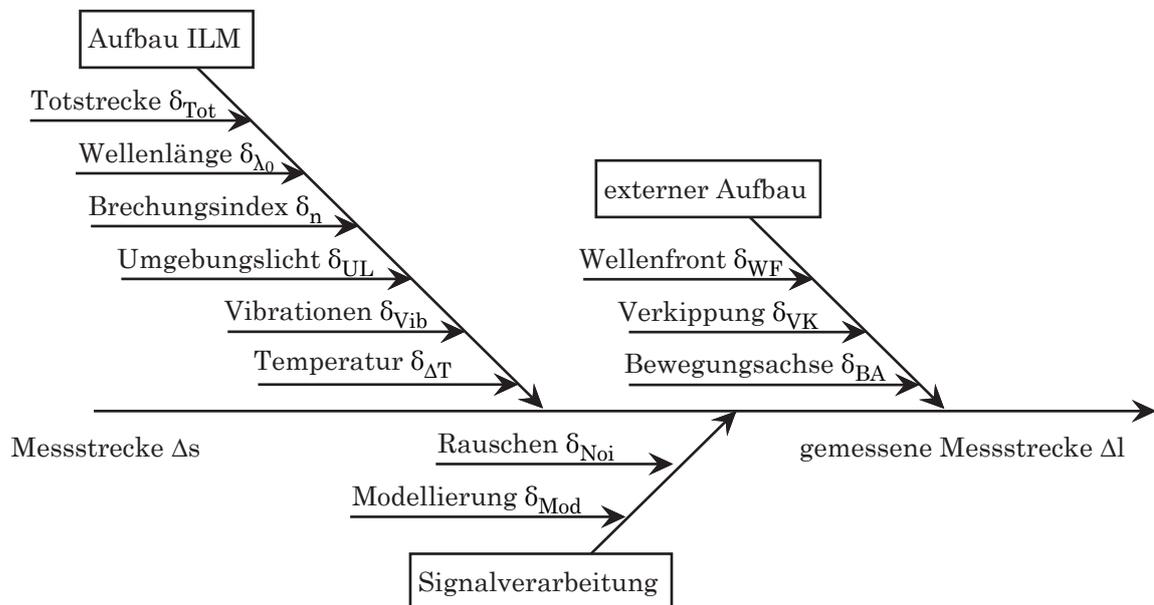


Abbildung 4.1: Ursache-Wirkungs-Diagramm mit den Einflussgrößen auf die HOWM.

4.2 Einflussgrößen

Auf die Messung wirken unterschiedlichste Einflussgrößen, die zu einer Abweichung der ermittelten Messstrecke von der tatsächlichen Messstrecke führen. Die Einflussgrößen werden in Abhängigkeit vom Bereich des Einflusses auf die HOWM in folgende drei Gruppen unterteilt:

- Einflussgrößen auf den Aufbau des ILM.
- Einflussgrößen bei der Auswertung der Signale.
- Einflussgrößen durch den externen Aufbau.

Ausgehend von der in Abschnitt 2.1.1 hergeleiteten Gleichung 2.17 wird mit dem ILM die Position des Messspiegels s entlang der Messstrecke Δs mit Gleichung 4.1 ermittelt. Die Größe N stellt den digitalisierten Zählerstand proportional zur Winkeländerung γ an den Detektoren aufgrund der Verschiebung des Messspiegels dar.

$$s = \frac{N \cdot \lambda}{4\pi} = \frac{N \cdot \lambda_0}{4\pi \cdot n} \quad (4.1)$$

Unter Berücksichtigung der Einflussgrößen wird in Abbildung 4.2 das Modell der Messung graphisch dargestellt.

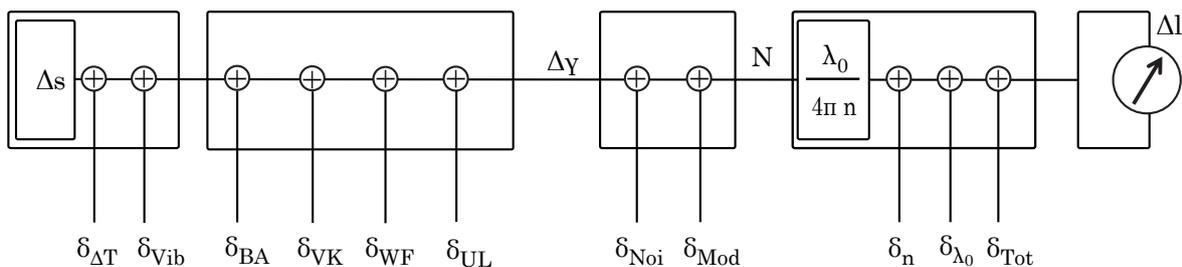


Abbildung 4.2: Modell der Messung mit den auf die Wegmessung wirkenden Einflussgrößen.

Die Gleichung 4.2 zeigt die sich aus dem Modell ergebende Modellgleichung.

$$\Delta s = \delta_{\Delta T} + \delta_{Vib} + \delta_{BA} + \delta_{VK} + \delta_{WF} + \delta_{UL} + \delta_{Noi} + \delta_{Mod} + \frac{N \cdot \lambda_0}{4\pi \cdot n} + \delta_n + \delta_{\lambda_0} + \delta_{Tot} \quad (4.2)$$

In den folgenden Abschnitten werden die Einflussgrößen beschrieben und deren Einfluss auf die Messung ermittelt. Anschließend wird die bei der Messung mit dem ILM auftretende MU im Messunsicherheitsbudget zusammengefasst.

4.2.1 Einflussgrößen durch den Aufbau des ILM

Temperatureinfluss auf die Komponenten des ILM

Eine Temperaturänderung verursacht die Änderung der Abmessungen der für den Messaufbau verwendeten Komponenten (Strahlteiler, $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten, Polarisatoren). Durch den symmetrischen Aufbau des ILM, werden die optischen Komponenten im Mess- und Referenzstrahl gleichermaßen beeinflusst. Dadurch kompensiert sich der Temperatureinfluss der optischen Komponenten.

Die eingesetzten Materialien zur Befestigung der optischen Komponenten verursachen jedoch bei einer Temperaturänderung ΔT während der Messung eine Änderung δ_{LT} der Länge l_i in Abhängigkeit des jeweiligen Längenausdehnungskoeffizienten α_i . Durch diese Änderung entsteht eine Abweichung der vom ILM gemessenen Messstrecke Δs_{gem} von der tatsächlichen Messstrecke Δs nach Gleichung 4.3.

$$\Delta s = \Delta s_{gem} + \delta_{LT} = \Delta s_{gem} + \Delta T \sum_i l_i \cdot \alpha_i \quad (4.3)$$

Zur Ermittlung der Standardunsicherheit durch Temperaturänderungen $u_{\Delta T}$ nach Gleichung 4.4 werden die Sensitivitätskoeffizienten durch Ableiten von Gleichung 4.3 nach l_i , α_i und ΔT mit den zugehörigen Standardunsicherheiten benötigt.

$$u_{\Delta T} = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta s}{\partial \Delta T} \cdot u_{\Delta T}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta s}{\partial l_i} \cdot u_{l_i}\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta s}{\partial \alpha_i} \cdot u_{\alpha_i}\right)^2} \quad (4.4)$$

Die Ableitung nach ΔT ergibt den Sensitivitätskoeffizient für $\frac{\partial \Delta s}{\partial \Delta T} = l_i \cdot \alpha_i$. Die Messung mit dem WLI wird bei konstanter Temperatur in einem klimatisierten Raum durchgeführt, daher ergibt sich für Temperaturschwankungen ein Erwartungswert von Null. Aus diesem Grund verschwinden die Sensitivitätskoeffizienten $\frac{\partial \Delta s}{\partial l_i}$ und $\frac{\partial \Delta s}{\partial \alpha_i}$ sowie die Sensitivitätskoeffizienten höher Ordnung. Nach Kessel [26] erfolgt in diesem Fall die gemischte Ableitung $\frac{\partial^2 \Delta s}{\partial \alpha_i \partial \Delta T} = \alpha_i$ und $\frac{\partial^2 \Delta s}{\partial l_i \partial \Delta T} = l_i$ nach den unterschiedlichen Eingangsgrößen (vgl. Schmidt [39]).

Die mit dem ILM gemessene Messstrecke Δs_{gem} wird von Längenänderungen der Strecke vom Strahlteiler 1 zum Referenzspiegel l_{Ref} und vom Strahlteiler 1 zum Messspiegel l_{Mes} beeinflusst. Die exakte Position des ILM am WLI und die zur Befestigung des Messspie-

gels eingesetzten Materialien und Abmessungen sind zum aktuellen Zeitpunkt noch nicht bekannt. Bei gleichmäßiger Temperaturverteilung und identischen Materialien vom ILM zum Messspiegel l_{Mes} und vom WLI zur Messprobe l_{WLI} beeinflusst eine Temperaturänderung die Strecken l_{Mes} und l_{WLI} gleichermaßen. In dieser MU-Analyse erfolgt daher lediglich die Berücksichtigung des Einflusses von Temperaturänderungen auf $l_{Ref} = 19\text{mm}$ mit dem Längenausdehnungskoeffizient $\alpha_{Alu} = 23 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{K}}$. Die Temperaturschwankungen während der Messung werden aus Experimenten mit $\pm 0.05\text{K}$ bestimmt und die Toleranz durch Fertigung mit $\pm 0.05\text{mm}$ abgeschätzt. Unter der Annahme einer Rechteckverteilung ergeben sich daraus die Standardunsicherheiten $u_{\Delta T} = 0.03\text{K}$ und $u_{l_i} = 0.03\text{mm}$. Der Einfluss von Temperaturänderungen auf den Ausdehnungskoeffizient wird nicht berücksichtigt.

Nach Gleichung 4.5 beträgt die Standardunsicherheit durch Temperaturänderungen $u_{\Delta T} = 13\text{nm}$

$$u_{\Delta T} = \sqrt{(l_{Ref} \cdot \alpha_{Alu} \cdot u_{\Delta T})^2 + (\alpha_{Alu} \cdot u_{l_i} \cdot u_{\Delta T})^2 + (l_{Ref} \cdot u_{\alpha_{Alu}} \cdot u_{\Delta T})^2} = 13\text{nm} \quad (4.5)$$

Umgebungslicht

Die Detektorsignale werden durch das Umgebungslicht beeinflusst. Durch den Einsatz von Blenden und Abdeckungen kann der Einfluss des Umgebungslichts auf die Detektorsignale verhindert werden. In der weiteren MU-Analyse wird daher der Einfluss durch das Umgebungslicht nicht berücksichtigt.

Vibrationen

Vibrationen während der Messung führen zu Positionsänderung der optischen Komponenten und zur Destabilisierung des Lasers. Durch den Aufbau des ILM auf einem Tisch mit Schwingungsdämpfung werden derartige Vibrationen verhindert und daher in der MU-Analyse nicht berücksichtigt.

Brechungsindex

Da der Brechungsindex nicht direkt, sondern über die vom NIST [45] modifizierte Version der Gleichung von Edlén [11] aus der Temperatur T in $^{\circ}\text{C}$, dem Druck p in kPa und der relativen Feuchte RH in $\%$ ermittelt wird, beeinflusst die MU dieser Größen sowie deren Änderung den Brechungsindex n und dadurch die Wellenlänge λ zur Bestimmung der Messstrecke Δs .

Zur Bestimmung der Abhängigkeit des Brechungsindex von Klimaänderungen wird die vereinfachte Gleichung 4.6 vom NIST nach den jeweiligen Einflussgrößen abgeleitet.

$$n = 1 + \frac{7.86 \cdot 10^{-4} \cdot p}{(273 + T)} - 1.5 \cdot 10^{-11} \cdot RH \cdot (T^2 + 160) \quad (4.6)$$

Unter Laborbedingungen (Temperatur = 20 °C, Luftdruck = 101.325 kPa und Luftfeuchtigkeit = 50 %) ergeben sich die Sensitivitätskoeffizienten aus Tabelle 4.1 (vgl. Thalmann [47]).

URSACHE	SENSITIVITÄTSKOEFFIZIENT
Temperatur	$\frac{\partial n}{\partial T} = -9.57 \cdot 10^{-7}$
Druck	$\frac{\partial n}{\partial p} = 2.7 \cdot 10^{-6}$
Feuchtigkeit	$\frac{\partial n}{\partial RH} = -1 \cdot 10^{-8}$

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der Sensitivitätskoeffizienten für den Brechungsindex.

Zur Bestimmung von Temperatur, Druck und Feuchtigkeit wird die Kompensationseinheit EC10 von Renishaw [37] eingesetzt. Die Parameter der Sensoren werden von Renishaw mit oberer und unterer Grenze angegeben. Daher wird die Standardunsicherheit u_x über die Rechteckverteilung ermittelt. Die Auswirkungen des Klimas auf den Brechungsindex werden im Matlabskript mit Hilfe der modifizierten Edlén Gleichung nach NIST [45] korrigiert. Vom NIST wird die erweiterte Messunsicherheit aufgrund der Unsicherheit des Modells mit $U_{Edlén} = 2 \cdot 10^{-8}$ angegeben. Tabelle 4.2 zeigt die Zusammenfassung der beschriebenen Standardunsicherheiten u_x .

URSACHE	STANDARDUNSIKERHEIT
Temperatursensor ± 0.2 K	$u_T = 0.12$ K
Drucksensor ± 0.1 kPa	$u_p = 0.06$ kPa
Feuchtigkeitssensor ± 15 %	$u_{RH} = 8.7$ %
Eldén Gleichung $2 \cdot 10^{-8}$ ($k = 2$)	$u_{Edlén} = 1 \cdot 10^{-8}$

Tabelle 4.2: Zusammenfassung der Standardunsicherheiten für den Brechungsindex.

Die Standardunsicherheit für den Brechungsindex $u_n = 2.1 \cdot 10^{-7}$ wird aus den Sensitivitätskoeffizienten und Standardunsicherheiten nach Gleichung 4.7 ermittelt (vgl. Schmidt [39]).

$$u_n = \sqrt{\left(\frac{\partial n}{\partial T} \cdot u_T\right)^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial p} \cdot u_p\right)^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial RH} \cdot u_{RH}\right)^2 + u_{Edlén}^2} = 2.1 \cdot 10^{-7} \quad (4.7)$$

Die MU des Brechungsindex beeinflusst die Wellenlänge λ und verursacht eine MU aufgrund der konstruktiv bedingten Totstrecke L_{Tot} . Die Untersuchung dieser Einflüsse erfolgt in den folgenden Abschnitten.

Wellenlänge λ

Die Wellenlänge des Lasers bildet den Maßstab für die Messung (vgl. Gleichung 4.1). Unstabilisierte Laser benötigen Einlaufzeiten von mehreren Stunden, bis sich die stabile Laserwellenlänge einstellt. Der verwendete stabilisierte Laser von Sios [41] befindet sich nach einer Einlaufzeit von 30 Minuten im Stabilisierungszustand und emittiert eine Vakuumwellenlänge λ_0 von 632.9911599 nm mit einer relativen Langzeitstabilität $\frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0} = \pm 2 \cdot 10^{-8}$. Durch Annahme einer Rechteckverteilung (vgl. Abbildung 2.11) ergibt sich die Standardunsicherheit der Vakuumwellenlänge λ_0 mit $u_{\lambda_0} = \lambda_0 \cdot \frac{2 \cdot 10^{-8}}{\sqrt{3}} = 7.4 \cdot 10^{-6}$ nm. Die Wellenlänge λ in Luft ist gemäß Gleichung 4.8 von der Laservakuumwellenlänge λ_0 und dem Brechungsindex n der Luft abhängig.

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n} \quad (4.8)$$

Die Sensitivitätskoeffizienten bei Laborbedingungen ($n=1.000271374$) für die Wellenlänge λ ergeben sich durch Ableiten von Gleichung 4.8 nach der Vakuumwellenlänge λ_0 und dem Brechungsindex n (vgl. in Tabelle 4.3). Gemeinsam mit den ermittelten Standardunsicherheiten u_n und u_{λ_0} , ergibt sich mit Gleichung 4.9 die Standardunsicherheit der Wellenlänge $u_\lambda = 1.33 \cdot 10^{-4}$ nm.

URSACHE	SENSITIVITÄTSKOEFFIZIENT
Brechungsindex	$\frac{\partial\lambda}{\partial n} = \frac{\partial\Delta\lambda}{\partial\Delta n} = -632.6478$ nm
Vakuumwellenlänge	$\frac{\partial\lambda}{\partial\lambda_0} = \frac{\partial\Delta\lambda}{\partial\Delta\lambda_0} = 0.9998$

Tabelle 4.3: Zusammenfassung der Sensitivitätskoeffizienten für die Wellenlänge λ und Wellenlängenänderungen $\Delta\lambda$.

$$u_\lambda = \sqrt{\left(\frac{\partial\lambda}{\partial n} \cdot u_n\right)^2 + \left(\frac{\partial\lambda}{\partial\lambda_0} \cdot u_{\lambda_0}\right)^2} = \sqrt{\left(-\frac{\lambda_0}{n^2} u_n\right)^2 + \left(\frac{1}{n} u_{\lambda_0}\right)^2} = 1.33 \cdot 10^{-4} \text{ nm} \quad (4.9)$$

Für die MU-Analyse ist nicht nur die Kenntnis der MU durch die Wellenlänge an der Startposition (SP) (vgl. Abbildung 4.3) der Messung notwendig, sondern auch die MU der Wellenlänge, nachdem der Messspiegel um die Messstrecke Δs zur Endposition (EP) verschoben ist. Die Berücksichtigung dieser Wellenlängenänderung erfolgt nach der in Hausotte *et al.* [17] beschriebenen Vorgehensweise. Darin wird die Wellenlängenänderung $\Delta\lambda = \lambda_{EP} - \lambda_{SP}$ durch die Wellenlängen an der Startposition λ_{SP} und der Endposition λ_{EP} dargestellt. Durch Einsetzen von $\lambda_{SP} = \frac{\lambda_0}{n}$ und $\lambda_{EP} = \frac{\lambda_{0EP}}{n_{EP}}$ sowie Substitution der Vakuumwellenlänge mit $\lambda_{0EP} = \lambda_0 + \Delta\lambda_0$ und des Brechungsindex $n_{EP} = n + \Delta n$ ergibt

sich $\Delta\lambda$ nach Gleichung 4.10:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0 + \Delta\lambda_0}{n + \Delta n} - \frac{\lambda_0}{n} = \frac{n\Delta\lambda_0 - \Delta n\lambda_0}{n(n + \Delta n)} \quad (4.10)$$

Durch Ableitung der Gleichung 4.10 ergeben sich Sensitivitätskoeffizienten und die Standardunsicherheit durch Wellenlängenänderung während der Spiegelverschiebung entlang der Messstrecke $u_{\Delta\lambda}$ nach Gleichung 4.11. Da die Änderung des Brechungsindex Δn im Vergleich zum Brechungsindex n sehr klein ist, wird bei der Ableitung $n + \Delta n$ gleich n gesetzt:

$$u_{\Delta\lambda} = \sqrt{\left(-\frac{\lambda_0}{n^2}u_{\Delta n}\right)^2 + \left(\frac{1}{n}u_{\Delta\lambda_0}\right)^2 + \left(-\frac{\Delta\lambda_0}{n^2}u_n\right)^2 + \left(\frac{\Delta n}{n^2}u_{\lambda_0}\right)^2} \quad (4.11)$$

Der Erwartungswert für die Abweichung der Vakuumwellenlänge $\Delta\lambda_0$ wird aufgrund der Stabilisierung des Lasers mit Null angenommen, ebenso der Erwartungswert für eine Brechungsindexänderung Δn . Es ergibt sich daher die vereinfachte Gleichung 4.12.

$$u_{\Delta\lambda} = \sqrt{\left(\frac{\partial\Delta\lambda}{\partial\Delta n} \cdot u_{\Delta n}\right)^2 + \left(\frac{\partial\Delta\lambda}{\partial\Delta\lambda_0} \cdot u_{\Delta\lambda_0}\right)^2} = \sqrt{\left(-\frac{\lambda_0}{n^2}u_{\Delta n}\right)^2 + \left(\frac{1}{n}u_{\Delta\lambda_0}\right)^2} = 6.65 \cdot 10^{-5} \text{ nm} \quad (4.12)$$

Von Sios [41] wird die relative Kurzzeitstabilität des Lasers mit $\frac{\Delta\lambda_0}{\lambda_0} = \pm 2 \cdot 10^{-9}$ angegeben. Diese Kurzzeitstabilität ist um den Faktor 10 kleiner als die Langzeitstabilität und gilt nur bei einer maximalen Messdauer von 1 Stunde. Durch Annahme einer Rechteckverteilung ergibt sich die Standardunsicherheit der Vakuumwellenlängenänderung $\Delta\lambda_0$ mit $u_{\Delta\lambda_0} = \lambda_0 \cdot 1.16 \cdot 10^{-9} = 7.4 \cdot 10^{-7} \text{ nm}$. Die Unsicherheit durch Brechungsindexänderung $u_{\Delta n}$ wird mit $\frac{1}{2}u_n$ angenommen. Mit den Sensitivitätskoeffizienten aus Tabelle 4.3, den Standardunsicherheiten aus Tabelle 4.4 und Gleichung 4.12 ergibt sich die Standardunsicherheit für Wellenlängenänderungen mit $u_{\Delta\lambda} = 6.65 \cdot 10^{-5} \text{ nm}$.

In Tabelle 4.4 sind die in diesem Abschnitt ermittelten Standardunsicherheiten zusammengefasst.

Totstrecke

Die sogenannte Totstrecke l_{Tot} (vgl. Abbildung 4.3) des ILM entsteht, weil der Messspiegel nicht im selben Abstand l_{Ref} zum Strahlteiler wie der Referenzspiegel platziert wird. Einen Einfluss auf die Messung hat die Totstrecke L_{Tot} erst, nachdem der Zählerstand N an der Nullposition (NP) auf Null gesetzt wird und es zu einer Änderung des Wellenlänge λ kommt. In diesem Fall wird die Wellenlängenänderung im optischen Weg vom Strahlteiler zum Messspiegel $l_{Ref} + l_{Tot}$ nicht mehr durch den optischen Weg vom Strahlteiler zum Referenzspiegel l_{Ref} kompensiert.

URSACHE	STANDARDUNSICHERHEIT
Brechungsindex	$u_n = 2.1 \cdot 10^{-7}$
Brechungsindexänderung	$u_{\Delta n} = 1.1 \cdot 10^{-7}$
Vakuumwellenlänge	$u_{\lambda_0} = 7.4 \cdot 10^{-6} \text{ nm}$
Vakuumwellenlängenänderung	$u_{\Delta \lambda_0} = 7.4 \cdot 10^{-7} \text{ nm}$
Wellenlänge	$u_{\lambda} = 1.33 \cdot 10^{-4} \text{ nm}$
Wellenlängenänderung	$u_{\Delta \lambda} = 6.65 \cdot 10^{-5} \text{ nm}$

Tabelle 4.4: Zusammenfassung der Standardunsicherheiten für die Wellenlänge λ .

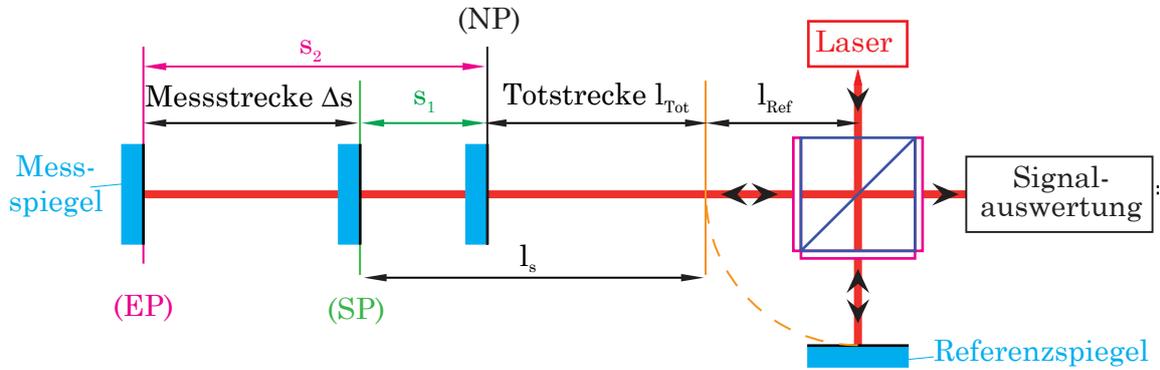


Abbildung 4.3: Totstrecke in einem Einstrahl-Homodyn-MI.

Der Einfluss der Totstrecke wird nach Hausotte *et al.* [17] aus Gleichung 4.1 durch Unterteilung der Strecke l_s in die Totstrecke l_{Tot} und die Strecke bis zum Messspiegel s mit den dazugehörigen Zählerständen N_{Tot} und N_s analysiert.

$$s = l_s - l_{Tot} = \frac{(N_s + N_{Tot}) \cdot \lambda}{4\pi} - l_{Tot} \quad (4.13)$$

Befindet sich der Messspiegel auf der Nullposition (NP), wird der Zählerstand N_s auf 0 gesetzt. Die Strecke l_s ist auf NP daher gleich l_{Tot} (siehe Gleichung 4.14):

$$l_{s_{NP}} = l_{Tot} = \frac{N_{Tot_{NP}} \cdot \lambda_{NP}}{4\pi} \quad (4.14)$$

Ersetzen des Zählerstands N_{Tot} durch den Zählerstand auf Nullposition $N_{Tot_{NP}}$ und dem Zählerstand ΔN_{Tot} aufgrund von Wellenlängenänderungen ergibt Gleichung 4.15:

$$s = \frac{(N_s + N_{Tot_{NP}} + \Delta N_{Tot}) \cdot \lambda}{4\pi} - l_{Tot} \quad (4.15)$$

Im ILM werden beim ermittelten Zählerstand N auch Wellenlängenänderungen in der Totstrecke mitgezählt. Aus diesem Grund wird $N = N_s + \Delta N_{Tot}$ gesetzt. Auflösen von Gleichung 4.14 nach $N_{Tot_{NP}}$ und Ersetzen in Gleichung 4.15 ergibt Gleichung 4.16. Diese beinhaltet den Einfluss von Wellenlängenänderungen in der Totstrecke auf die Messspiegelposition s .

$$s = \frac{N \cdot \lambda}{4\pi} + \left(\frac{\lambda}{\lambda_{NP}} - 1 \right) l_{Tot} = \frac{N \cdot \lambda_0}{4\pi \cdot n} + \left(\frac{\lambda_0 \cdot n_{NP}}{\lambda_{0_{NP}} \cdot n} - 1 \right) l_{Tot} \quad (4.16)$$

Da die Vakuumwellenlänge $\lambda_0 = \lambda_{0_{NP}}$ als konstant angenommen wird, ergibt sich die vereinfachte Gleichung 4.17.

$$s = \frac{N \cdot \lambda}{4\pi} + \left(\frac{n}{n_{NP}} - 1 \right) l_{Tot} \quad (4.17)$$

Die Abweichung δ_{Tot} durch die Totstrecke l_{Tot} wird im Matlabcode mit dem Brechungsindex an der Nullposition n_{NP} und dem aktuellen Brechungsindex n (z. B. Endposition) korrigiert (vgl. Gleichung 4.18).

$$\delta_{Tot} = \left(\frac{n}{n_{NP}} - 1 \right) l_{Tot} \quad (4.18)$$

Die Messstrecke Δs zwischen Startposition s_1 und Endposition s_2 des Messspiegels ergibt sich nach Gleichung 4.19.

$$\Delta s = s_2 - s_1 = \frac{N_{EP} \cdot \lambda_{EP} - N_{SP} \cdot \lambda_{SP}}{4\pi} + \left(\frac{\lambda_{EP} - \lambda_{SP}}{\lambda_{NP}} - 1 \right) l_{Tot} \quad (4.19)$$

Ausgehend von Gleichung 4.19 erfolgt die weitere MU-Analyse mit Berücksichtigung der Totstrecke. Die Laserstrahlung an der Startposition λ_{SP} und der Endposition λ_{EP} wird vom selben Laser erzeugt. Außerdem werden Temperatur, Druck und Luftfeuchte nur einmal gemessen, daher ist die Korrelation dieser Größen zu beachten. Nach Hausotte *et al.* [17] erfolgt die Berücksichtigung dieser Korrelationen durch Ersetzen von λ_{SP}

mit $\lambda_{NP} + \Delta\lambda_1$ und λ_{EP} mit $\lambda_{SP} + \Delta\lambda_2$ (siehe Gleichung 4.20).

$$\Delta s = \frac{N_{EP} \cdot (\lambda_{NP} + \Delta\lambda_1 + \Delta\lambda_2) - N_{SP} \cdot (\lambda_{NP} + \Delta\lambda_1)}{4\pi} + \left(\frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_{NP}} - 1 \right) l_{Tot} \quad (4.20)$$

Durch Ableiten nach den nicht korrelierten Größen λ_{NP} , $\Delta\lambda_1$, $\Delta\lambda_2$ und l_{Tot} und Näherung von $\frac{\Delta s}{\lambda_{NP}} \approx \frac{N_{EP} - N_{SP}}{4\pi}$ und $\frac{\Delta s + s_1}{\lambda_{NP}} \approx \frac{N_{EP}}{4\pi}$ ergeben sich die Sensitivitätskoeffizienten aus Tabelle 4.5.

URSACHE	SENSITIVITÄTSKOEFFIZIENT	NÄHERUNG
Wellenlänge auf NP	$\frac{\partial \Delta s}{\partial \lambda_{NP}} = \frac{N_{EP} - N_{SP}}{4\pi} - \frac{\Delta\lambda_2 \cdot l_{Tot}}{\lambda_{NP}^2}$	$\approx \frac{\Delta s}{\lambda_{NP}} - \frac{\Delta\lambda_2 \cdot l_{Tot}}{\lambda_{NP}^2}$
Wellenlängenänderung bis SP	$\frac{\partial \Delta s}{\partial \lambda_1} = \frac{N_{EP} - N_{SP}}{4\pi}$	$\approx \frac{\Delta s}{\lambda_{NP}}$
Wellenlängenänderung bis EP	$\frac{\partial \Delta s}{\partial \lambda_2} = \frac{N_{EP}}{4\pi} + \frac{l_{Tot}}{\lambda_{NP}}$	$\approx \frac{l_{Tot} + s_1 + \Delta s}{\lambda_{NP}}$
Totstrecke	$\frac{\partial \Delta s}{\partial l_{Tot}} = \frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_{NP}}$	$= \frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_{NP}}$

Tabelle 4.5: Zusammenfassung der Sensitivitätskoeffizienten unter Berücksichtigung der Totstrecke.

Mit den Standardunsicherheiten $u_{\lambda_{NP}}$, $u_{\Delta\lambda_1}$, $u_{\Delta\lambda_2}$ und $u_{l_{Tot}}$ ergibt sich die kombinierte Standardunsicherheit des ILM $u_{W_{el}}$ nach Gleichung 4.21.

$$u_{W_{el}} = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta s}{\partial \lambda_{NP}} \cdot u_{\lambda_{NP}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta s}{\partial \lambda_1} \cdot u_{\Delta\lambda_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta s}{\partial \lambda_2} \cdot u_{\Delta\lambda_2} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta s}{\partial l_{Tot}} \cdot u_{l_{Tot}} \right)^2} \quad (4.21)$$

Die Ermittlung der MU für eine mögliche Messaufgabe mit dem WLI erfolgt in der folgenden Zusammenfassung.

Zusammenfassung

Folgende Parameter ergeben sich durch den Aufbau des WLI:

- Die maximale Verschiebung z der Messprobe beträgt 20 mm. Daher wird die Messstrecke Δs von 20 mm zur MU-Analyse herangezogen (vgl. Abschnitt 1.2).
- Da der NP durch Rücksetzung des Zählerstandes und der SP der Messung an der selben Position liegen, wird die Strecke s_1 mit 0 mm ermittelt.
- Die maximale Totstrecke im WLI ergibt sich aus der maximalen Distanz der Halterung für den Messspiegel am WLI zum ILM $l_{Tot_{WLI}}$ (vgl. Abbildung 1.2) und der Totstrecke im ILM bis zur Außenkante des ILM $l_{Tot_{ILM}}$. Von dieser Distanz wird die Höhe der Spiegelhalterung mit Messspiegel $l_{Tot_{MSp}}$ abgezogen. Es ergibt sich

eine maximale Totstrecke l_{Tot} von 60 mm. (vgl. Gleichung 4.22)

$$l_{Tot} = l_{Tot_{WLI}} + l_{Tot_{ILM}} - l_{Tot_{MSp}} = 65 \text{ mm} + 13 \text{ mm} - 18 \text{ mm} = 60 \text{ mm} \quad (4.22)$$

- Der Erwartungswert für die Abweichung der Wellenlänge $\Delta\lambda_2$ während der Messung wird aufgrund der Stabilisierung des Lasers und konstanter Laborbedingungen mit Null angenommen. Der Beitrag von $\frac{\partial\Delta s}{\partial l_{Tot}} \cdot u_{l_{Tot}}$ wird damit zu Null. Bei großen Brechungsindexänderungen während der Messung ist dieser Beitrag jedoch zu berücksichtigen (vgl. Hausotte *et al.* [17]).
- Die Standardunsicherheit für Wellenlängenänderungen wird mit $u_{\Delta\lambda} = u_{\Delta\lambda_1} = u_{\Delta\lambda_2}$ angegeben.

Aus den Standardunsicherheiten und Sensitivitätskoeffizienten in Tabelle 4.4 und 4.5 ergibt sich nach Gleichung 4.21 die Standardunsicherheit ILM: $u_{Wel} = 6.6 \text{ nm}$.

4.2.2 Einflussgrößen durch die Signalauswertung

Zur Signalauswertung werden zwei um 90° verschobene Detektorsignale benötigt. Diese Signale werden mit Hilfe der drei $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten und Polarisatoren erzeugt. Durch Fehlausrichtung dieser Komponenten entsteht der Modellierungsfehler, der den Einfluss der Komponenten auf die Detektorsignale beschreibt. Der Modellierungsfehler führt zu der in Abschnitt 3.6.2 beschriebenen Korrektur der Detektorsignale bei der Signalauswertung und wird daher im Folgenden analysiert. Des Weiteren wird in diesem Abschnitt der Einfluss des Rauschens auf die Detektorsignale und somit auf die Messstrecke untersucht.

Modellierungsfehler:

Der Einfluss der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte wird durch Simulation untersucht. Die Polarisation der optischen Strahlung wird dazu mit Jones-Vektoren dargestellt, die Polarisation verändernden Komponenten (polarisierender Strahlteiler, $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten) werden durch die Jones-Matrizen repräsentiert (vgl. Abschnitt 2.1). Durch Multiplikation von Jones-Vektoren mit Jones-Matrizen ergeben sich die Polarisationsrichtungen nach dem Durchlauf durch die Komponenten.

Die Analyse unterschiedlicher Winkel der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten 1 und 2 zeigt den in Abbildung 4.4 beobachtbaren Einfluss dieser zwei $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten. Die Abweichung von 5° zur idealen Ausrichtung der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte im Referenzstrahl und

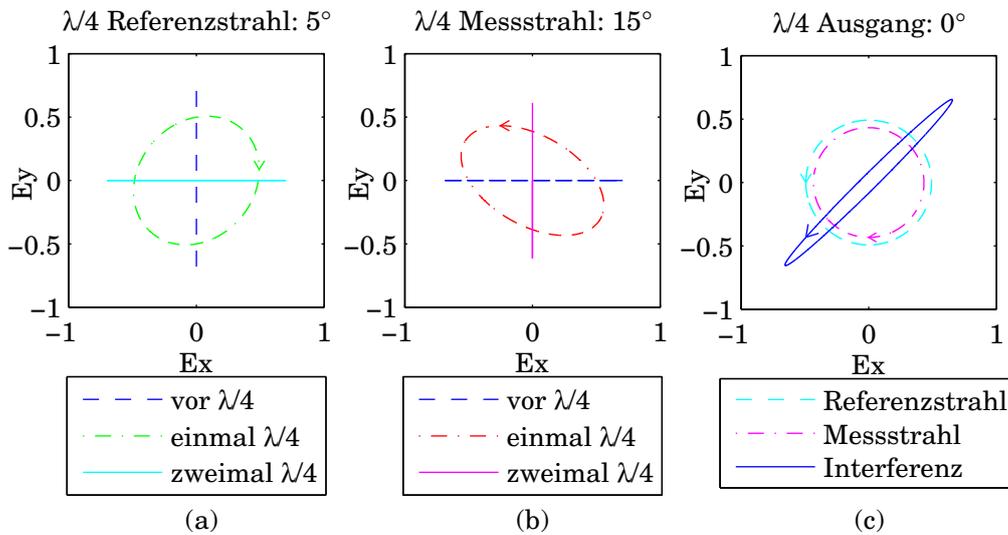


Abbildung 4.4: Polarisationsrichtungen bei Verdrehung der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten im (a) Referenzstrahl, (b) Messstrahl und (c) Ausgang.

von 15° zur idealen Ausrichtung der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte im Messstrahl ergibt am Ausgang elliptisch polarisierte (EP) optische Strahlung anstelle der LP optischen Strahlung (vgl. Abschnitt 3.1). Abbildung 4.4 zeigt den Einfluss der Abweichung vom geforderten Winkel vor der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte, nach dem einmaligen und nach dem zweimaligen Durchlauf durch die $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten auf die Polarisation des Referenzstrahls (Abbildung 4.4a) und des Messstrahls (Abbildung 4.4b). Die Polarisationsrichtungen bei Interferenz von Mess- und Referenzstrahl am Ausgang des polarisierenden Strahlteilers 1 werden in Abbildung 4.4c gezeigt.

Aufgrund der Abweichung vom geforderten Winkel und die dadurch verursachte EP optische Strahlung entsteht bei Verschiebung des Messspiegels entlang der Messstrecke Δs der in Abbildung 4.5 dargestellte Verlauf der Detektorsignale. Eine Abweichung der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten 1 und 2 vom geforderten Winkel ergibt im Vergleich zu idealen Detektorsignalen eine gleichmäßige Abschwächung der zwei Detektorsignale. Die Abschwächung bleibt konstant, falls keine zusätzliche Abweichung (Drehung) der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten 1 und 2 erfolgt. Die zeitliche Phasenverschiebung zwischen den Detektorsignalen wird durch die $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten 1 und 2 nicht beeinflusst.

Die Abweichung der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte 3 vom geforderten Winkel verursacht im Unterschied zu den $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten 1 und 2 auch eine Änderung der zeitlichen Phasenverschiebung zwischen den Detektorsignalen. Abbildung 4.6 zeigt die entstehende Phasenverschiebung der Detektorsignale bei einer Abweichung von 20° . Im Gegensatz zu der in Abbildung 4.4c gezeigten EP optischen Strahlung, die bei Messspiegelverschiebung

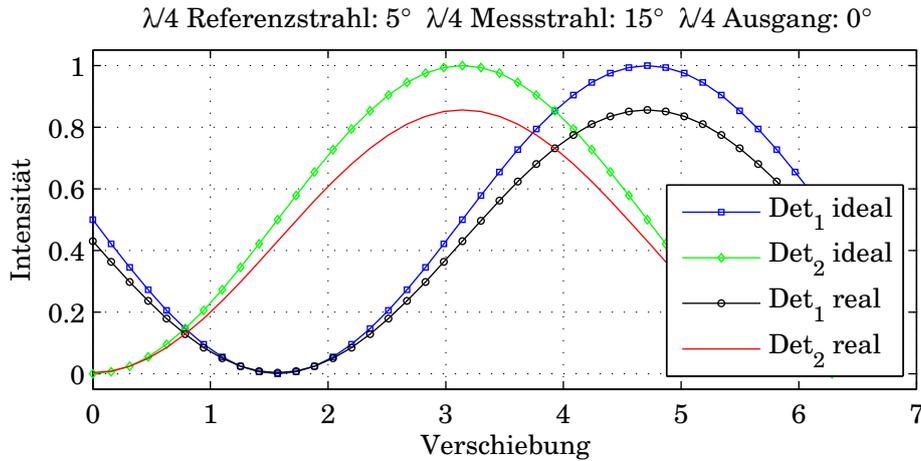


Abbildung 4.5: Ideale Detektorsignale Det_{1ideal} und Det_{2ideal} sowie reale Detektorsignale Det_{1real} und Det_{2real} bei Verschiebung des Messspiegels und Verdrehung der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten im Referenzstrahl um 5° und im Messstrahl um 15° .

unverändert bleibt, verursacht die $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte 3 bei Abweichung vom geforderten Winkel eine Änderung der EP optischen Strahlung (vgl. Abbildung 4.7), die zur beschriebenen Änderung der zeitlichen Phasenverschiebung zwischen den Detektorsignalen führt.

Neben den $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten beeinflussen die Polarisatoren am Strahlteiler 2 die Detektorsignale. Die geforderte Phasenverschiebung der Detektorsignale von 90° wird erreicht, wenn Polarisator 1 gegenüber Polarisator 2 um 45° verdreht ist. Die Überprüfung des Einflusses von nicht im Winkel von 45° aufgeklebten Polarisatoren erfolgt wieder durch Simulation mit Hilfe des Matlabskripts. Der Polarisator vor Detektor 1 wird in vertikaler Polarisationsrichtung fixiert, der Winkel der Polarisationsrichtung des Polarisators 2 ist veränderbar. Abbildung 4.8 zeigt die Detektorsignale für den Polarisationswinkel von 57° anstelle der (ideal) geforderten 45° . Die Analyse von unterschiedlichen Polarisationsrichtungen ergibt eine Änderung der Phasenverschiebung zwischen den Detektorsignalen aufgrund der nicht im geforderten Winkel justierten Polarisatoren.

Die $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten und Polarisatoren werden auf die jeweiligen Strahlteiler geklebt. Aus diesem Grund ist bei konstanten Temperaturverhältnissen keine Änderung (Drehung) möglich. Die Amplitude, der Offset und die Phasenverschiebung bleiben daher konstant, allerdings erfordert die nicht exakte Justierung der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten und Polarisatoren die in Abschnitt 3.6.2 beschriebene Heydemann Korrektur der Detektorsignale bei der Signalauswertung. Die Korrektur wird mit den aus den Detektorsignalen ermittelten Ellipsenparametern durchgeführt.

Der nicht perfekt kollimierte Laserstrahl, Reflexionen und die Verkippung des Messspie-

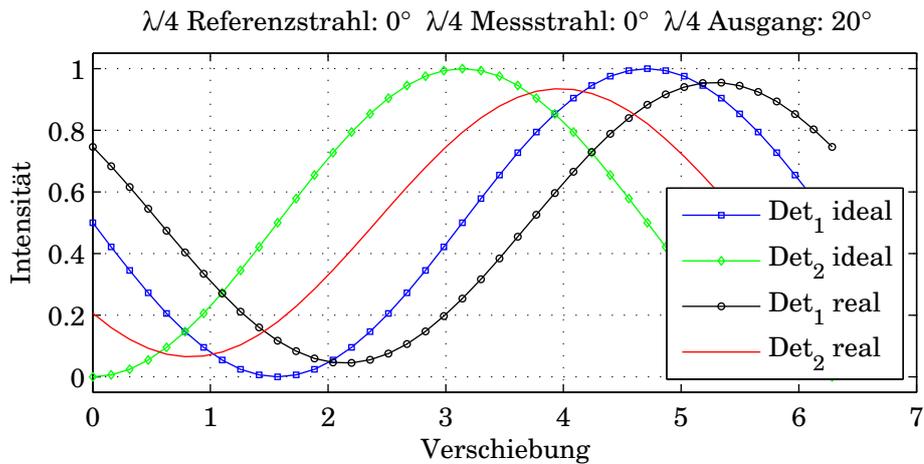


Abbildung 4.6: Ideale Detektorsignale Det_{1ideal} und Det_{2ideal} sowie reale Detektorsignale Det_{1real} und Det_{2real} bei Verschiebung des Messspiegels und Verdrehung der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte 3 am Ausgang um 20° .

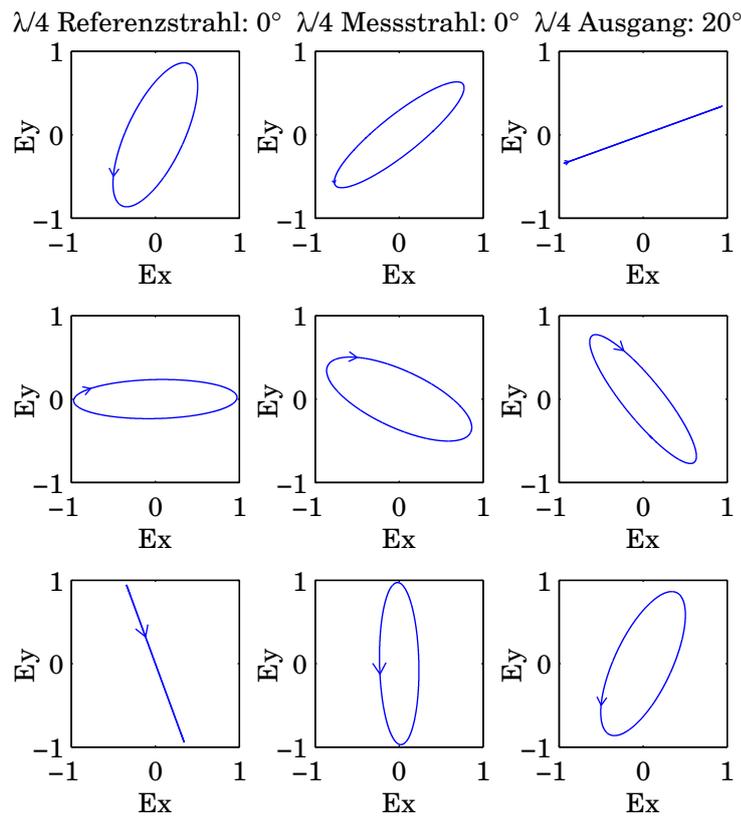


Abbildung 4.7: Polarisationsrichtungen der optischen Strahlung nach der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte 3 bei Verschiebung des Messspiegels entlang der Messstrecke und Verdrehung der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte 3 um 20° .

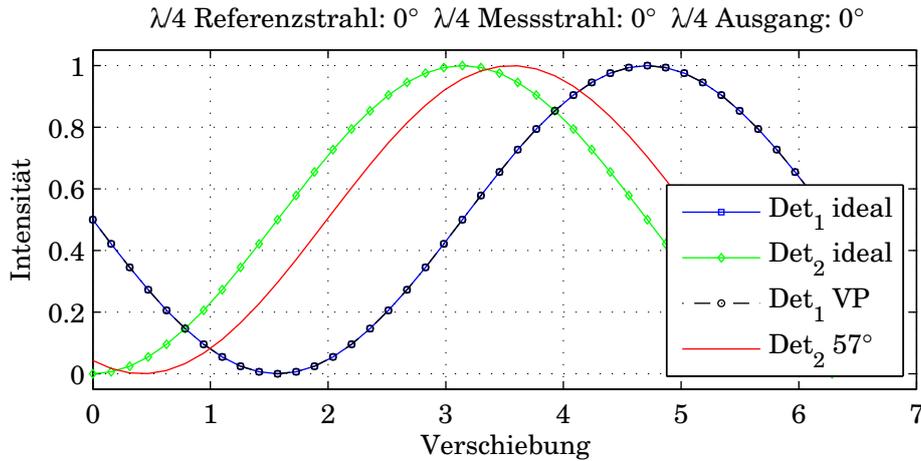


Abbildung 4.8: Ideale Detektorsignale Det_{1ideal} und Det_{2ideal} sowie das reale Detektorsignal Det_{1VP} bei VP des Polarisators vor Detektor 1 und das reale Detektorsignal Det_{257° bei einem Polarisationswinkel von 57° des Polarisators vor Detektor 2.

gels führen jedoch zu Änderung der Amplitude und des Offsets der Detektorsignale. Diese Änderung verursacht die Abweichung der ermittelten Ellipsenparameter von den tatsächlich zur Heydemann Korrektur benötigten Ellipsenparametern und verursachen eine MU.

Die zur MU-Analyse benötigten Sensitivitätskoeffizienten werden mit Hilfe einer Matlab-Simulation von Kern [25] ermittelt. Die Simulation wird mit den sich durch die Klebung der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten und Polarisatoren ergebenden Ellipsenparametern durchgeführt und ergibt die Sensitivitätskoeffizienten in Tabelle 4.6.

URSACHE	SENSITIVITÄTSKOEFFIZIENT
Amplitude Detektor 1	$\frac{\partial f}{\partial I_{A_1}} = 0.23 \frac{m}{A}$
Amplitude Detektor 2	$\frac{\partial f}{\partial I_{A_2}} = 0.32 \frac{m}{A}$
Offset Detektor 1	$\frac{\partial f}{\partial I_{O_1}} = 0.23 \frac{m}{A}$
Offset Detektor 2	$\frac{\partial f}{\partial I_{O_2}} = 0.32 \frac{m}{A}$

Tabelle 4.6: Sensitivitätskoeffizienten für Änderung von Amplitude und Offset

Die Standardunsicherheit der Änderung von Amplitude (10 mV) und Offset (5 mV) für die Detektorsignale ergibt sich aus wiederholter Beobachtung der Detektorspannungen auf einer Messstrecke von 20 mm. Aus den ermittelten Spannungen ergeben sich mit dem im U/I-Wandler eingesetzten Widerstand $R=1 M\Omega$ die Stromänderungen an den Detektoren und die zugehörigen Standardunsicherheiten aus Tabelle 4.7. Die Standardunsicherheit

durch den Modellierungsfehler u_{Mod} ist in Gleichung 4.23 angegeben.

URSACHE	STANDARDUNSICHERHEIT
Amplitude Detektor 1	$u_{A_1} = 10 \text{ nA}$
Amplitude Detektor 2	$u_{A_2} = 10 \text{ nA}$
Offset Detektor 1	$u_{O_1} = 5 \text{ nA}$
Offset Detektor 2	$u_{O_2} = 5 \text{ nA}$

Tabelle 4.7: Standardunsicherheiten für Änderung von Amplitude und Offset

$$u_{Mod} = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial I_{A_1}} \cdot u_{A_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial I_{A_2}} \cdot u_{A_2}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial I_{O_1}} \cdot u_{O_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial I_{O_2}} \cdot u_{O_2}\right)^2} = 4.5 \text{ nm} \quad (4.23)$$

Rauschen

Die Messschaltung verursacht Rauschen durch die Bauteile und Störungen durch die Umgebung, die in der in die MU-Analyse einbezogen werden. Diese Größe wird durch wiederholte Beobachtung mit 3 mV ermittelt. Im Weg-Zeit-Diagramm ergibt sich daraus die Standardunsicherheit $u_{Noi} = 2 \text{ nm}$.

4.2.3 Einflussgrößen durch den externen Aufbau

Neben den Komponenten des ILM und der Signalverarbeitung für das ILM beeinflusst der externe Aufbau zur Verschiebung des Messspiegels die Messstrecke Δs . Der externe Aufbau verursacht durch die Ausrichtung der Bewegungsachse und Verkipfung bei der Verschiebung des Messspiegels eine Abweichung der gemessenen von der tatsächlichen Messstrecke Δs .

Bewegungsachse

Die nicht parallele Ausrichtung der Bewegungsachse des WLI zum Messstrahl des ILM verursacht eine Abweichung δ_{BW} der vom ILM gemessenen Messstrecke Δs_{BW} von der tatsächlichen Messstrecke Δs (vgl. Abbildung 4.9). Diese Abweichung δ_{BA} wird aus dem Drehwinkel α_{BA} und der gemessenen Messstrecke Δs_{BW} nach Gleichung 4.24 ermittelt.

$$\delta_{BA} = \Delta s - \Delta s_{BA} = \Delta s \cdot (1 - \cos(\alpha_{BA})) \approx \Delta s \cdot \frac{\alpha_{BA}^2}{2} \quad (4.24)$$

Bei der Ausrichtung des Messstrahls zur Bewegungsachse wird der Strahlverlauf entlang der Beobachtungsstrecke (vgl. Abbildung 4.9) überprüft. Bei nicht paralleler Ausrichtung

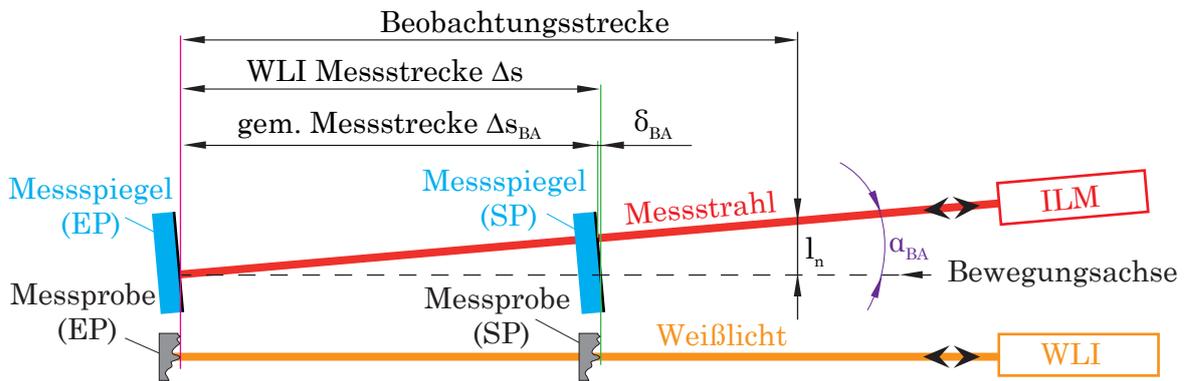


Abbildung 4.9: Abweichung durch Verdrehung des Messstrahls zur Bewegungsachse.

ist eine Verschiebung l_n des Messstrahls normal zur Beobachtungsstrecke zu erkennen. Entlang einer Beobachtungsstrecke von 100 mm ist bei einem Drehwinkel $\alpha_{BA} = 0.06^\circ$ eine Verschiebung l_n von 0.1 mm zu beobachten (vgl. Gleichung 4.25). Die Ausrichtung des Messstrahls zur Bewegungsachse ist bei der Justierung des ILM entlang einer Beobachtungsstrecke von 100 mm zu überprüfen, bei einer Normalverschiebung l_n des Messstrahls von größer 0.1 mm ist eine neuerliche Justierung der Bewegungsachse notwendig. Die Standardunsicherheit $u_{\alpha_{BA}}$ der Bewegungsachse ist bei Durchführung der Justierung nach der beschriebenen Vorgehensweise maximal $0.06^\circ = 0.001 \frac{\text{m}}{\text{m}}$.

$$l_n = \tan(0.06^\circ) \cdot 100 \text{ mm} = 0.1 \text{ mm} \quad (4.25)$$

Der Erwartungswert für den Drehwinkel α_{BA} ist Null, da bei der Justierung des ILM versucht wird, den Messstrahl möglichst parallel zur Bewegungsachse auszurichten. Dadurch wird der Sensitivitätskoeffizient $\frac{\partial \delta_{BA}}{\partial \alpha_{BA}}$ der ersten Ableitung von Gleichung 4.24 zu Null. Aus diesem Grund wird der Sensitivitätskoeffizient aus der Ableitung zweiter Ordnung $\frac{\partial^2 \delta_{BA}}{\partial \alpha_{BA} \partial \alpha_{BA}} = \Delta s$ bestimmt und es ergibt sich bei einer Messstrecke $\Delta s = 20 \text{ mm}$ die Standardunsicherheit durch die Bewegungsachse $u_{BA} = 22 \text{ nm}$ nach Gleichung 4.26 (vgl. Thalmann [47]).

$$u_{BA} = \frac{\partial^2 \delta_{BA}}{\partial \alpha_{BA} \partial \alpha_{BA}} \cdot u_{\alpha_{BA}}^2 = \Delta s \cdot u_{\alpha_{BA}}^2 = 0.02 \text{ m} \cdot \left(0.001 \frac{\text{m}}{\text{m}}\right)^2 = 22 \text{ nm} \quad (4.26)$$

Verkipfung

Beim externen Aufbau ist auf die Verkipfung des Messspiegels zu achten. Erfolgt die Verkipfung β_{VK} des Messspiegels während der Messung (vgl. Abbildung 4.10), so entsteht die Abweichung δ_{VK} von der Messstrecke des WLI Δs zur vom ILM gemessenen

Messstrecke Δs_{VK} . Gemäß Gleichung 4.27 wird die entstehende Abweichung Δs_{VK} aus dem Winkel der Verkipfung β_{VK} und der Abbe-Länge l_{VK} bestimmt.

Im aktuellen Aufbau des WLI wird ein Piezotranslator zur Probenverschiebung verwendet. Die tatsächliche Verkipfung dieses Piezotranslators wurde zum aktuellen Zeitpunkt noch nicht verifiziert. Von vergleichbaren Herstellern (z. B. Physik Instrumente GmbH) wird die Verkipfung von Piezotranslatoren mit $\pm 10 \frac{\mu\text{m}}{\text{m}}$ angegeben. Für derart kleine Winkel gilt die Näherung $\tan(\beta_{VK}) \approx \beta_{VK}$ aus Gleichung 4.27.

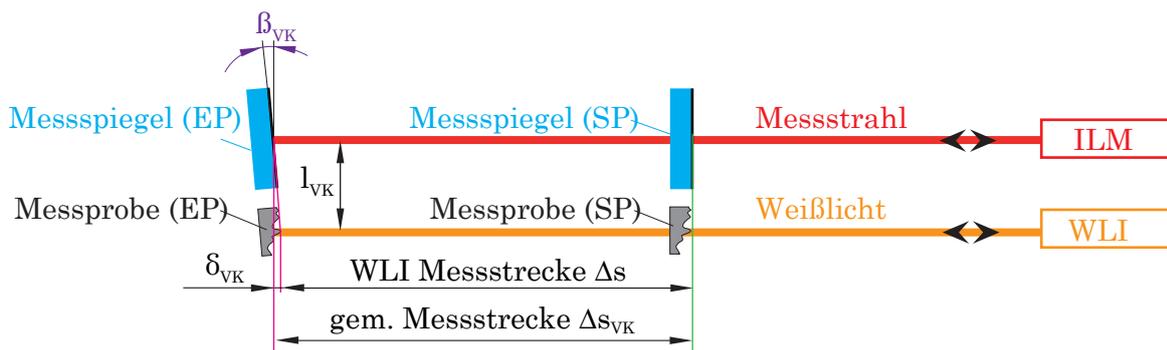


Abbildung 4.10: Abweichung aufgrund der Verkipfung des externen Aufbaus.

$$\delta_{VK} = \Delta s_{VK} - \Delta s = l_{VK} \cdot \tan(\beta_{VK}) \approx l_{VK} \cdot \beta_{VK} \quad (4.27)$$

Der Sensitivitätskoeffizient $\frac{\partial \delta_{VK}}{\partial \beta_{VK}} = l_{VK}$ für die Verkipfung wird über die Ableitung von Gleichung 4.27 ermittelt. Die Standardunsicherheit $u_{VK} = 144 \text{ nm}$ der Verkipfung ergibt sich aus der vom Hersteller angegebenen Verkipfung des Piezotranslators unter Annahme einer Rechteckverteilung ($u_{\beta_{VK}} = 2.9 \frac{\mu\text{m}}{\text{m}}$) und der durch den Aufbau des WLI vorgegebenen Abbe Länge $l_{VK} = 0.05 \text{ m}$ (vgl. Gleichung 4.28).

$$u_{VK} = \frac{\partial \delta_{VK}}{\partial \beta_{VK}} \cdot u_{\beta_{VK}} = l_{VK} \cdot u_{\beta_{VK}} = 0.05 \text{ m} \cdot \left(2.9 \cdot 10^{-6} \frac{\text{m}}{\text{m}} \right) = 144 \text{ nm} \quad (4.28)$$

Bei Aufbauten, in denen die Abbe Länge l_{VK} minimiert wird, ist die Standardunsicherheit durch die Abbe Länge ebenfalls zu berücksichtigen (siehe Schmidt [39] und Thalmann [47]).

Wellenfrontfehler durch Verkipfung

Aufgrund der Anwendung eines Planspiegels verursacht der Drehwinkel β_{WF} bei Verschiebung des Messspiegels die Verdrehung des Laserstrahls aus dem Blenden-Mittelpunkt (vgl. Abbildung 4.11). Dadurch entsteht aufgrund der geometrischen Weglängenänderung s_{WF} der sogenannte Wellenfrontfehler (δ_{WF}). Bei der Überlagerung von Messstrahl und

Referenzstrahl an der Blende des ILM führt die Weglängenänderung s_{WF} zur Verkleinerung der Ordnungszahl $\delta_{OZ} = \frac{\delta_{WF}}{\lambda}$ (siehe Büchner und Jäger [1], Schmidt [39]).

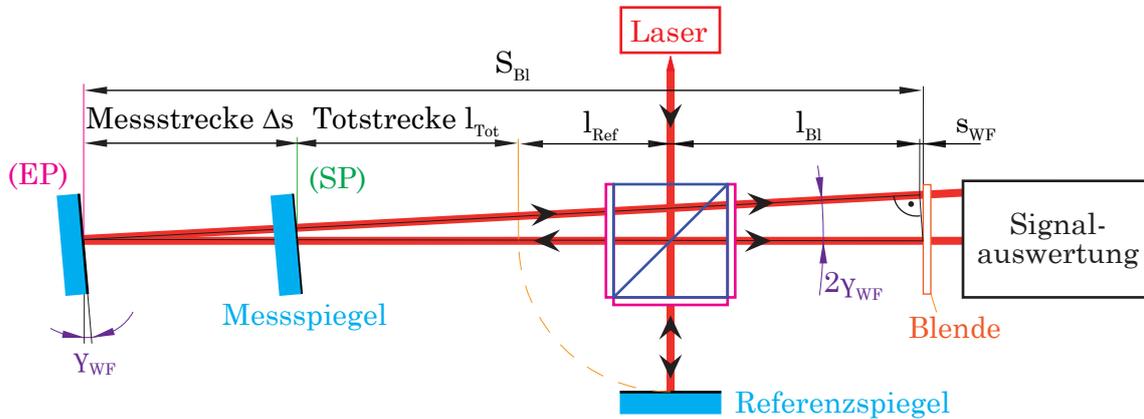


Abbildung 4.11: Wellenfrontfehler aufgrund der Verkippung des Messspiegels.

Der vom ILM gemessene Wellenfrontfehler $\delta_{WF} = \frac{\delta_{OZ} \cdot \lambda}{2}$ wird aus Gleichung 4.29 über die Strecke $s_{Bl} = l_{Bl} + l_{Ref} + l_{Tot} + \delta s$ und die Verkippung des Messspiegels ermittelt.

$$\delta_{WF} = \frac{\lambda \cdot s_{WF}}{2\lambda} = \frac{s_{Bl} \cdot (1 - \cos(2 \cdot \gamma_{WF}))}{2} \quad (4.29)$$

Experimente mit dem ILM zeigen bei einer Verkippung γ_{WF} des Messspiegels von 0.003° eine Änderung des Spitzenwerts der Detektorsignale um 1.5%. Der Winkel der Verkippung wird mit einem Referenzinterferometer kontrolliert (vgl. Abschnitt 5.1.7). Bei der Justierung der Messspiegel ist daher auf eine derartige Änderung der Amplitude zu achten. Die Standardunsicherheit für den Drehwinkel $u_{\gamma_{WF}}$ wird aufgrund der Experimente mit $50 \frac{\mu m}{m}$ festgelegt. Die Standardunsicherheit $u_{WF} = 2.5 \text{ nm}$ durch Wellenfrontfehler wird nach der bei der Bewegungsachse beschriebenen Vorgangsweise mit der Ableitung zweiter Ordnung und der Standardunsicherheit für den Drehwinkel $u_{2 \cdot \gamma_{WF}}$ nach Gleichung 4.31 ermittelt. Für eine Messstrecke Δs von 20 mm beträgt $s_{Bl} = 124.5 \text{ mm}$ (vgl. Gleichung 4.30).

$$s_{Bl} = 25.5 \text{ mm} + 19 \text{ mm} + 60 \text{ mm} + 20 \text{ mm} = 124.5 \text{ mm} \quad (4.30)$$

$$u_{WF} = \frac{\partial^2 \delta_{WF}}{\partial \gamma_{WF} \partial \gamma_{WF}} \cdot u_{2 \cdot \gamma_{WF}}^2 = \frac{s_{Bl}}{2} \cdot u_{2 \cdot \gamma_{WF}}^2 = 0.063 \text{ m} \cdot \left(0.1 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{m}}\right)^2 = 2.5 \text{ nm} \quad (4.31)$$

4.3 MU-Budget

Die in der vorangegangenen MU-Analyse ermittelten Standardunsicherheiten sind in Tabelle 4.8 zusammengefasst. Abbildung 4.12 zeigt die graphische Darstellung der jeweiligen Anteile an der kombinierten Standardunsicherheit der HOWM am WLI.

u_x	BESCHREIBUNG	MU-BEITRAG
$u_{\Delta T}$	Temperatureinfluss auf die Komponenten	13 nm
u_{Wel}	Einfluss der Wellenlänge	6.6 nm
u_{Mod}	Modellierungsfehler	4,5 nm
u_{Noi}	Rauschen	2 nm
u_{BA}	Bewegungsachse	22 nm
u_{VK}	Verkipfung	144 nm
u_{WF}	Wellenfront	2.5 nm

Tabelle 4.8: Zusammenfassung der MU-Beiträge.

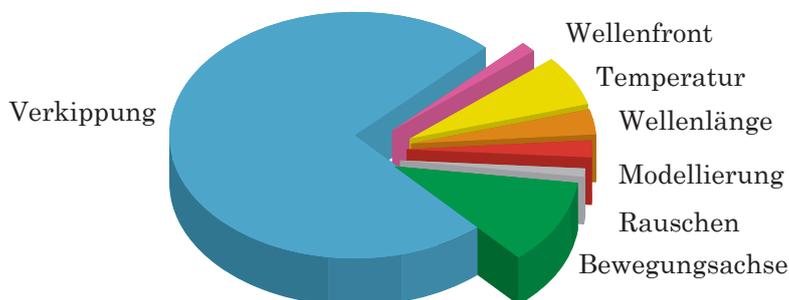


Abbildung 4.12: Tortendiagramm des MU-Budgets für eine Messstrecke von 20 mm.

Schlussfolgerungen

Der Einfluss durch den Aufbau und die Signalauswertung ist im Vergleich zum Einfluss durch den externen Aufbau gering. Die Verkipfung des Piezotranslators und die Abbelänge verursachen den hauptsächlichen Anteil an der nach Gleichung 4.32 ermittelten kombinierten Standardunsicherheit u_{HOWM} von 147 nm.

$$u_{HOWM} = \sqrt{u_{\Delta T}^2 + u_{Wel}^2 + u_{Mod}^2 + u_{Noi}^2 + u_{BA}^2 + u_{VK}^2 + u_{WF}^2} = 147 \text{ nm} \quad (4.32)$$

Die kombinierte Standardunsicherheit wurde für den Einsatz des ILM am WLI ermittelt. Durch Verringerung der Abbe-Länge beim Aufbau des ILM wird die MU stark reduziert. Wird die Verkippung für die kombinierte Standardunsicherheit vernachlässigt, z.B aufgrund der Abbe-Länge von 0 mm, beträgt die kombinierte Standardunsicherheit $u_{oVK} = 27 \text{ nm}$ (vgl. Gleichung 4.33).

$$u_{oVK} = \sqrt{u_{\Delta T}^2 + u_{Wel}^2 + u_{Mod}^2 + u_{Noi}^2 + u_{BA}^2 + u_{WF}^2} = 27 \text{ nm} \quad (4.33)$$

Der Einfluss von Temperaturänderungen im externen Aufbau wird im aktuellen MU-Budget nicht berücksichtigt. Die experimentelle Untersuchung des Einflusses von Temperaturänderungen auf die Messung durch den externen Aufbau erfolgt jedoch im folgenden Kapitel 5.

5 Experimente

Mit dem entwickelten ILM wurden im Rahmen der Masterarbeit Experimente mit unterschiedlichen externen Aufbauten durchgeführt. In diesem Kapitel werden die durchgeführten Experimente beschrieben und die Ergebnisse der Experimente präsentiert. Des Weiteren werden aus den Experimenten abgeleitete Schlussfolgerungen und Verbesserungsmöglichkeiten für das ILM diskutiert.

5.1 Experimentelle Untersuchung des ILM

Die nachfolgend beschriebenen Experimente wurden im Optik Labor des EMT und im Messraum des Instituts für Fertigungstechnik durchgeführt. Den Beginn der experimentellen Untersuchungen bilden Experimente zur Phasenverschiebung und zur Qualität der Detektorsignale. Weitere Experimente beschäftigen sich mit dem Einfluss von den in der MU-Analyse nicht berücksichtigten Schwingungen sowie sich ändernden Umweltbedingungen. Zur Überprüfung der korrekten Funktion des ILM wird ein Messschlitten entlang unterschiedlich langer Messstrecken verschoben. Die vom Messschlitten zurückgelegte Messstrecke wird sowohl mit dem ILM als auch mit einem Referenzinterferometer gemessen. In der anschließenden Diskussion werden die vom Referenzinterferometer und ILM ermittelten Messstrecken verglichen und diskutiert. Den Abschluss dieses Kapitels bilden Experimente, die den Einfluss der Verkippung des Messspiegels auf die Detektorsignale zeigen.

Für das im Rahmen der Experimente eingesetzte Referenzinterferometer gelten folgende Kenndaten:

- Renishaw ML10 Gold Standard [37] Serien Nr.: H26864.
- Erweiterte Messunsicherheit mit $(k=2) \pm 0.7 \text{ ppm} \pm 0.025 \mu\text{m}$.
- Zuschaltbare Mittelwertbildung: gleitender Mittelwert über 250 ms.

5.1.1 Phasenverschiebung der Detektorsignale

Die ersten Experimente nach dem Aufkleben und der Ausrichtung der Komponenten des ILM im Optik-Labor ergeben eine Abweichung der Phasenverschiebung zwischen den zwei Detektorsignalen von den geforderten 90° . Die Abweichung der Phasenverschiebung verursacht bei XY-Darstellung der Detektorsignale eine Ellipse anstelle des Kreises (vgl. Abbildung 5.1) und führt dadurch bei der Verschiebung des Messspiegels zu einem periodischen Fehler bei der Ermittlung der Messstrecke. Die Ursache für diese Phasenverschiebung wird in den folgenden Experimenten gesucht.

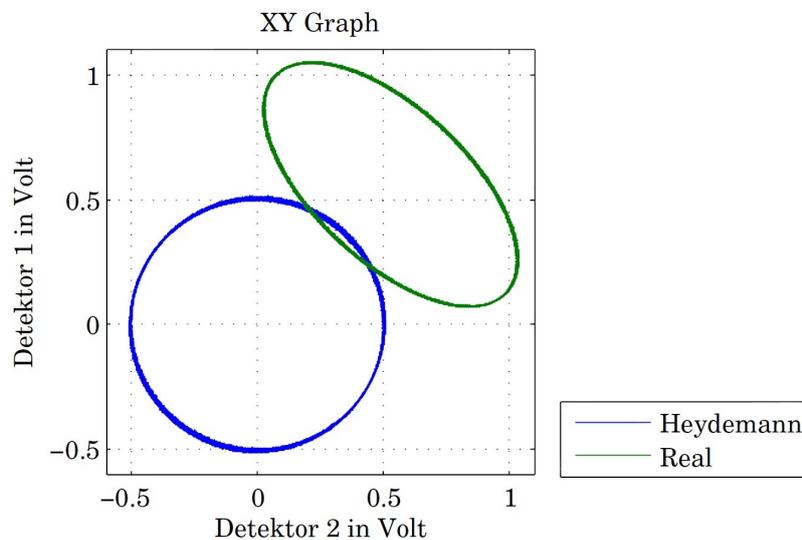


Abbildung 5.1: XY-Darstellung der Detektorsignale (Real) und der korrigierten Detektorsignale (Heydemann)

Durch Verkipfung der Spiegel und Verschiebung der Detektoren normal zum Strahlverlauf ist es möglich, eine Phasenverschiebung der Detektorsignale von 90° zu erreichen. Die Ursache dafür liegt in dem in Abschnitt 2.1 beschriebenen Streifenmuster, dessen Streifenbreite sich bei Vergrößerung der Verkipfung des Referenz- oder Messspiegels reduziert. Eine Streifenbreite, die geringer als die Apertur der Blende 1 ist, ermöglicht bei Verschiebung der Blenden vor den Detektoren eine Änderung der Phasenverschiebung. Eine weitere Ursache für die Phasenverschiebung liegt in der Verdrehung der aufgeklebten Polarisatoren sowie $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten. Die Überprüfung der Polarisationsrichtungen der am Strahlteiler 2 aufgeklebten Polarisatoren wird mit Hilfe der in Abschnitt 3.2.5 beschriebenen Vorrichtung experimentell durchgeführt. Die experimentelle Untersuchung zeigt die Verdrehung der Polarisationsrichtungen von ca. 58° anstelle der geforderten 45° . Die Überprüfung der Verdrehung der $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatten wurde

nicht durchgeführt.

Schlussfolgerungen:

Aufgrund der Klebung der Verzögerungsplatten und Polarisatoren ist keine Korrektur der Drehrichtung dieser Komponenten mehr möglich. Auch auf die Methode der Korrektur der Phasenverschiebung durch Verkippung der Spiegel und Fehljustierung der Blenden wird aufgrund der damit verbundenen großen Abhängigkeit der Phasenverschiebung von der Verkippung des Messspiegels und der Reduktion der Amplitude verzichtet. Bei der Ausrichtung des Referenzspiegels wird der parallele Strahlverlauf von Referenz- und Messstrahl über eine Distanz von 5 m kontrolliert und die Blenden mittig zum Strahlverlauf ausgerichtet. Dadurch wird die sich ändernde Phasenverschiebung aufgrund von Spiegelverkippung verhindert. Die Korrektur der Phasenverschiebung, des Offsets und der Amplitude wird mittels Software durchgeführt. Abbildung 5.1 zeigt die nach Heydemann korrigierten Detektorsignale in XY-Darstellung.

5.1.2 Vibrationen

Abbildung 5.2 zeigt den Versuchsaufbau zur Messung unterschiedlicher Messstrecken am Institut für Fertigungstechnik. Im Unterschied zum Aufbau im Optik-Labor sind dort Messstrecken von >20 mm möglich. Auf einem Keramikbalken wird der auf Luft gelagerte Schlitten mit dem Messspiegel entlang verschieden langer Messstrecken verschoben. Zusätzlich zum ILM wird mit einem Referenzinterferometer die Verschiebung des Schlittens gemessen. Zum Vergleich der ermittelten Messstrecken werden die Messstrecken bei Auslösung eines Triggereingangs gleichzeitig ausgelesen. Der Schlitten reagiert sehr empfindlich auf Vibrationen in der Umgebung. Dadurch kommt es auch beim Stillstand des Schlittens zu einer kurzzeitigen Verschiebung des Schlittens von >100 nm.

Schlussfolgerungen:

Das Referenzinterferometer bietet zur Reduktion des Einflusses von Vibrationen die Bildung des gleitenden Mittelwerts. Die Messungen am Keramikbalken werden aufgrund der Schwingungen mit Mittelwertbildung am Referenzinterferometer und am ILM über 250 ms durchgeführt. Des Weiteren wird der Triggereingang für das ILM und das Referenzinterferometer nur ausgelöst, sobald auf der Anzeige des Referenzinterferometers kleine Änderungen (<5 nm) der Position erkennbar sind.

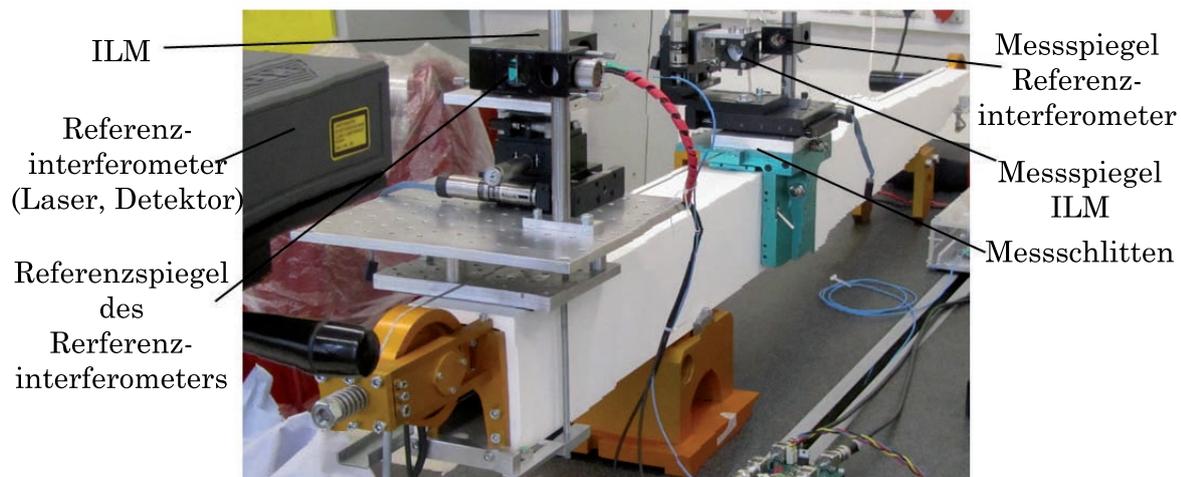


Abbildung 5.2: Messung der Verschiebung des luftgelagerten Schlittens am Keramikbalken des Instituts für Fertigungstechnik mit dem ILM, dem Referenzinterferometer und den dazugehörigen Messspiegeln.

Derartige Vibrationen sind bei Messungen mit dem ILM am schwingungsgedämpften Tisch im Optik-Labor nicht erkennbar. Aus diesem Grund erfolgt bei Messungen im Optik-Labor keine Mittelwertbildung.

5.1.3 Signalqualität

Zur Überprüfung der maximal möglichen Distanz des Messspiegels werden Experimente mit Abständen von 500 mm, 1000 mm und 1500 mm zwischen ILM und Messspiegel durchgeführt. In den jeweiligen Distanzen erfolgen Messungen mit einer Messstrecke von 1-50 mm. Die Messung an diesen Positionen ist problemlos möglich. Experimente über eine Messstrecke von 500 mm ergeben jedoch die Abnahme der Amplitude der Detektorsignale um 30 %. Abbildung 5.3 zeigt die Amplitudenänderung der Detektorsignale auf der Messstrecke von 500 mm.

Schlussfolgerungen:

Die Ursache für die Abnahme der Detektorspannung wird im nicht exakt justierten Kollimator und in der auftretenden Verkippung des Messspiegels ($3 \frac{\mu m}{m}$) entlang der Messstrecke vermutet. Die Änderung der Detektorspannung verursacht eine Abweichung der geschätzten Ellipsenparameter von den tatsächlichen Ellipsenparametern. Ohne Neujustierung des Kollimators ist die Messung über Messstrecken von 500 mm nicht möglich.

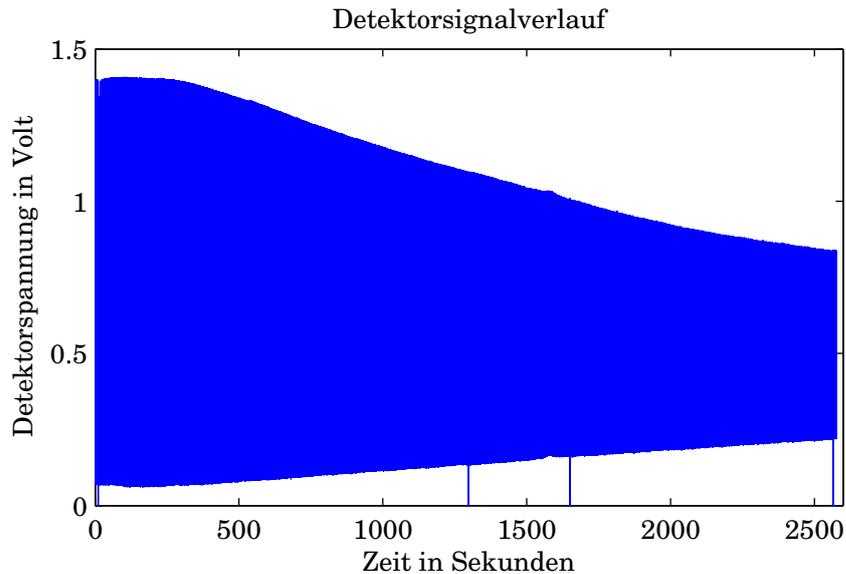


Abbildung 5.3: Verlauf des Spitzenwerts der Detektorspannung an Detektor 1 bei Verschiebung des Messspiegels entlang einer Messstrecke von 500 mm.

Die Neujustierung wird für diese Versuchsreihe nicht durchgeführt, da Messstrecken von 500 mm in der Messung am WLI nicht vorgesehen sind.

Die vier Spannungsspitzen in Abbildung 5.3 bei $t_1 = 11\text{s}$, $t_2 = 1298\text{s}$, $t_3 = 1650\text{s}$ und $t_4 = 2565\text{s}$ sind auf Störungen durch Spannungsschwankungen im Messraum zurückzuführen, die zur kurzzeitigen Destabilisierung des Lasers geführt haben.

5.1.4 Druckänderung

Die Änderung des Luftdrucks beeinflusst den Brechungsindex und damit die Messung des ILM. Der Schalldruck durch viermaliges Klatschen führt zu der in Abbildung 5.4 gezeigten kurzzeitigen Abweichung (bis zu 20 nm) bei der Ermittlung der Messstrecke.

Schlussfolgerungen:

Falls das Auslesen der aktuellen Position des Messspiegels nicht zum Zeitpunkt der Druckänderung erfolgt, wird die tatsächliche Messstrecke durch derartige kurzzeitige Druckänderung nicht beeinflusst. Mittelwertbildung stellt eine weitere Möglichkeit zur Reduktion des Einflusses von kurzzeitigen Druckänderungen dar.

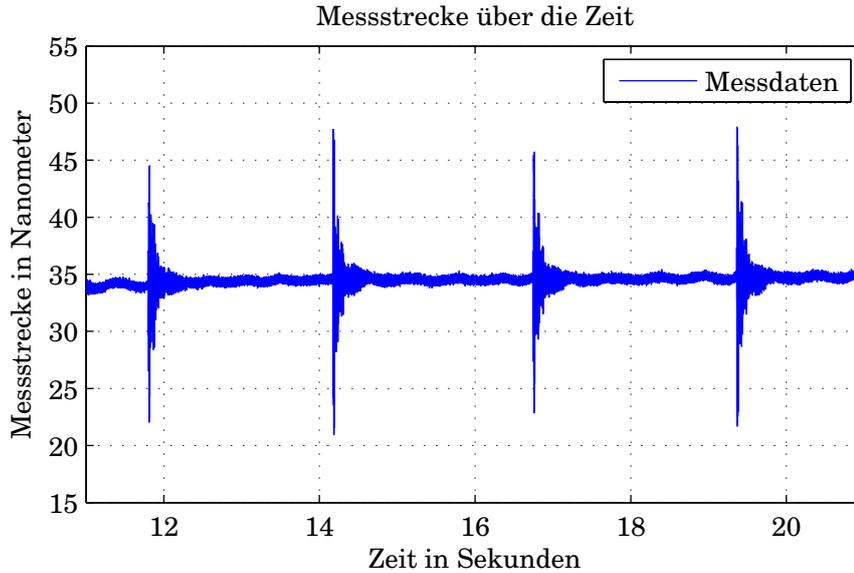


Abbildung 5.4: Weg-Zeit-Diagramm bei Änderung des Umgebungsdrucks.

5.1.5 Temperaturänderung

Im folgenden Experiment wird der Einfluss von Temperaturänderungen auf die Messung mit dem ILM untersucht. Die Änderung der Temperatur führt sowohl zu einer Längenänderung der für den Messaufbau benötigten Komponenten, als auch zur Änderung des Brechungsindex der Luft.

Zur Untersuchung des Temperatureinflusses auf das ILM wird der Messspiegel in einem Abstand l_{MSP} von 83 mm zum ILM positioniert. Messspiegel und ILM werden auf einer Aluminium-Grundplatte montiert und der Verlauf der Messstrecke bei Absenkung der Raumtemperatur beobachtet. Abbildung 5.5 zeigt den Einfluss auf die Messstrecke durch die Temperaturabsenkung von $0.95\text{ }^{\circ}\text{C}$ über die Messdauer von 6.5 Stunden.

Die vom ILM gemessene Messstrecke Δs_{gem} beträgt 2252. Aufgrund der Temperaturänderung kommt es zur Änderung des Brechungsindex während der Messung. Diese Brechungsindexänderung bewirkt eine Änderung der Wellenlänge und damit eine Abweichung von der tatsächlichen Messstrecke Δs . Der Brechungsindex beträgt am Beginn der Messung $n_{NP} = 1.000265965$. Aufgrund der auftretenden Temperaturänderung ΔT von $0.95\text{ }^{\circ}\text{C}$ ergibt sich am Ende der Messung ein Brechungsindex von $n = 1.000266848$. Die Korrektur der gemessenen Messstrecke Δs_{gem} nach Gleichung 4.18 erfordert die Kenntnis der Totstrecke. Beim durchgeführten Experiment beträgt die Totstrecke $l_{Tot} = 100\text{ mm}$. Diese Totstrecke ergibt sich aufgrund des Aufbaus des ILM $l_{Tot_{ILM}} = 17\text{ mm}$ und der Distanz vom Messspiegels zum ILM $l_{MSP} = 83\text{ mm}$.

Der Korrekturwert δ_{Tot} der gemessenen Messstrecke Δs_{gem} aufgrund der beim Experi-

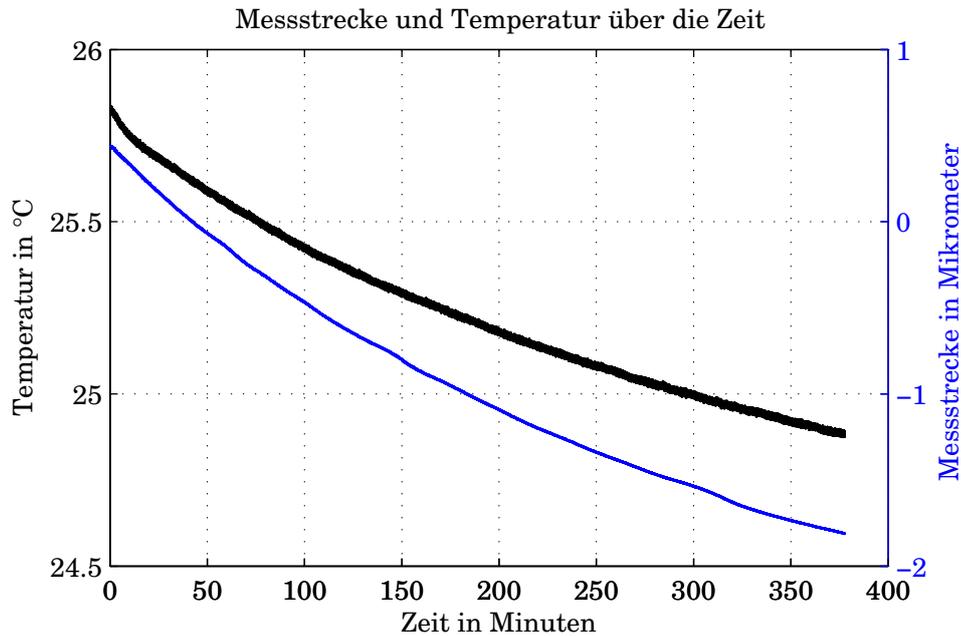


Abbildung 5.5: Änderung der Messstrecke bei Temperaturänderung von 1 °C über eine Messdauer von 6.5 Stunden.

ment auftretenden Brechungsindexänderungen beträgt 88 nm (siehe Gleichung 4.18). Mit dem Korrekturwert ergibt sich die korrigierte Messstrecke Δs nach Gleichung 5.1.

$$\Delta s = \Delta s_{gem} - \delta_{Tot} = 2164 \text{ nm.} \quad (5.1)$$

Mit dem Längenausdehnungskoeffizient von Aluminium $\alpha = 2310^{-6} \frac{1}{K}$ ergibt sich nach Gleichung 5.2 die zu erwartende Längenänderung aufgrund der Temperaturänderung ΔT in der Totstrecke l_{Tot} .

$$\Delta l = \Delta T \cdot l_{Tot} \cdot \alpha = 0.95 K \cdot 100 \cdot 10^{-3} m \cdot 2310^{-6} \frac{1}{K} = 2185 \text{ nm} \quad (5.2)$$

Schlussfolgerungen:

Die Abweichung von 21 nm zwischen der vom ILM ermittelten Längenänderung Δs und der zu erwartenden Längenänderung Δl ist auf nicht gleichmäßige Temperaturverteilung in der Grundplatte und Spiegelhalterung sowie auf Unsicherheiten bei der Temperaturmessung und der Bestimmung des tatsächlichen Ausdehnungskoeffizienten zurückzuführen.

5.1.6 Vergleich der von ILM und Referenzinterferometer ermittelten Messstrecken

Mit dem Versuchsaufbau aus Abbildung 5.2 werden die Messstrecken bei Verschiebung des Messschlittens um 25 mm sowie 50 mm vom Referenzinterferometer und vom ILM gemessen. Tabelle 5.1 zeigt die vom Referenzinterferometer gemessene Messstrecke Δs_R und die vom ILM gemessene Messstrecke Δs_{ILM} . Die Messung des Referenzinterferometers erfolgt mit Bildung des gleitenden Mittelwerts (GMW) daher ist in Tabelle 5.1 auch die Messstrecke Δs_{MW} des ILM mit Bildung GMW angegeben. Zusätzlich erfolgt die Angabe der Abweichungen $\Delta s_R - \Delta s_{ILM}$ und $\Delta s_R - \Delta s_{MW}$ zwischen den vom Referenzinterferometer und ILM gemessenen Messstrecken.

NR.	Δs_R	Δs_{ILM}	$\Delta s_R - \Delta s_{ILM}$	Δs_{MW}	$\Delta s_R - \Delta s_{MW}$
1	-25230888 nm	-25230913 nm	25 nm	-252308878 nm	0 nm
2	25237831 nm	25237770 nm	61 nm	252378356 nm	-5 nm
3	-25208363 nm	-25208395 nm	32 nm	-252083225 nm	-40 nm
4	25236203 nm	25236246 nm	-43 nm	252362107 nm	-8 nm
5	-50430527 nm	-50430531 nm	4 nm	-504305345 nm	8 nm
6	50447009 nm	50446984 nm	25 nm	504470154 nm	-6 nm
7	-50456365 nm	-50456118 nm	-247 nm	-504563144 nm	-51 nm
8	50442115 nm	50442127 nm	-12 nm	504421196 nm	-5 nm

Tabelle 5.1: Gegenüberstellung der vom Referenzinterferometer gemessenen Messstrecke Δs_R sowie vom ILM gemessenen Messstrecke ohne Bildung des GMW Δs_{ILM} und mit Bildung des GMW Δs_{MW} mit den ermittelten Abweichungen $\Delta s_R - \Delta s_{ILM}$ und $\Delta s_R - \Delta s_{MW}$.

Abbildung 5.6 zeigt die graphische Darstellung der Abweichungen zwischen den vom ILM und Referenzinterferometer gemessenen Messstrecken mit und ohne Bildung des GMW.

Schlussfolgerungen:

Aus den vom Hersteller angegebenen Kenndaten des Referenzinterferometers (vgl. Abschnitt 5.1) ergibt sich für die Messstrecke von 25 mm eine MU des Referenzinterferometers von ± 43 nm und für die Messstrecke von 50 mm eine MU des Referenzinterferometers

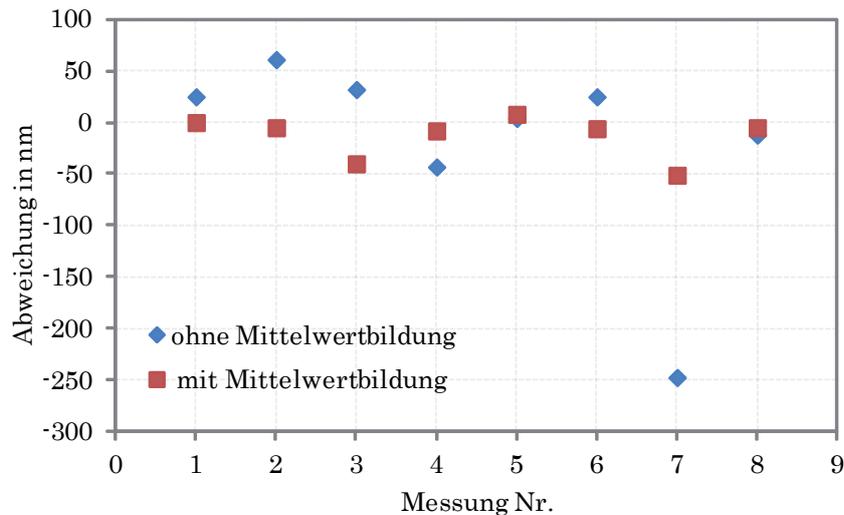


Abbildung 5.6: Darstellung der Abweichungen zwischen der ermittelten Messstrecke des Referenzinterferometer und der ermittelten Messstrecke des ILM.

von ± 60 nm. Bei Bildung des GMW sind die Abweichungen zwischen der vom ILM gemessenen Messstrecken und der vom Referenzinterferometer gemessenen Messstrecken innerhalb der MU des Referenzinterferometers.

Die Bauform des ILM und des Referenzinterferometers sowie die Abmessungen der Messspiegel verursachen einen Versatz zwischen den Messstrahlen von 50 mm. Das Referenzinterferometer ermöglicht die Messung der Verkippung des Messschlittens während der Verschiebung. Die daraus ermittelte Verkippung des Messschlittens von $3 \frac{\mu m}{m}$ ergibt mit dem Versatz zwischen den Messspiegeln (Abbe-Länge) eine zusätzliche Abweichung von ± 150 nm zwischen der vom ILM und Referenzinterferometer gemessenen Messstrecke. Eine derartige Verkippung des Messspiegels während der Messung kann zu der in Messung Nr. 7 gemessenen Abweichung von -247 nm führen.

5.1.7 Verkippung

Der Einfluss der Verkippung des Messspiegels auf die Detektorsignale wird mit dem in Abbildung 5.7 gezeigten Versuchsaufbau im Optik-Labor untersucht. Die Verkippung des Verschiebetisches wird mit dem Referenzinterferometer ermittelt. Der Messspiegel am Verschiebetisch wird um zweimal 10 mm sowie zweimal -10 mm verschoben. Gleichzeitig erfolgt die Beobachtung der Detektorsignale des ILM. Abbildung 5.8 zeigt den zeitlichen Verlauf der Spannung an Detektor 1.

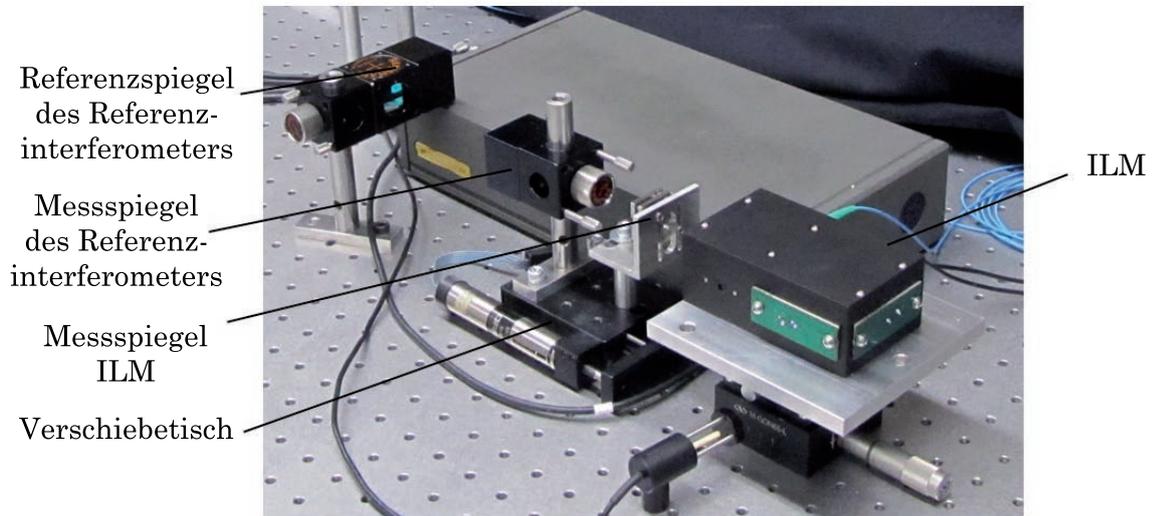


Abbildung 5.7: Messaufbau im Optik Labor mit ILM und Referenzinterferometer.

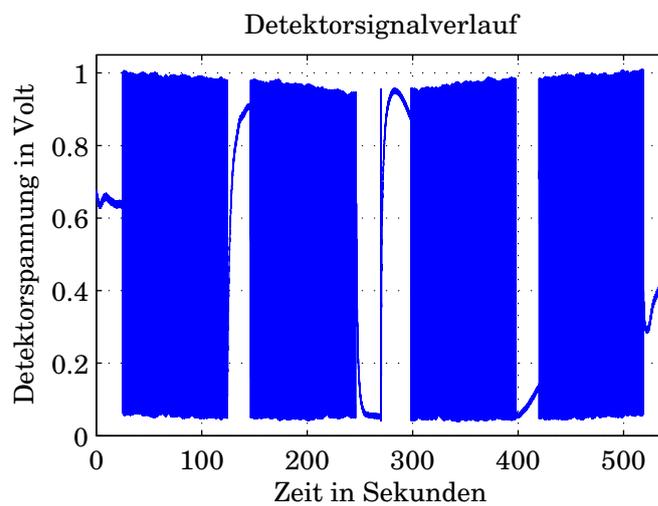


Abbildung 5.8: Detektorsignale mit Verkippung des Messspiegels.

In Tabelle 5.2 sind die vom Referenzinterferometer gemessenen Verkippungen des Verschiebetisches an diesen Positionen dargestellt.

NR.	POS. MESSSPIEGELS	VERKIPPUNG	\hat{U}
1	0 mm	$0 \frac{\mu m}{m}$	0.95 V
2	10 mm	$61 \frac{\mu m}{m}$	0.93 V
3	20 mm	$190 \frac{\mu m}{m}$	0.89 V
4	10 mm	$60 \frac{\mu m}{m}$	0.94 V
5	0 mm	$2 \frac{\mu m}{m}$	0.95 V

Tabelle 5.2: Mit dem Referenzinterferometer gemessene Verkippung des Verschiebetisches sowie Spitzenwerte \hat{U} der Detektorsignale.

Schlussfolgerungen

In Abbildung 5.9 ist die Verkippung des Messspiegels und der Spitzenwerts \hat{U} an Detektor 1 an den 5 Positionen des Messspiegels graphisch dargestellt. Die Verkippung des Verschiebetisches von $\approx 60 \frac{\mu m}{m}$ an den Positionen 2 und 4 verursacht die Änderung des Spitzenwerts \hat{U} der Detektorsignale um 2 %. Auf Position 3 bewirkt die Verkippung von $190 \frac{\mu m}{m}$ eine Änderung vom 6 %.

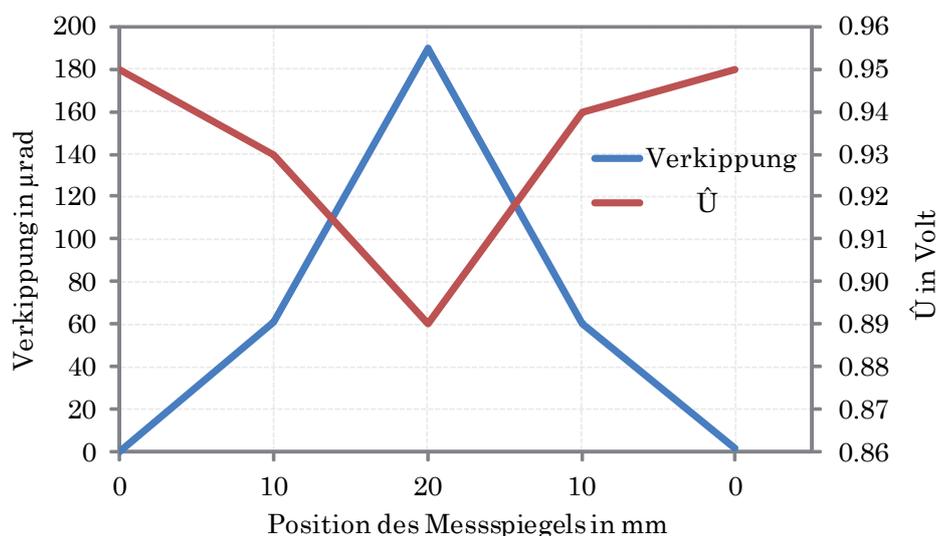


Abbildung 5.9: Verkippung des Messspiegels und Spitzenwert der Detektorspannung für unterschiedliche Positionen des Messspiegels.

Der Zusammenhang zwischen der Verkippung und der Abnahme der Detektorsignale ist auch auf zusätzlich vermessenen Positionen entlang der Messstrecke zu erkennen. Experimente am Keramikbalken (Verkippung $< 3 \frac{\mu\text{m}}{\text{m}}$) zeigen auf einer Messstrecke von 20mm den konstanten Verlauf des Spitzenwerts der Detektorsignale. Aus den vorangegangenen Experimenten ist ersichtlich, dass ein Zusammenhang zwischen dem Spitzenwert \hat{U} der Detektorsignale und der Verkippung des Messspiegels besteht. Die Reduktion des Einflusses der Verkippung auf die Detektorsignale und damit das Tolerieren von derartigen Verkippungen ist durch Reduzierung der Apertur von Blende 1 möglich.

5.2 Verbesserungsmöglichkeiten

Der Aufbau und die Signalauswertung mit dem ILM führten zu unterschiedlichen Problemen bei den durchgeführten Experimenten. In der folgenden Aufgliederung erfolgt daher die Diskussion der aufgetretenen Probleme und sich daraus ergebende Anregungen zur Verbesserung der HOWM für zukünftige Messungen:

- Die nicht exakte Klebung der Polarisatoren auf dem Strahlteiler erfordert die Korrektur nach Heydemann, die bei exakter Justierung der Komponenten nicht erforderlich ist. Der Grund für diese fehlerhafte Klebung wird in einer Änderung der Polarisationsrichtung aufgrund der mechanischen Beanspruchung des Lichtwellenleiters bei der Drehung der Polarisationsrichtung des Lasers vermutet. Diese Drehung ist notwendig, da die Polarisationsrichtung über die vertikale oder horizontale Polarisationsrichtung des polarisierenden Strahlteilers ermittelt wird und anschließend die Polarisationsrichtung von 45° mit Hilfe eines Drehtisches eingestellt wird. Die direkte Bestimmung der Polarisationsrichtung bei der Justierung der Polarisatoren in der Klebevorrichtung ohne Drehung des Lichtwellenleiters ermöglicht die Reduzierung dieser Fehlerquelle. Eine Alternative besteht in der Vergabe der Verklebung an ein externes Unternehmen (z.B. Bernhard Halle Nachfl. GmbH) oder im Verzicht auf die Verklebung der Komponenten und das Tolerieren des dadurch entstehenden erhöhten Temperatureinflusses auf die Messung.
- Die Neujustierung des Kollimators für den Einsatz des ILM auf einer Messstrecke von größer 100 mm wurde im Rahmen der Experimente nicht durchgeführt, ist jedoch zur Verringerung der MU über längere Messstrecken notwendig. Das Einstellen der Kollimation erfolgt mit den in Abbildung 3.2 gekennzeichneten Einstellschrauben.

- Die Messung von Verschiebungsgeschwindigkeiten bis zu $1 \frac{mm}{s}$ ist mit der aktuellen Hard- und Software möglich. Höhere Geschwindigkeiten erfordern eine höhere Abtastrate >20 kHz. Bei der aktuellen Signalauswertung werden alle Messdaten einer Messung gespeichert und daraus die Ellipsenparameter bestimmt. Der begrenzte Arbeitsspeicher führt aufgrund der Datenmenge bei höherer Abtastrate und längeren Messungen (> 30 Minuten) zu einem Abbruch der Signalauswertung. Für eine Verschiebungsgeschwindigkeit $>1 \frac{mm}{s}$ ist die Überarbeitung der Signalauswertung z.B. durch Ermittlung der Ellipsenparameter über eine kurze Messstrecke oder das teilweise Laden der Messdaten in den Arbeitsspeicher notwendig.
Bei Erhöhung der Abtastrate liegt eine weitere Einschränkung der Verschiebungsgeschwindigkeit in der Grenzfrequenz des eingesetzten I/U-Wandlers, die zur Abschwächung der Amplitude der Detektorsignale führt. Diese Abschwächung verursacht eine Änderung des Winkels $\Delta\gamma$ (vgl. Abschnitt 2.1.1) und damit eine zusätzliche MU.
- Der Einfluss der Verkippung auf die Detektorsignale wird durch Verkleinerung der Apertur von Blende 1 reduziert (vgl. Gleichung 3.1). Je nach gewählter Apertur führen auftretende Verkippungen zu einer geringeren Änderung der Detektorsignalamplitude.
- Die Verkippung des externen Aufbaus verursacht gemeinsam mit der Abbe-Länge eine zusätzliche MU. Bei der Montage des ILM am WLI ist daher auf die Minimierung der Abbe-Länge sowie auf die Verkippung des Verschiebetisches zu achten.
- Das Auftreten von Temperaturänderungen führt zur Änderung der Abmessungen der Komponenten des ILM. Der Einfluss von Temperaturänderungen in der Referenzstrecke kann durch Aufkleben des Referenzspiegels auf dem Strahlteiler 1 reduziert werden.
- Erfolgt die Messung mit dem ILM bei sich änderndem Umgebungslicht entsteht eine Offsetänderung der Detektorsignale. Durch den Einbau von zwei zusätzlichen polarisierenden Strahlteilern im ILM ergeben sich vier um 90° phasenverschobene Detektorsignale. Mit vier Detektorsignalen ist die Kompensation der Offsetänderung möglich.
- Die im Rahmen der Experimente durchgeführten Messungen von Temperatur, Druck und Luftfeuchte erfolgten mit der Kompensationseinheit des Referenzinterferometers. Die Messung dieser Parameter ist für das Einhalten der ermittelten MU des ILM notwendig.

6 Zusammenfassung

Diese Masterarbeit beschäftigt sich mit dem Design, der Konstruktion, dem Aufbau, der Analyse sowie der experimentellen Überprüfung eines ILM zur hochauflösenden Ermittlung der Verschiebung einer Messprobe im bestehenden Aufbau eines WLI. Ausgehend von der Beschreibung der Problemstellung werden in Abschnitt 1.2 die Anforderungen an Auflösung, Abmessungen und Geschwindigkeit für das ILM analysiert. Aufbauend auf dieser Anforderungsanalyse erfolgt im Kapitel 2 die Einführung in die Grundlagen der Interferometrie und die Vorstellung verschiedener Verfahren (Homodyn-, Heterodyn-, Einstrahl-, und Mehrstrahl) der optischen Wegmessung mit Auflösungen im Nanometerbereich.

Aufgrund der Vorteile des Einstrahl-Homodyn-MI gegenüber anderen Verfahren, wie z. B. der kompakten symmetrischen Bauform oder der punktförmigen Antastung, wird in Kapitel 3 der Aufbau des konstruierten ILM vorgestellt. Weitere Bestandteile dieses Kapitels sind die Beschreibung der eingesetzten optischen Komponenten mit den entwickelten Vorrichtungen zur Justierung dieser Komponenten sowie die Vorstellung der notwendigen Datenerfassung und Signalverarbeitung.

Messungen im Nanometerbereich haben wenig Aussagekraft, falls dabei eine unbekannte MU entsteht. Die Analyse der bei der Messungen mit dem ILM auftretenden MU bildet daher einen zentralen Bestandteil der vorliegenden Arbeit. Die auftretende MU wird nach dem Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen [21] aus den auf die Messung wirkenden Einflussgrößen durch den Aufbau, die Signalverarbeitung und den externen Aufbau bestimmt und im MU-Budget in Abschnitt 4.3 zusammengefasst.

Kapitel 5 zeigt die durchgeführten Experimente zur Analyse des Einflusses von Änderungen der Umgebungsbedingungen sowie den Einfluss von Verkippung der Komponenten. Abschließende Experimente zum Vergleich der von einem Referenzinterferometer und dem ILM ermittelten Messstrecke dienen zur Überprüfung der Funktion des ILM. Diese Vergleichsmessungen zeigen die korrekte Funktion des ILM bei Messstrecken bis zu 50 mm. Das entwickelte ILM erfüllt die gestellten Anforderungen und eignet sich daher zum Einbau in das WLI. Zukünftige studentischen Arbeiten werden sich mit der Integration des ILM in das WLI befassen.

Anhang

Abmessungen der mechanischen Komponenten des ILM

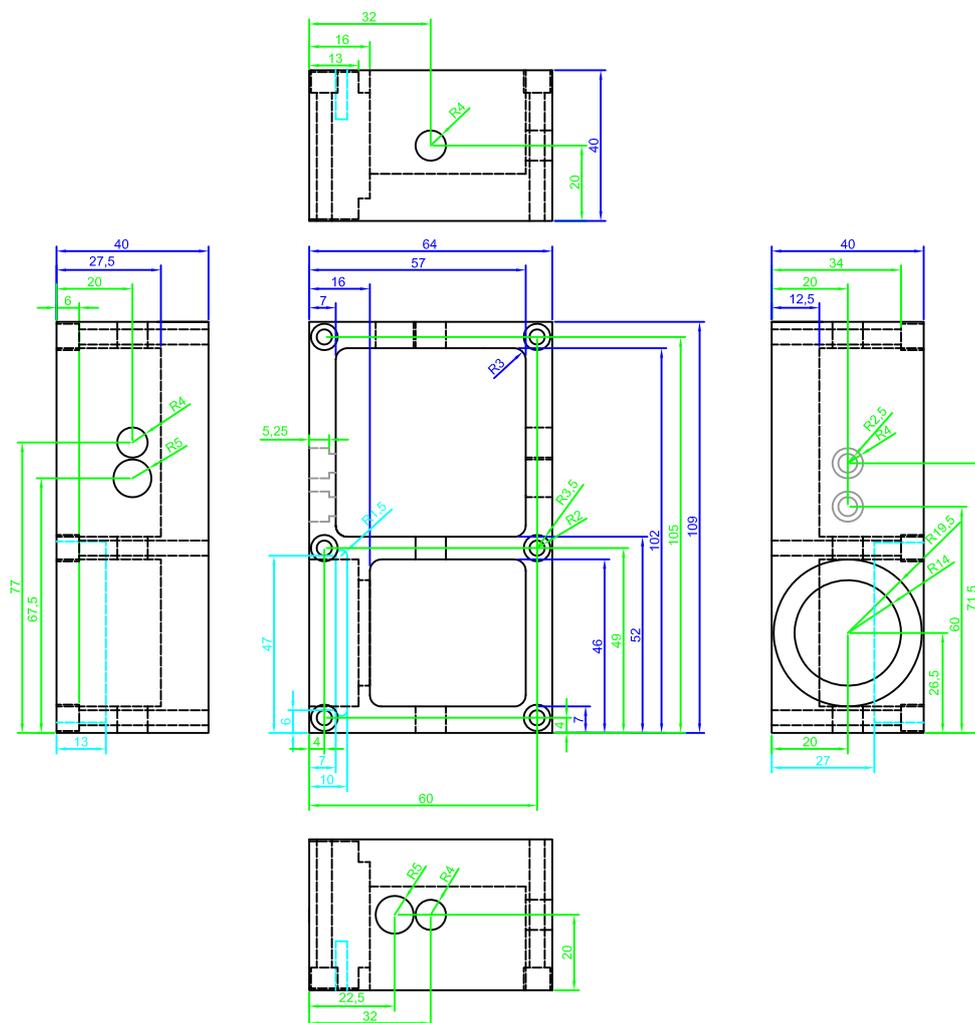


Abbildung A.1: Bemaßung der Bohrungen und Nuten des ILM.

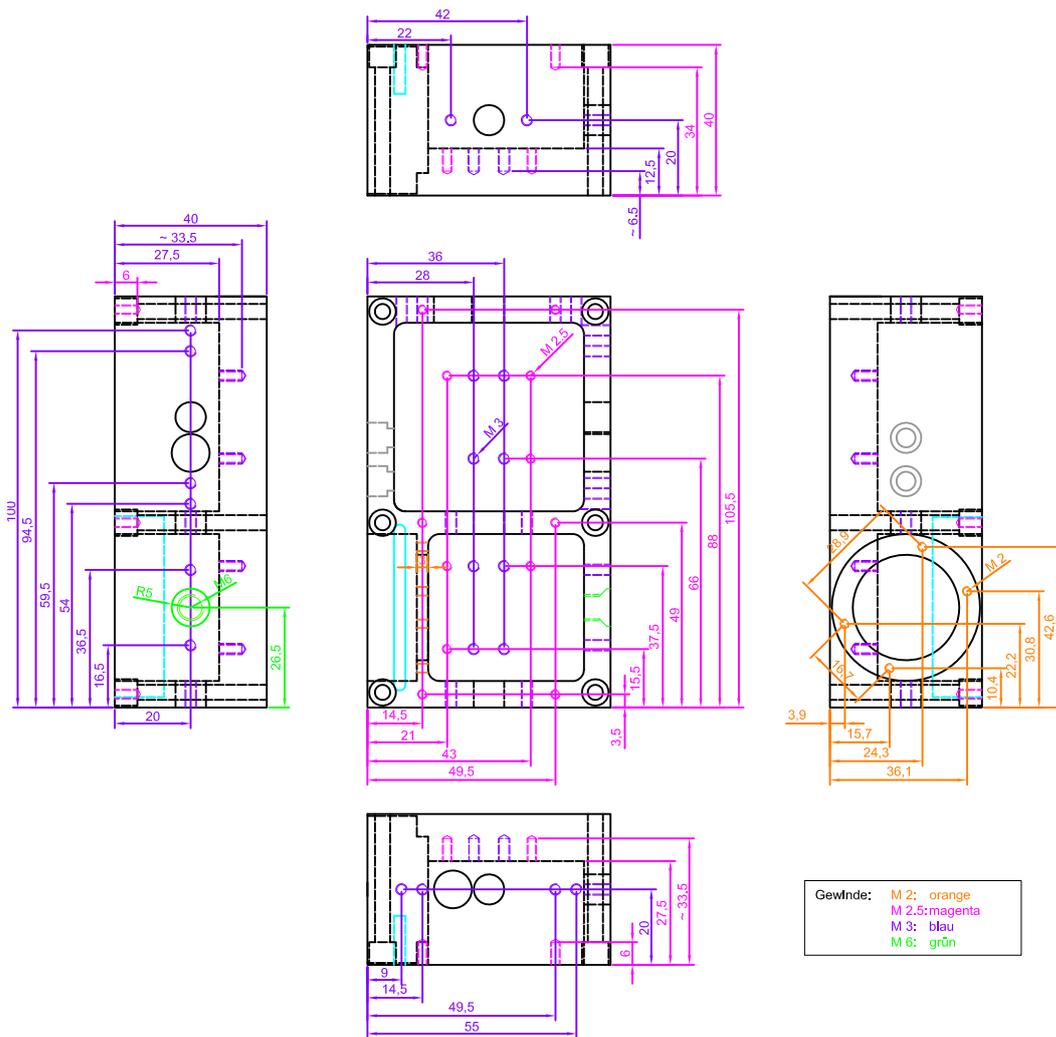
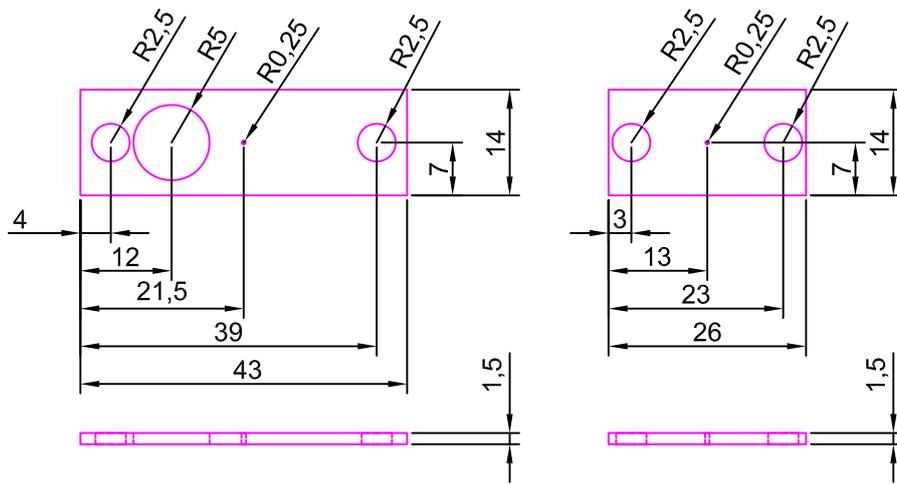
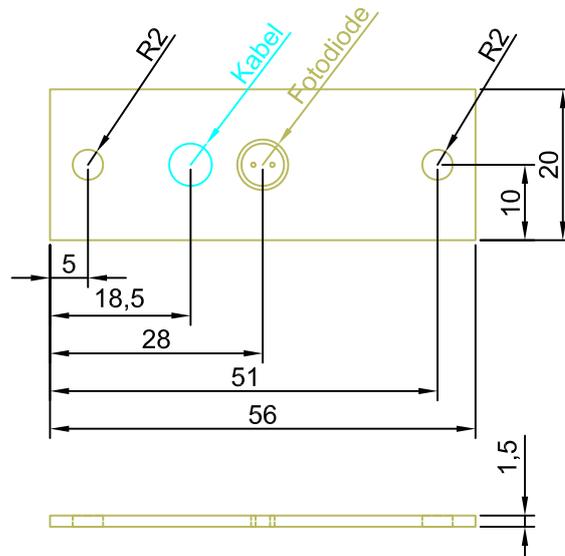


Abbildung A.2: Bemaßung der Gewinde des ILM.



(a)



(b)

Abbildung A.3: Abmessungen der für das ILM entwickelten Komponenten. (a) Blenden
(b) Detektor-Halterung

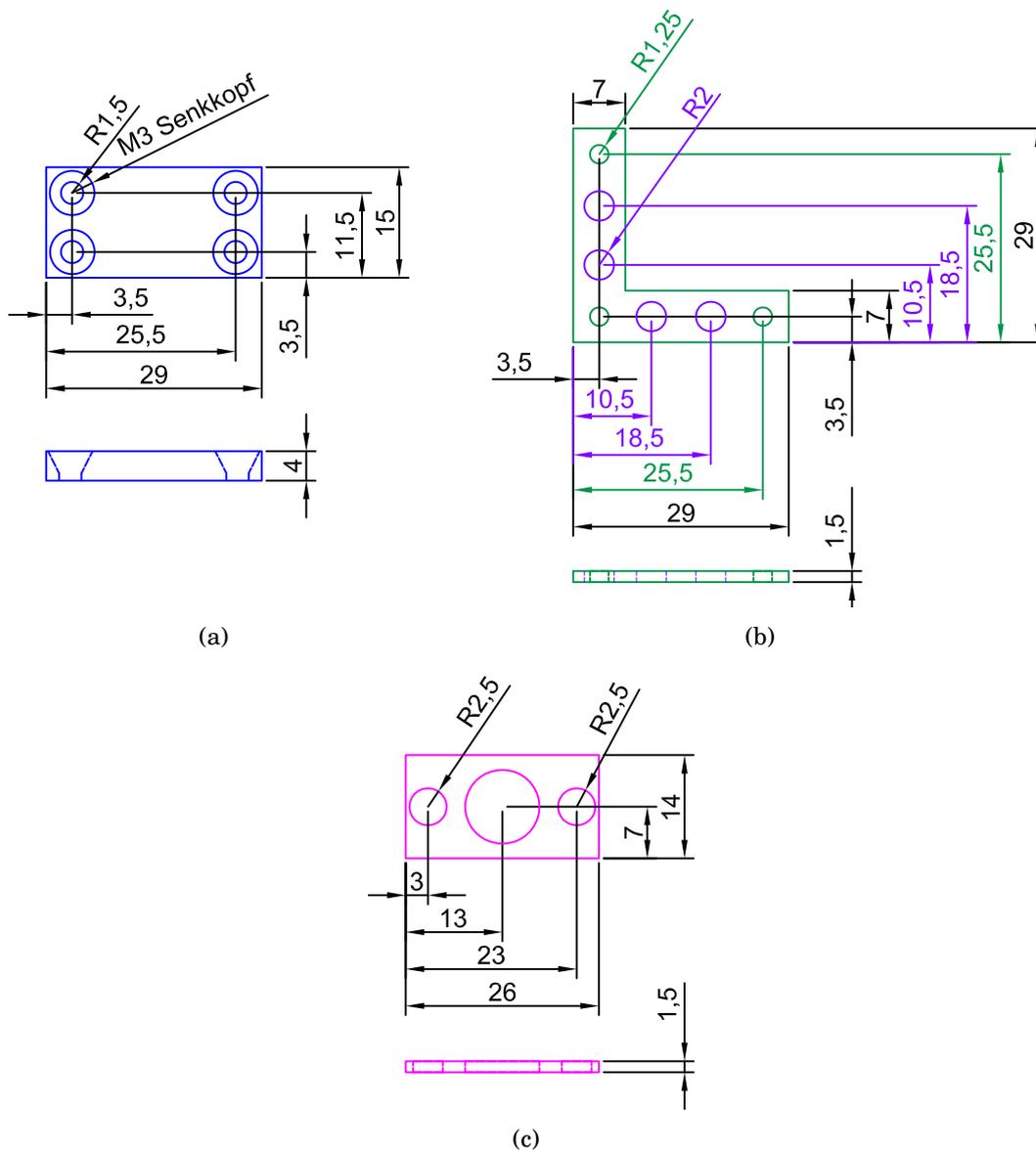


Abbildung A.4: Abmessungen der für das ILM entwickelten Komponenten. (a) Strahlteiler-Halterung (b) Strahlteiler-Justierwinkel (c) Referenzspiegel-Halterung

Literaturverzeichnis

- [1] BÜCHNER, H. UND JÄGER, G. Interferometrische Messverfahren zur berührungslosen und quasi punktförmigen Antastung von Messoberflächen. *Technisches Messen* 59, 2 (1992), 43–47.
- [2] BÜCHNER, H. UND JÄGER, G. A novel plane mirror interferometer without using corner cube reflectors. *Measurement Science and Technology* 17, 4 (2006), 746–752.
- [3] BIPM. *Supplement 1 to the Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement - Propagation of distributions using a Monte Carlo method*. JCGM, 2006.
- [4] BIRCH, K. P. UND DOWNS, M. J. An Updated Edlén Equation for the Refractive Index of Air. *Metrologia* 30, 3 (1993), 155–162.
- [5] BIRCH, K. P. UND DOWNS, M. J. Correction to the Updated Edlén Equation for the Refractive Index of Air. *Metrologia* 31, 4 (1994), 315–316.
- [6] BOBROFF, N. Recent advances in displacement measuring interferometry. *Measurement Science and Technology* 4, 9 (1993), 907–926.
- [7] CHAPMAN, M. Heterodyne and homodyne interferometry. Technischer Bericht, Renishaw, 2003.
- [8] DEMTRÖDER, W. *Experimentalphysik 2*. Springer, 2009.
- [9] DONGES, A. UND NOLL, R. *Lasermesstechnik*. Hüthing, 1993.
- [10] DUMS, K. Messtechnische Erfassung von Weißlichtinterferogrammen unter besonderer Berücksichtigung der Messunsicherheit. Masterarbeit, Technische Universität Graz, 2011.
- [11] EDLÉN, B. The Refractive Index of Air. *Metrologia* 2, 2 (1966), 71.
- [12] EDMUND OPTICS. Nicht-polarisierender Strahlteiler NT47-008, Oktober 2010. Datenblatt.
- [13] EDMUND OPTICS. Polarisierender Strahlteiler NT47-125, Oktober 2010. Datenblatt.
- [14] EDMUND OPTICS. Polarisator NT47-314, Oktober 2010. Datenblatt.
- [15] EICHLER, J. UND EICHLER, H. J. *Laser Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Springer, 2010.

- [16] FITZGIBBON, A. W., PILU, M. UND FISHER, R. B. Direct least-squares fitting of ellipses. *Pattern Analysis and Machine Intelligence* 21, 5 (1999), 476–480.
- [17] HAUSOTTE, T., PERCLE, P., MANSKE, E., FÜSSL, R., UND JÄGER, G. Measuring value correction and uncertainty analysis for homodyne interferometers. *Measurement Science and Technology* 22, 9 (2011), 094028.
- [18] HECHT, E. *Optics*, 4th ed. Addison Wesley, 2002.
- [19] HEYDEMANN, P. L. M. Determination and correction of quadrature fringe measurement errors in interferometers. *Applied Optics* 20, 19 (1981), 3382–3384.
- [20] HOFMANN, F. Berührungslos zum exakten Ergebnis. *Konstruktion und Entwicklung* 7 (2009), 62–65.
- [21] ISO. *Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen*. Beuth, 1999.
- [22] JENAER. *Zweifrequenz-Laserwegmesssystem ZLM 700/800/900*, Juli 2011. Produktbeschreibung.
- [23] JÄGER, G. Limitations of precision length measurements based on interferometers. *Measurement* 43, 5 (2010), 652–658.
- [24] KACKER, R., SOMMER, K. D. UND KESSEL, R. Evolution of modern approaches to express uncertainty in measurement. *Metrologia* 44, 6 (2007), 513–529.
- [25] KERN, M. Signal Processing for a Homodyne Michelson Interferometer. Masterarbeit, Technische Universität Graz, 2011. laufend.
- [26] KESSEL, W. Messunsicherheit - einige Begriffe und Folgerungen für die messtechnische Praxis. *PTB-Mitteilung* 3 (2001), 226–244.
- [27] KIM, M., MOON, W., YOON, E. UND LEE, K. R. A new capacitive displacement sensor with high accuracy and long-range. *Sensors and Actuators A: Physical* (2006), 135 – 141.
- [28] MAIER, J. Michelsoninterferometer - Übersicht der Streifensysteme. Technischer Bericht, Hochschule München, 2011.
- [29] MESCHÉDE, D. *Optik, Licht und Laser*. Vieweg+Teubner, 2008.
- [30] MIKRO-EPSILON MESSTECHNIK. Präzise berührungslose Wegsensoren, 2010. Technischer Bericht.
- [31] NATIONAL INSTRUMENTS. Datenerfassung. <http://www.ni.com/dataacquisition>, Juli 2011.
- [32] NEWPORT CORPORATION. Spiegelhalterung MFM-050, Juli 2011. Datenblatt.
- [33] NORLAND PRODUCTS. Optikkitt NOA61, Juli 2011. Datenblatt.

- [34] OSRAM OPTO SEMICONDUCTORS. PIN Fotodiode BPX65, Juli 2011. Datenblatt.
- [35] QIOPTIQ GMBH. Linos Mikrobank, Juli 2011. Datenblatt.
- [36] QIOPTIQ GMBH. $\frac{\lambda}{4}$ -Verzögerungsplatte, Juli 2011. Datenblatt.
- [37] RENISHAW. *ML-10 Laser System*, Juli 2008. Datenblatt.
- [38] RENISHAW. *XL-80 Laser System*, Juli 2011. Produktbeschreibung.
- [39] SCHMIDT, I. *Beiträge zur Verringerung der Positionierungsunsicherheit in der Nanopositionier und Nanomesmaschine*. Dissertation, Technischen Universität Ilmenau, 2008.
- [40] SEIFERT, T. *Verfahren zur schnellen Signalaufnahme in der Weißlichtinterferometrie*. Dissertation, Universität Erlangen-Nürnberg, 2005.
- [41] SIOS MESSTECHNIK GMBH. Stabilisierter He-Ne-Laser Serie SL 03, Oktober 2007. Datenblatt.
- [42] SIOS MESSTECHNIK GMBH. Stabilisierter He-Ne-Laser Serie SL 03. Ser. -Nr. 181130110, Februar 2010. Werkprüfzeugnis.
- [43] SOMMER, K. D. Praxisgerechtes Bestimmen der Messunsicherheit nach GUM. *Technisches Messen* 71, 2 (2004), 52–66.
- [44] SOMMER, K. D., UND SIEBERT, B. R. L. Systematic approach to the modelling of measurements for uncertainty evaluation. *Metrologia* 43, 4 (2006), 200–210.
- [45] STONE, J. A., UND ZIMMERMAN, J. H. Refractive Index of Air Calculator. <http://emtoolbox.nist.gov>, Juli 2011. National Institute of Standards and Technology (NIST).
- [46] TEXAS INSTRUMENTS. OPA140, Februar 2011. Datenblatt.
- [47] THALMANN, R. Einflussgrößen bei der Kalibrierung von Längenmessmitteln. *Technisches Messen* 72, 5 (2005), 286–294.
- [48] THORLABS GMBH. *Kollimator PAF-X-11 A*, Juli 2011. Produktbeschreibung.
- [49] THORLABS GMBH. Silber beschichteter Planspiegel PF05-03-P01, Juli 2011. Datenblatt.
- [50] WANG, Y. C. *Präzisionsprüfgerät für Nanomesstaster*. Dissertation, Technischen Universität Ilmenau, 2003.
- [51] ZYGOLOT GMBH. A Primer on Displacement Measuring Interferometers. <http://zygolo.de/products/zmi>, Juli 2011.