

Metrologie in fünfsichtigen Nanomess- und Nanopositioniermaschinen

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur
(Dr.-Ing.)

vorgelegt der
Fakultät für Maschinenbau der
Technischen Universität Ilmenau

von Herrn
Florian Fern, M.Sc.
geboren am 28.08.1992 in Offenbach am Main / Deutschland

1. Gutachter: apl. Univ-Prof. Dr.-Ing. habil. Roland Fühl
Technische Universität Ilmenau
2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Rainer Tutsch
Technische Universität Braunschweig
3. Gutachter: Dr.-Ing. Denis Dontsov
SIOS Meßtechnik GmbH Ilmenau

Tag der Einreichung: 10. März 2020

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 16. Juni 2020

In stillem Gedenken

Vorwort

Mein herzlicher Dank geht an erster Stelle an apl. Prof. Dr.-Ing. habil. Roland Füßl für die hervorragende wissenschaftliche Betreuung und die aufgewandte Zeit während der letzten drei Jahre.

Darüber hinaus gilt mein Dank dem Institut Prozessmess- und Sensortechnik der TU Ilmenau unter der Leitung von Prof. Dr.-Ing. habil. Thomas Fröhlich und Prof. Dr.-Ing. habil. Eberhard Manske. Ich möchte mich für das angenehme und ausgesprochen freundliche Arbeitsklima unter den Kollegen aber auch für die vielfältigen Möglichkeiten zur Verwirklichung der eigenen Ideen und Konzepte bedanken. Besonders sind dabei die Kollegen aus dem Ernst-Abbe-Zentrum und aus dem Werner-Bischoff-Bau hervorzuheben, denen ich für die schnelle, unkomplizierte und kollegiale Unterstützung bei der Umsetzung meiner Vorhaben danken möchte.

Ein besonderes Dankeschön geht an Ralf Schienbein für die konstruktive Zusammenarbeit und das Ertragen meiner vielen Einfälle am Montagmorgen. Weiterhin möchte ich mich bei Prof. Dr.-Ing. René Theska für die vielen hilfreichen und konstruktiven Gespräche und Diskussionen bedanken.

Ich möchte mich bei meinen Kollegen und Freunden des Graduiertenkollegs Nano-Fabrikation bedanken. Ich danke euch dafür, dass ihr immer die richtigen Worte zur richtigen Zeit gefunden habt und von ganzem Herzen für drei lehrreiche und voraussichtlich unvergessliche Jahre im Schützenhaus. Darüber hinaus bedanke ich mich bei Herrn Oliver Dannberg, Herrn Johannes Kirchner und Herrn Stephan Gorges für die vielen fachlichen Diskussionen und hilfreichen Ratschläge. Bei Herrn Dr.-Ing Michael Kühnel und Herrn Ingo Ortlepp möchte ich mich für die ausgezeichnete Betreuung des gesamten Graduiertenkollegs bedanken.

Mein Dank geht weiterhin an Herrn OStR Robert Brand für die geduldigen Rechtschreibkorrekturen an meiner Arbeit.

An dieser Stelle gilt mein besonderer Dank meinen Eltern, die es mir immer ermöglicht haben meinen Weg zu gehen. Ich danke meinem Vater für die immerwährende Unterstützung und das bedingungslose Vertrauen, das er mir zu Teil werden ließ. Meiner Mutter danke ich für den festen Rückhalt und die Fürsorge, gerade in den besonders schweren Stunden. Abschließend möchte ich mich bei meiner Freundin Theresia bedanken. Ich danke Dir für Deine endlose Geduld, das immer offene Ohr und für all die hilfreichen Worte, besonders während des Verfassens dieser Arbeit.

Kurzzusammenfassung

Die vorliegende Arbeit stellt ein neuartiges Konzept für eine fünfsichtige Nanomessmaschine zur Messung von Formabweichungen auf stark gekrümmten Asphären oder Freiform-Flächen vor. Bis zu einem Anstieg von bis zu 60° der Messobjektoberfläche kann der Sensor orthogonal zu dieser ausgerichtet werden. Unter vollständiger Einhaltung des Abbe-Komparatorprinzips wird das Messobjekt translatorisch in einem Bereich von $25\text{ mm} \times 25\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ relativ zu dem um zwei Rotationsachsen drehbaren Sensor bewegt. Die Messachsen der translatorischen Positionsmessung schneiden sich im so genannten Abbe-Punkt. Dieser Abbe-Punkt ist gleichzeitig auch der Antastpunkt des Sensors und der konstante Momentanpol der beiden Rotationsachsen zur Sensorrotation, die sich rechtwinklig in dem Abbe-Punkt schneiden.

Zur Bestimmung der zufälligen und systematischen Positionsabweichungen des Sensors in Folge seiner Rotation wird ein Referenzmesssystem vorgestellt. Dieses besteht aus drei fest mit dem Sensor verbundenen, kartesisch angeordneten Fabry-Pérot-Interferometern, die kontinuierlich den Abstand des Sensors zu der Innenfläche einer Referenzhemisphäre messen. Die Messstrahlen der Fabry-Pérot-Interferometer schneiden sich dabei virtuell im Abbe-Punkt. Um die Formabweichung dieser Referenzhemisphäre zu bestimmen, wird ein in-situ-Kalibrierverfahren beschrieben, das die Bestimmung der Formabweichung mit den im System vorhandenen Sensoren im Einbauzustand erlaubt. Dazu wird der Sensor durch einen Kugelreflektor im Abbe-Punkt (Kugellinse $n=2$) ersetzt. Dessen Positionsabweichung wird während der Rotation gemessen und zur Bestimmung der Formabweichung der Referenzhemisphäre genutzt. Basierend auf diesen Erkenntnissen wurde ein Prototyp des vorgestellten Konzepts aufgebaut und die Funktion des Referenzmesssystems verifiziert. Über einen großen translatorischen Verschiebungsbereich von $80\text{ }\mu\text{m}$, kann die Verschiebung des Antastpunktes mit Hilfe des Referenzmesssystems auf $\pm 200\text{ nm}$ erfasst werden. Eine Wiederholungsmessung zwischen zwei Stellungen des Rotationssystems zeigte, dass die Antastpunktposition mit einer maximalen Abweichung von 27 nm bestimmt werden kann. Die ausführliche theoretische Messunsicherheitsbetrachtung auf Grundlage von sechs Untermodellen ergibt eine Messunsicherheit für die Bestimmung des Antastpunktes von maximal 18 nm $p = 68\%$.

Abstract

This thesis presents a novel concept for a five-axes nano coordinate measuring machine which is designed to measure form deviations of strongly curved aspheres and freeform-surfaces. Up to a surface inclination of 60° of the sample, the sensor can be aligned perpendicularly to the local surface. In strict compliance with the Abbe-comparator principle, the sample is moved in a measuring volume of $25\text{ mm} \times 25\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ relative to the sensor which can be rotated in two axes. Those two axes of rotation cross perpendicular at the so-called Abbe-point which is also the intersection of the measurement axes of the linear movement. This Abbe point coincides with the measuring point of the sensor and is the constant instantaneous center of rotation of the sensor.

To measure the position deviation of the sensor caused by the rotation, a reference-measuring-system is shown. It consists of three cartesian arranged Fabry-Pérot-Interferometers connected to the sensor which are measuring the distance to the inner surface of the reference hemisphere. The measuring axes of those Fabry-Pérot-Interferometers virtually cross in the Abbe-point. To specify the form deviations of the reference-hemisphere an in-situ-calibration process is described. Therefore, the sensor is replaced by spherical reflector (ball lens $n=2$) whose position deviation is measured during the rotation and used to determine the form deviation of the reference hemisphere. Based on this concept, a prototype of the five-axes nano coordinate measuring machine was built and the functionality of the reference-measuring-system is verified. For a linear movement of $80\text{ }\mu\text{m}$ the sensors measurement point can be measured with a maximum deviation of $\pm 200\text{ nm}$. Repeated measurements between two positions of the rotation-axes show that the measurement point can be determined with a maximum deviation of 27 nm . The detailed theoretical measurement uncertainty budget based on six sub-models shows a maximum measurement uncertainty of the measurement point of 17 nm $p = 68\%$.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Stand der Technik und Zielstellung	3
2.1	Flächige Interferometrische Messverfahren	4
2.1.1	Grundlagen der Interferometrie	4
2.1.2	Nulltest-Konfigurationen	5
2.1.3	Nicht-Nulltest-Konfigurationen	6
2.2	Koordinatenmessgeräte	8
2.2.1	Konventionelle Koordinatenmessgeräte	8
2.2.2	Nano-Koordinatenmessgeräte mit translatorischen Freiheiten	8
2.2.3	Nano-Koordinatenmessgeräte mit erhöhtem Freiheitsgrad	10
2.3	Analyse und Zielstellung	14
3	Grundlagen zur Erweiterung der NMM-1	17
3.1	NMM-1	17
3.1.1	Sensoren	18
3.1.2	Grenzen bei der Messung von Freiform-Flächen	19
3.1.3	Ziele der Erweiterung	19
3.2	Rotationskinematik	20
3.2.1	Kinematische Kette der NMM-1	20
3.2.2	Kinematische Kette mit rotatorischen Erweiterungen	21
3.2.3	Vergleich der kinematischen Ketten	22
3.3	Metrologisches Gesamtkonzept	23
3.3.1	Fünffachsiges Nanomessmaschine	23
3.3.2	Koordinatensystem	24
3.3.3	Koordinatentransformation	25
3.4	Referenzmesssystem	25
3.4.1	Lage des Koordinatensystems und Dimensionierung der Referenzfläche	26
3.4.2	Bestimmung der Verschiebung im Maschinenkoordinatensystem	29
3.4.3	Auswahl der Abstandssensoren	29
3.4.4	Fabry-Pérot-Interferometer	31
3.5	Mechanischer Aufbau	34
3.5.1	Rotationspositionierer	35
3.5.2	Referenzhemisphäre	36
3.5.3	Interferometerträger und Strahlumlenkung	39
4	Bahnabweichungen, Kalibrierung und Justage	41
4.1	Abweichung von der konzentrischen Anordnung	41
4.1.1	Abstand des Antastpunktes zur Drehachse	41
4.1.2	Abstand zum Mittelpunkt der Referenzhemisphäre	42
4.1.3	Übersprechen	44

4.2	Externe Kalibrierung	47
4.3	In-situ-Kalibrierung	49
4.3.1	Versuchsaufbau	49
4.3.2	Kugelreflektor für Planspiegelinterferometer	50
4.3.3	Fassung des Kugelreflektors	55
4.3.4	Nutzung der Interferometersignale	55
4.3.5	Bestimmung der systematischen Abweichungen	56
4.4	Justage	58
4.4.1	Justage Elemente	58
4.4.2	Justage Strategie	59
5	Voruntersuchungen	63
5.1	Messtechnische Untersuchung des Kugelreflektors	63
5.2	Untersuchung der Bahnabweichungen	67
5.3	Messtechnische Eigenschaften der Fabry-Pérot-Interferometer	69
5.4	Zusammenfassung und Bewertung	74
6	Messtechnische Untersuchungen des Gesamtaufbaus	77
6.1	Versuchsaufbau und Aufstellbedingungen	77
6.1.1	Mechanischer Aufbau	77
6.1.2	Datenerfassung und Steuerung	78
6.1.3	Umwelt- und Aufstellbedingungen	79
6.2	Messergebnisse	81
6.2.1	Translatorische Verschiebung am Justageelement	81
6.2.2	Wiederholbarkeit zwischen zwei Stellungen des Rotationssystems	82
6.2.3	Rundheitsabweichung der Referenzhemisphäre	84
6.3	Zusammenfassung und Bewertung	89
7	Messunsicherheit	91
7.1	Vektorielles Unsicherheitsmodell der NMM-1	92
7.2	Unsicherheitsmodell des Rotationssystems	92
7.2.1	Koordinatentransformation	93
7.2.2	Orthogonalitätsabweichung des Koordinatensystems	94
7.2.3	Fabry-Pérot-Interferometer	97
7.2.4	Metrologie-Rahmen	98
7.2.5	Abbe-Abweichung	99
7.2.6	Formabweichung der Referenzhemisphäre	102
7.3	Gesamt-Messunsicherheitsbudget	104
8	Zusammenfassung und Ausblick	107
8.1	Zusammenfassung	107
8.2	Ausblick	109
	Literatur	112

Der Charakterisierung von Oberflächen zum Nachweis einer angestrebten Form, Lage oder Funktionalität kommt beim Vordringen in nanoskalige Anwendungen eine immer größere Bedeutung zu. Neuartige Messverfahren und Messstrategien, verbunden mit der Reduktion der erreichbaren Messunsicherheiten, können die Qualität und Leistungsfähigkeit etablierter Anwendungen signifikant verbessern, aber auch neue Anwendungsgebiete erschließen.

In der optischen Industrie spielen asphärische optische Bauelemente in verschiedenen Anwendungen eine zentrale Rolle [13]. Asphären sind optische Bauelemente mit mindestens einer invarianten Symmetrieachse. Durch einen vollständigen Verzicht auf Symmetrie der Oberfläche kann die Auslegung eines optischen Systems deutlich flexibler erfolgen. Diese optischen Bauelemente werden als Freiformoptiken bezeichnet. So kann eine Reduktion der Abmessungen bei einer gleichzeitigen Verbesserung der optischen Eigenschaften erreicht werden [28]. Es gibt eine Vielzahl an Anwendungen von Freiformoptiken zur optischen Abbildung, Beleuchtung oder zum Sammeln von Licht. Bei der astronomischen Kamera SCUBA-2 sind die optischen Elemente zum Großteil Freiform-Aluminiumspiegel [3]. Dabei haben die größten Spiegel eine Dimension von 1080 mm und wurden mit einer Peak to Valley Formabweichung von $15,5\ \mu\text{m}$ gemessen [93]. Zur Herstellung von sehr kompakten Weitwinkelkameras mit geringem Abbildungsfehler und einem Sichtfeld von bis zu 180° kommen Freiformprismen zum Einsatz [112]. Die Effizienz der LED-Beleuchtungseinheit eines Beamers kann durch eine Freiformanpassung der Optik an das Abstrahlverhalten der verwendeten LED deutlich gesteigert werden [31]. In Photovoltaik-Anlagen zur Gewinnung von elektrischer Energie kommen in Kollektoren Freiformoptiken zum Einsatz und erlauben eine abweichungstolerante Auslegung des Systems [129].

Der Herstellungsprozess von Freiformoptiken ist dabei, je nach geforderter Genauigkeit, immer ein iterativer Prozess, der aus aufeinander folgenden Mess- und Bearbeitungsschritten besteht [11, 119]. Zur Messung von Freiform-Flächen gibt es zwei unterschiedliche Ansätze. Die Messung kann dabei punktweise als Messung der Koordinaten, aber auch flächig, interferometrisch erfolgen. Um eine minimale Messabweichung zu erreichen, muss die Oberfläche möglichst orthogonal angetastet werden. Wird der lokale Winkel zwischen der Oberfläche und der Antastrichtung zu groß, kommt es beispielsweise bei konfokalen Sensoren zu Abweichungen von einigen hundert Nanometern [90]. Taktile Taster auf Basis von Antastkugeln zeigen ein vergleichbares Verhalten. Deren Antastunsicherheit wird hauptsächlich von den Formabweichungen der Antastkugel definiert [18]. Für kleine Krümmungsänderungen kann die Abweichung zur orthogonalen Antastung bei den interferometrischen und den punktweise messenden Verfahren vernachlässigt werden. Für starke Krümmungen werden diese Abweichungen durch eine orthogonale Antastung der Messoberfläche beziehungsweise eine entsprechende Modifikation der Wellenfront erreicht (siehe Kapitel 2 - Stand der Technik).

Vergleichsmessungen zwischen diesen verschiedenen Verfahren zur Messung von asphärischen Oberflächen zeigen eine gute Übereinstimmung bei Messungen mit wenig gekrümmten Flä-

chen [6]. Mit zunehmender Krümmung steigen die Messabweichungen zwischen den einzelnen Geräten und Verfahren deutlich an [95].

Im Zuge dieser Arbeit soll die Nanomessmaschine 1 (NMM-1) um zwei rotatorische Bewegungsachsen erweitert werden, sodass der Sensor immer orthogonal zur Messobjektoberfläche ausgerichtet werden kann. Somit sollen die hervorragenden messtechnischen Eigenschaften der NMM-1 auf stark gekrümmte Oberflächen erweitert werden.

Inhaltsangabe

Im Stand der Technik (Kapitel 2) werden die Möglichkeiten zur Messung von Freiform-Flächen systematisch dargelegt und gegenüber gestellt. Der Vergleich zeigt Vorteile bei der punktwisen Messung von Freiform-Flächen gegenüber den interferometrischen Verfahren. Auf Grundlage dieser Betrachtungen werden die Anforderungen für die Erweiterung der NMM-1 entwickelt.

Das dritte Kapitel zeigt eine knappe systematische Gegenüberstellung verschiedener Möglichkeiten zur Erweiterung der NMM-1. Aufbauend darauf wird das Konzept der Sensorrotation ausgewählt und im Kontext des metrologischen Gesamtkonzepts erläutert. Diese Erweiterung basiert auf einem Referenzmesssystem, das die zusätzlichen Bahnabweichungen, die durch die rotatorischen Bewegungsachsen entstehen, in-situ erfasst. Darüber hinaus behandelt dieses Kapitel die technisch, konstruktive Umsetzung des vorgeschlagenen Gesamtkonzepts für einen Prototypen-Aufbau.

Im vierten Kapitel werden systematische Abweichungen des Referenzmesssystems als Folge einer nicht idealen Justage beschrieben. Basierend auf diesen Erkenntnissen wird ein in-situ-Kalibrierverfahren vorgestellt, das die Kalibrierung des Referenzmesssystems im eingebauten Zustand mit Hilfe der vorhandenen Sensoren erlaubt. Das Kapitel endet mit einer Beschreibung der Justagestrategie zur Ausrichtung aller Bauelemente des Referenzmesssystems.

Die Voruntersuchungen einzelner Komponenten und Messverfahren, die im Prototypen-Aufbau für das Konzept der fünffachsigen Nanomessmaschine zum Einsatz kommen, werden im fünften Kapitel beschrieben. Weiterhin stellen diese Untersuchungen wichtige Eingangsgrößen für die Messunsicherheitsbetrachtung in Kapitel 7 dar.

Das sechste Kapitel beinhaltet die finalen Messergebnisse des Prototypen-Aufbaus und liefert einen Nachweis über die Funktion des vorgeschlagenen Messverfahrens für das Referenzmesssystem.

Nach einem knappen Exkurs über die Bestimmung der Messunsicherheit bei der bisherigen NMM-1 wird im siebten Kapitel das Messunsicherheitsmodell für die Bestimmung der Bahnabweichungen mit Hilfe des vorgeschlagenen Referenzmesssystems aufgestellt und an geeigneten Beispielen diskutiert.

Das folgende Kapitel gibt einen Überblick über die dem Stand der Technik entsprechenden Messverfahren zur Charakterisierung von Oberflächen. Dabei liegt die Betrachtung hauptsächlich auf den so genannten allgemeinen Flächen nach DIN ISO 10110-19. Eine allgemeine Fläche ist nach DIN ISO 10110-19:

„jede Fläche einschließlich solcher frei von Symmetrie- und/oder Formanforderungen [23]“

Angelehnt an DIN EN ISO 17450-1 über die geometrische Produktspezifikation [22] werden Flächen als Freiformen bezeichnet, die keine Symmetrieelemente bzw. einen Invarianzgrad von Null haben [11, 94]. Im Folgenden sind Oberflächen, wenn nicht anders beschrieben, immer im Sinne von Freiform-Flächen wie oben aufgeführt zu verstehen. Grundsätzlich ist die Eignung eines Messgerätes oder eines Messverfahrens zur Messung von Freiform-Flächen oder allgemeinen Flächen abhängig von der tatsächlichen Form des zu prüfenden Objektes und der erforderlichen Messunsicherheit. Hier werden nur Verfahren und Geräte betrachtet, die in der Lage sind, Oberflächenabweichungen im Bereich der Wellenlänge des sichtbaren Lichtes zu messen. In Abbildung 2.1 ist eine schematische Einteilung der möglichen Messverfahren zur Messung von Freiform-Flächen dargestellt. Diese Verfahren kann man in die punktwise messenden Koordinatenmessgeräte und die flächig-interferometrisch messenden Verfahren einteilen. Im

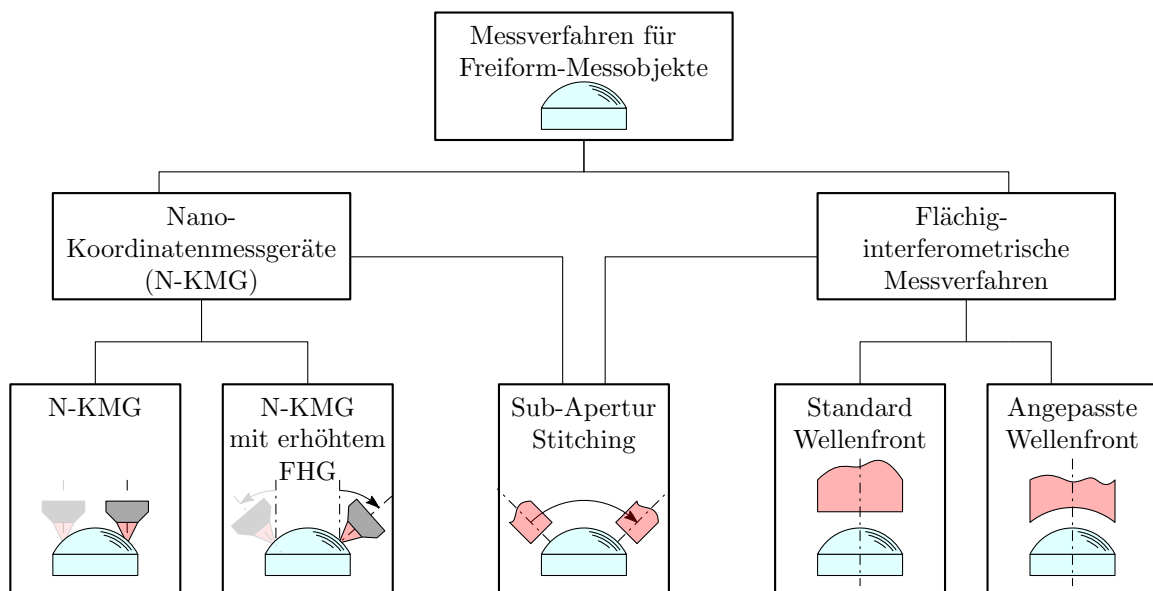


Abb. 2.1: Systematische Einteilung der Verfahren und Messgeräte zur Messung der Form und von Freiform-Oberflächen.

Folgenden werden die verschiedenen Verfahren sowie gerätetechnische Umsetzungen vorgestellt und die messtechnischen Eigenschaften verglichen. Anhand der Ergebnisse des Vergleichs werden Zielstellungen für die Erweiterungen der Nanomessmaschine-1 abgeleitet.

2.1 Flächige Interferometrische Messverfahren

Bei den flächigen Messverfahren handelt es sich um Verfahren, die auf dem physikalischen Phänomen der Interferenz beruhen. Unter Interferenz versteht man die resultierende Amplitudenänderung bei der Überlagerung von mindesten zwei Wellen in Abhängigkeit ihrer Phasenbeziehung, Wellenlänge und Amplitude nach dem Superpositionsprinzip. Die hier vorgestellten interferometrischen Verfahren basieren auf der Interferenz von sichtbarem Licht.

2.1.1 Grundlagen der Interferometrie

Sichtbares Licht wird als elektromagnetische Welle beschrieben. [43]

$$E(r, t) = \hat{A} \cos\left(2\pi\left(ft - \frac{r}{\lambda}\right)\right) \quad (2.1)$$

Dabei ist r der Abstand zum Ursprung der Welle, f die Frequenz des Lichtes, t die Zeit, \hat{A} die Amplitude der Welle und λ die Wellenlänge des Lichts. Mit $\omega = 2\pi f$ und $k = 2\pi/\lambda$ sowie $kr = \Phi$ als Phase vereinfacht sich die Gleichung.

$$E(r, t) = \hat{A} \cos(\omega t - \Phi) \quad (2.2)$$

Die Überlagerung von zwei Wellenzügen gleicher Amplitude und Frequenz mit unterschiedlicher Phase kann anhand der Wellengleichung direkt berechnet werden.

$$\begin{aligned} E &= E_1 + E_2 \\ E &= \hat{A} \cdot \cos(\omega t - \Phi_1) + \hat{A} \cdot \cos(\omega t - \Phi_2) \\ E &= 2\hat{A} \cdot \cos\left(\frac{\Phi_1 - \Phi_2}{2}\right) \cdot \sin\left(\omega t + \frac{\Phi_1 + \Phi_2}{2}\right) \end{aligned} \quad (2.3)$$

Für einen Phasenunterschied von 180° wird die Wellengleichung zu Null, die beiden Lichtwellen löschen sich infolge destruktiver Interferenz aus. Mit einem Phasenunterschied von 0° kommt es zu konstruktiver Interferenz mit doppelter Amplitude. Die Intensität der Interferenzerscheinung wird mit $I = E^2$ berechnet. Da der Phasenunterschied direkt vom Gangunterschied Δr zwischen den beiden interferierenden Wellen abhängig ist, kann die Intensität der Interferenz zur Messung von Gangunterschieden genutzt werden. Mehrere Wellen, die von einem gemeinsamen Punkt ausgehen und die gleiche Phasenlage besitzen, bilden eine Wellenfront.

Die Charakterisierung einer vollständigen Oberfläche erfolgt durch die Überlagerung einer bekannten Referenzwellenfront mit der vom Messobjekt reflektierten Wellenfront. Je nach Gangunterschied zwischen diesen beiden Wellenfronten bildet sich ein Interferenzmuster auf einem Schirm oder einer Kamera. Aus dem Streifenabstand im Interferenzmuster, der verwendeten Interferometeranordnung und der Wellenlänge des Lichtes kann die Abweichung von der Referenzwellenfront, und damit auch von der idealen Topologie, bestimmt werden. Man unterscheidet dabei im Wesentlichen zwischen Nulltest- und Nicht-Nulltest-Konfigurationen [30].

2.1.2 Nulltest-Konfigurationen

Bei einer Nulltestkonfiguration ist die Referenzwellenfront so gestaltet, dass es bei einer idealen Oberfläche des Messobjektes zu einer konstanten Intensitätsverteilung kommt, da die Phasenbeziehung für alle interferierenden Strahlen gleich ist. Für Sphären und ebene Oberflächen können Artefakte zur Erzeugung der Referenzwellenfront mit hoher Güte hergestellt werden. Zur Messung von Asphären und Freiformen steigt der technologische und wirtschaftliche Aufwand zur Erzeugung geeigneter Referenzwellenfronten signifikant an.

Fizeau-Interferometer

Das Fizeau-Interferometer ist ein interferometrischer Aufbau zur Messung von planen oder sphärischen Flächen. Zur Messung von planen Flächen wird das von einer monochromatischen Lichtquelle ausgesandte Licht, meist von einem Helium-Neon-Laser, kollimiert und durchtritt eine halbtransparente Transmissionsplatte. Es trifft dann auf die zu testende Oberfläche und wird von dort in sich zurück reflektiert und wird auf einer Kamera abgebildet (siehe Abbildung 2.2). In der Bildebene der Kamera interferiert das Licht mit dem an der Grenzschicht der Transmissionsplatte reflektierten Licht. Zwischen der ersten Grenzfläche der Transmissionsplatte und dem Messobjekt entsteht die so genannte Fizeau-Kavität. Das Messobjekt wird so direkt mit der Transmissionsplatte verglichen [24]. Mit steigenden Durchmessern und Anforderungen an die Messunsicherheit steigt auch der technologische Aufwand zur Erstellung dieser Transmissionsplatte. Durch einen Dreiplattentest, die Messung des gleichen Messobjektes mit drei unterschiedlichen Transmissionsplatten, kann die Unebenheit der Flächen im idealen Fall vollständig korrigiert werden [43].

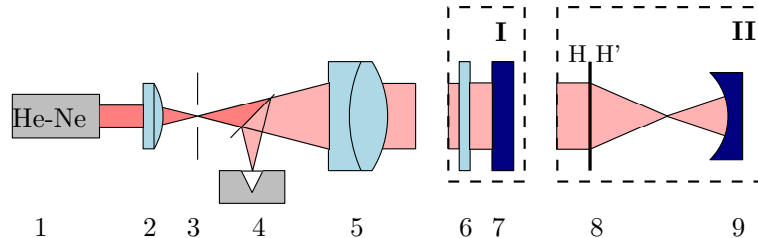


Abb. 2.2: Optischer Aufbau eines Fizeau-Interferometers zur Messung an planen (I) und sphärischen Flächen (II). 1 Laser, 2 Fokussierlinse, 3 Blende, 4 Detektor, 5 Kollimator, 6 Transmissionsplatte, 7 Planes Messobjekt, 8 Transmissionslinse, 9 Sphärisches Messobjekt.

Zur Messung von sphärischen Messobjekten wird die ebene Transmissionsfläche durch eine Transmissionslinse ersetzt (siehe Abbildung 2.2) [36], die eine sphärische Wellenfront erzeugt. Da zur Messung monochromatisches Laserlicht verwendet wird, kann die Richtung der Abweichung nicht eindeutig bestimmt werden. Zur Ermittlung der Abweichungsrichtung muss die Fizeau-Kavität in ihrer Länge moduliert werden. Dies erfolgt meistens durch eine Verschiebung der eingesetzten Transmissionsplatte mit Hilfe eines Piezo-Aktors. Zur besseren Ausrichtung zwischen Referenzfläche und Messobjekt kann der Strahlengang um einen Ausrichtungsstrahlengang erweitert werden [24]. Mit zunehmender Öffnung der Transmissionslinse und damit auch Krümmung des Messobjektes steigen die Anforderungen an die Ausrichtung und die erreichbaren Genauigkeiten [39].

Weitere Verfahren

Je stärker die Form des zu messenden Objektes von dem der verwendeten Transmissionsfläche oder Transmissionslinse abweicht, desto höher wird die Streifendichte. So steigt der Aufwand und damit auch die erreichbare Messunsicherheit bei der Analyse des aufgezeichneten Streifenmusters. Um dieses Problem zu überwinden, kann die Referenzwellenfront so modifiziert werden, dass sie der Objektoberfläche entspricht. Dazu können beispielsweise computergenerierte Hologramme (CGH), räumliche Lichtmodulatoren (SLM) [40] oder gezielt verformbare Spiegel verwendet werden [87]. Zur Messung einer hohen Anzahl an Messobjekten gleicher Form haben sich CGHs durchgesetzt. Neben dem Aufbau als Fizeau-Interferometer sind auch noch andere Aufbauten wie beispielsweise das Twyman-Green-Interferometer üblich.

2.1.3 Nicht-Nulltest-Konfigurationen

Bei einer Nicht-Nulltest-Konfiguration wird die Vergleichswellenfront nicht optimal auf das Messobjekt abgestimmt. Selbst bei einem idealen Messobjekt wird eine Abweichung zur Vergleichswellenfront gemessen. Mit steigender Abweichung zwischen Referenzwellenfront und Messobjekt nimmt die Streifendichte, unabhängig vom interferometrischen Aufbau, auf dem Auswerteschirm oder der Kamera zu. Mit zunehmender Streifendichte kann das Interferenzbild immer schlechter ausgewertet werden und somit steigen die zu erwartende Messabweichung und die zugehörige Messunsicherheit. Es gibt verschiedene Ansätze wie Subapertur-Stitching oder das Tilted-Wave-Interferometer, um die Einflüsse der steigenden Streifendichte zu reduzieren.

Subapertur-Stitching-Interferometer

Um den technologischen Aufwand beim Vermessen von Optiken mit großen Aperturen zu reduzieren, haben sich Verfahren etabliert, in denen die zu untersuchende Fläche in mehrere Teilaufnahmen kleinerer Bereiche unterteilt wird. Nachträglich werden diese Teilaufnahmen mit entsprechenden Rekonstruktionsalgorithmen zu einer Gesamtaufnahme zusammenge-

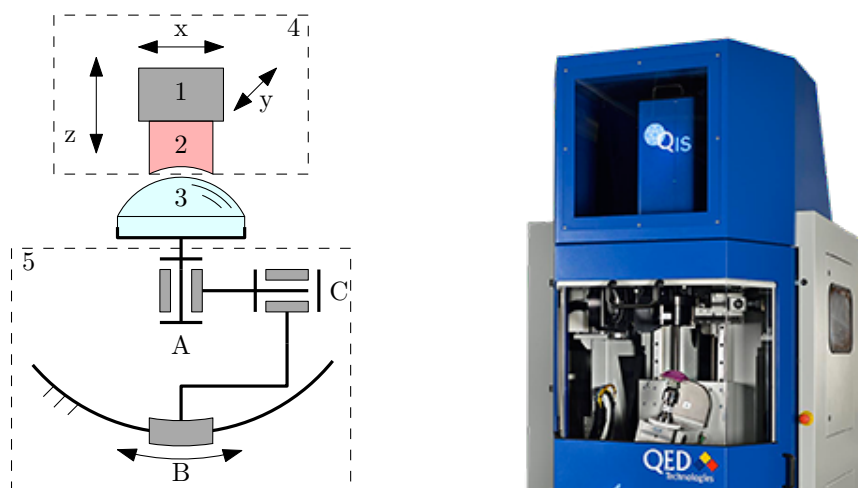


Abb. 2.3: QED ASi(Q) Subapertur-Stitching-Interferometer. **Links:** Schematische zweidimensionale Darstellung des Messprinzips: **1** 4/6"-Fizeau-Interferometer; **2** Subapertur Wellenfront; **3** Messobjekt; **4** Translationen (x, y, z); **5** Rotationen (A, B, C). **Rechts:** Photographische Darstellung [88].

setzt. Dieses Verfahren wird als Subapertur-Stitching bezeichnet und wird auch im QED SSI-Interferometer zur Untersuchung von Asphären angewandt [76] (siehe Abbildung 2.3). Dabei werden Ausschnitte der gesamten Apertur des Messobjektes mit einer sphärischen Referenzwellenfront verglichen. Aufgrund der lokalen Betrachtung sinkt die maximale Abweichung von der sphärischen Referenzwellenfront und damit auch die zu erwartende Streifendichte. Das kommerzielle $4/6''$ -Fizeau-Interferometer und das Messobjekt werden relativ mit einer 6-Ach CNC-Positionierung zueinander ausgerichtet. Dabei wird das Interferometer translatorisch in x -, y - und z -Richtung bewegt, wohingegen das Messobjekt um drei Achsen rotiert wird (vergleiche Abbildung 2.3). Mit diesem Verfahren können Abweichungen von 80 Wellenlängen zur am besten passenden Sphäre gemessen werden [75].

Mit dem QED ASi(Q) können durch eine Anpassung der Referenzwellenfront Asphären mit einer Abweichung bis zu 1000 Wellenlängen zur am besten passenden Sphäre vermessen werden. Die Anpassung wird durch eine variable optische Null erreicht (VON). Dabei wird ein Drehkeilpaar um einen definierten Winkel zueinander verdreht und verkippt. Dieses so eingestellte Drehkeilpaar befindet sich im Strahlengang der sphärischen Wellenfront und erzeugt so einen definierten Abbildungsfehler, welcher der zu prüfenden Oberfläche in erster Näherung entspricht [120]. Der maximal mögliche Durchmesser des Messobjektes für das Subapertur-Stitching-Interferometer liegt bei 300 mm [89].

Tilted-Wave-Interferometer

Das Tilted-Wave-Interferometer (TWI) ist ein Aufbau der Universität Stuttgart zur flächigen Messung von Asphären und Freiformen [34]. Der Grundaufbau basiert auf dem Twyman-Green-Interferometer, das in zwei wesentlichen Punkten erweitert wurde. In der Fourier-Ebene der Abbildungsoptik befindet sich eine Blende, welche die Streifendichte auf dem Sensor reduziert. Somit können die bei der Messung auftretenden Abweichungen durch Unterabtastung als Folge zu schmaler Interferenzringe vermieden werden. Als Lichtquelle kommt keine einzelne Punktlichtquelle zum Einsatz, sondern ein Array aus mehreren Punktlichtquellen der Dimension 13×13 oder 17×17 [30]. Die von den Punktlichtquellen ausgehenden ebenen Wellenfronten des Lichts haben nach dem Kollimator je nach aktiviertem Punktelement eine andere Neigung.

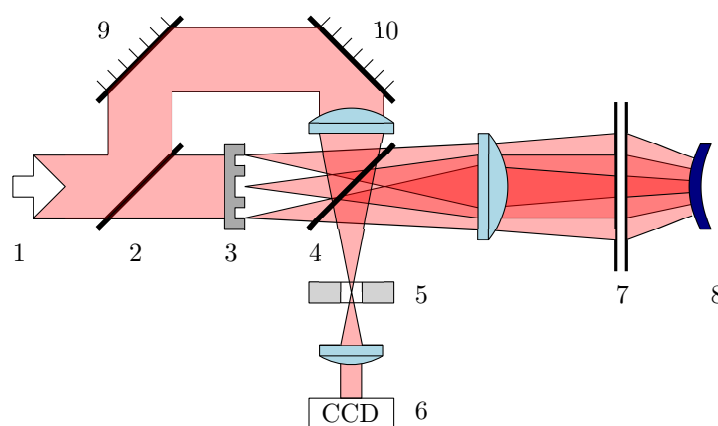


Abb. 2.4: Optischer Aufbau des Tilted-Wave-Interferometer zur Messung von Asphären und Freiformen. **1** Kollimiertes Laserlicht; **2,4** Strahlteiler; **3** Punktlichtquellen Array; **5** Blende; **6** CCD; **7** Objektiv; **8** Messobjekt; **9,10** Spiegel.

Durch das Objektiv werden die geneigten ebenen Wellenfronten zu einer sphärischen Welle und somit wird die sphärische Grundform des Messobjektes kompensiert [35]. Durch die unterschiedlich geneigten Wellenfronten können verschieden starke lokale Steigungen, die von einer sphärischen Form abweichen, zur Interferenz gebracht werden. Die tatsächliche Oberflächentopografie wird durch die Lösung mehrerer inverser Probleme aus den gewonnenen Messdaten berechnet. Kommerziell ist ein Tilted-Wave-Interferometer mit einem Strahldurchmesser von 100 mm und einer maximal möglichen Abweichung von der am besten passenden Sphäre von 1,5 mm bei der Mahr GmbH verfügbar [65].

2.2 Koordinatenmessgeräte

2.2.1 Konventionelle Koordinatenmessgeräte

Konventionelle Koordinatenmessgeräte, im Sinne von DIN ISO 10360 [37], gibt es je nach Anordnung der Messachsen und des Gestells in verschiedenen Bauformen wie beispielsweise der Auslegerbauweise, Portalbauweise, Brückenbauweise oder Ständerbauweise. Dabei wird überwiegend das Messkopfsystem relativ zum Werkstück bewegt und es kommen überwiegend kartesisch angeordnete translatorische Bewegungsachsen vor. Dabei können die Messvolumina von kommerziellen KMGs bis zu $7\text{ m} \times 4\text{ m} \times 3\text{ m}$ bei der Leitz PMM-G 70.40.30 oder $6\text{ m} \times 8\text{ m} \times 3,5\text{ m}$ bei der Zeiss MMZ-G mit Längenmessabweichungen unter $2,2\text{ }\mu\text{m} + L/400\text{ }\mu\text{m}$ [16] erreicht werden. Bei kleineren Messvolumina und höherem technologischen Aufwand können die erreichbaren Längenmessabweichungen weiter reduziert werden wie beispielsweise bei der Zeiss Xenos mit einem Messvolumen von $0,9\text{ m} \times 1,5\text{ m} \times 0,7\text{ m}$ und Längenmessabweichungen von $0,29\text{ }\mu\text{m} + L/100\text{ }\mu\text{m}$ [17]. Dabei werden die Grenzen in der Messabweichung hauptsächlich durch die Längenmessabweichungen 1. Ordnung durch das Verletzen des Abbe-Komparatorprinzips gesetzt [1].

2.2.2 Nano-Koordinatenmessgeräte mit translatorischen Freiheiten

Unter Nanotechnologie versteht man Strukturgrößen im Bereich zwischen 0,1 nm und 100 nm [7, 42]. Unter Nanomesstechnik versteht man Messungen in diesem Auflösungs- bzw. Unsicherheitsbereich, aber über größere Messbereiche [63]. Koordinatenmessgeräte mit Auflösung und Unsicherheiten im niedrigen Nanometer-Bereich werden als Nano-Koordinatenmessgeräte bezeichnet. Durch eine Reduktion des Messvolumens im Vergleich zu gewöhnlichen Koordinatenmessgeräten und die möglichst genaue Einhaltung des Abbe-Komparatorprinzips [1] bei gleichzeitigem Einsatz von interferometrischen Verfahren zur Positionsmessung werden Messabweichungen im unteren Nanometer-Bereich erzielt. Diese Nano-Koordinatenmessgeräte lassen sich in Geräte mit ausschließlich translatorischen Freiheiten und in Geräte mit einem erhöhten Freiheitsgrad einteilen.

NMM-1 und NPMM-200

Die Nanomessmaschine 1 (NMM-1) [53, 55, 69] und die Nanomess- und Positioniermaschine-200 (NPMM-200) [54, 56] sind Nano-Koordinatenmessgeräte, die auf dem vollständigen Einhalten des Abbe-Komparatorprinzips beruhen. Demzufolge schneiden sich alle Messachsen virtuell im Antastpunkt des Sensors. Die Längenmessabweichungen 1. Ordnung durch etwaige Führungsverkippungen können so auf ein Minimum reduziert werden. In Abbildung 2.5 ist eine zweidimensionale Darstellung der NPMM-200 dargestellt. In einem Bewegungsbereich von

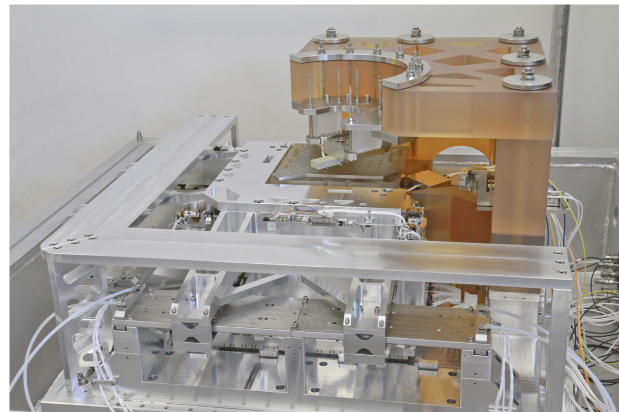
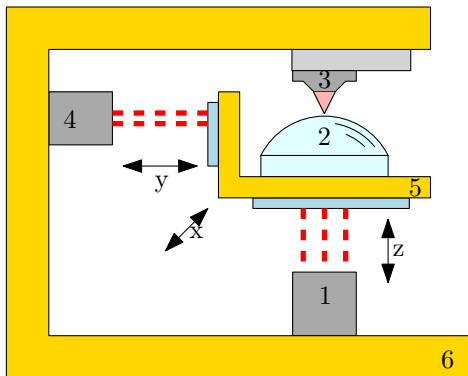


Abb. 2.5: **Links:** Prinzipdarstellung der NPM-200 Funktionsweise. **1** Dreistrahlinterferometer; **2** Messobjekt; **3** Oberflächensensor; **4** Zweistrahlinterferometer; **5** Spiegelecke; **6** Metrologischer Rahmen **Rechts:** Photographische Darstellung der NPM-200 ohne Vakuummutter.

$25 \times 25 \times 5 \text{ mm}^3$ für die NMM-1 und $200 \times 200 \times 25 \text{ mm}^3$ für die NPM-200 wird die zu untersuchende Probe relativ zum ortsfesten Sensor bewegt. Die Probe befindet sich dabei auf einem Positioniertisch, dessen drei Außenseiten in x -, y - und z -Richtung verspiegelt sind, der sogenannten Spiegelecke. Mit He-Ne-Laser basierten Michelson-Interferometern wird die Position der Spiegelecke und damit auch die Position der Probe in allen drei Raumrichtungen mit einer Auflösung von 16 pm erfasst. Die Messrichtungen der Interferometer sind so angeordnet, dass sie sich virtuell, rechtwinklig im Antastpunkt des Sensors schneiden. Dieser Schnittpunkt definiert den Abbe-Punkt. Um Messabweichungen zweiter Ordnung zu vermeiden, wird bei der NMM-1 die Verkippung der Spiegelecke über elektronische Autokollimationsfernrohre und bei der NPM-200 über Mehrstrahl-Interferometer gemessen und korrigiert.

Zur Antastung der Oberfläche können verschiedene Sensoren verwendet werden. Dabei arbeiten die punktförmig messenden Sensoren als Nullpunkt-Indikator, während die Probe durch die Positioniersysteme konstant in diesem Nullpunkt gehalten wird. Der Sensor ist über einen metrologischen Rahmen aus ausdehnungsarmem Zerodur mit den Längenmessinterferometern verbunden. Der Laser-Fokus-Sensor basiert auf dem Prinzip der Focaultschen Schneide und erlaubt die berührungslose, optische Antastung der zu untersuchenden Oberfläche [71]. Neben der direkten Messung der Oberfläche kann der Laser-Fokus-Sensor auch dazu genutzt werden, die Auslenkung eines Tastschnittgerätes [50] oder eines AFM-Cantilevers zu bestimmen, womit auch eine taktile Antastung der Probenoberfläche ermöglicht wird. Mit einem Mireau-Objektiv können flächige Weißlicht-Interferenzspektren aufgezeichnet werden [68].

IBS Isara 400

Bei der Isara 400 von IBS Precision Engineering handelt es sich ebenfalls um ein Nano-Koordinatenmessgerät, welches das Abbe-Komparatorprinzip in allen drei Raumrichtungen einhält. Sie besitzt ein Messvolumen von $400 \times 400 \times 100 \text{ mm}^3$ [126]. In Abbildung 2.6 ist der schematische Aufbau dargestellt. Analog zur NMM-1 und NPM-200 befindet sich die Probe auf einem Positioniertisch mit drei verspiegelten Außenflächen. Die Spiegelecke wird relativ zu dem Granitrahmen in x - und y -Richtung verschoben und die Position wird durch je ein Interferometer relativ zu einem metrologischen Rahmen aus Silicium-Carbid erfasst. An

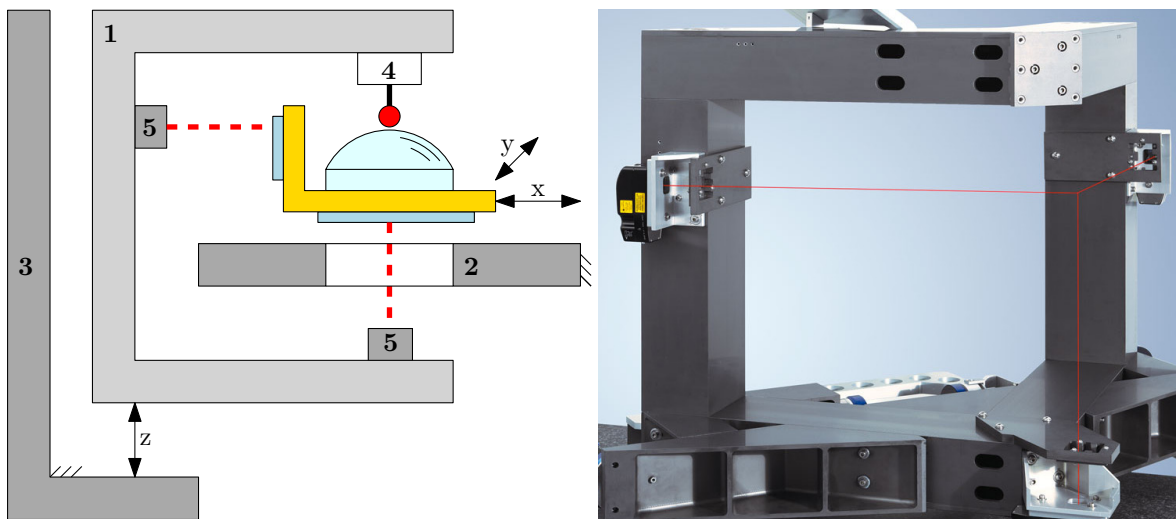


Abb. 2.6: **Links:** Kinematik und Maschinenstruktur der IBS Isara 400: < 1 Metrologischer Rahmen; 2 Granitrahmen; 3 Granitrahmen; 4 Taktile Sensor mit Antastkugel; 5 Interferometer. **Rechts:** Metrologischer Rahmen mit Interferometern der IBS Isara 400 [52].

diesem metrologischen Rahmen ist auch der taktile Mikrotaster als Sensorkopf zur Antastung der Oberfläche befestigt. Zur Messung in vertikaler Richtung wird der gesamte metrologische Rahmen relativ zur Spiegelecke in vertikaler Richtung bewegt. Somit sind die Eigenschaften der Koordinatenmessmaschine unabhängig von der Probenmasse. Der taktile Sensor besteht aus einem Schaft aus Wolframcarbid, an dessen einem Ende eine Rubinkugel zur eigentlichen Antastung mit dem Durchmesser von 0,5 mm befestigt ist. Der Schaft ist an einer Folie flexibel aufgehängt, in die drei Flächen zur kapazitiven Abstandsmessung integriert sind. Aus diesen kapazitiv gemessenen Wegsignalen kann die Auslenkung der Rubinkugel bestimmt werden.

2.2.3 Nano-Koordinatenmessgeräte mit erhöhtem Freiheitsgrad

Um die Beschränkungen bezüglich des maximal möglichen Anstiegs der Freiform-Fläche zu überwinden, sind verschiedene Nano-Koordinatenmessgeräte mit rotatorischen Freiheiten entwickelt worden. So kann der Sensor immer optimal zur Probenoberfläche ausgerichtet werden. Diese lassen sich, analog zu den translatorischen Nano-Koordinatenmessmaschinen [33], in drei Gruppen einteilen. Dabei wird nach dem Ort der Rotation unterschieden: Rotation des Sensors, Rotation der Probe und Rotation von Probe und Sensor.

NANOMEFOS

Das Nanometer Accuracy Non-contact Measurement of Freeform Optical Surfaces (NANOMEFOS), entwickelt an der Technische Universität Eindhoven, ist ein Asphären- und Freiformmessgerät mit optischer Antastung der zu messenden Oberfläche. Die Antastung erfolgt punktförmig mit einem konfokalen Sensor [48]. NANOMEFOS weist zwei translatorische und zwei rotatorische Freiheiten zwischen Sensor und Probe auf. Wie in Abbildung 2.7 links dargestellt, kann der Sensor zur vertikalen Achse geneigt werden und translatorisch in horizontaler und vertikaler Richtung verschoben werden. Zusätzlich wird die Probe kontinuierlich um die

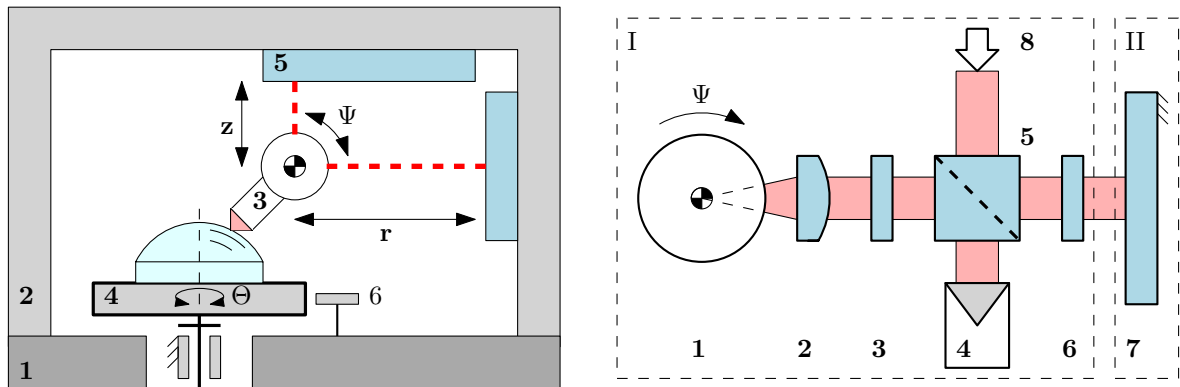


Abb. 2.7: **Links:** Kinematisches und metrologisches Prinzip des NANOMEFOS. **1** Unterer metr. Rahmen; **2** Oberer metr. Rahmen; **3** Sensor mit Rotationseinheit; **4** Proben Rotationstisch; **5** Referenzspiegel; **6** Kapazitives Messsystem.

Rechts: Heterodyninterferometer zur Messung der Bewegungsabweichung der Rotation des NANOMEFOS: **I** Bewegter Teil des Interferometers; **II** Fester Teil des Interferometers; **1** Rotor; **2** Fokussierlinse; **3** $\lambda/4$ -Plättchen; **4** Auswerteeinheit; **5** polarisierender Strahlteiler; **6** $\lambda/4$ -Plättchen; **7** Referenzspiegel; **8** Lasereingang.

vertikale Achse gedreht. Es ergibt sich ein Arbeitsvolumen von $\varnothing 500 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$. Der metrologische Rahmen steht auf einem Granit-Fundament und ist zweigeteilt; der obere Rahmen besteht aus Silicium-Carbid und der untere Rahmen aus Super-Invar. Der Neigungswinkel des Sensors Ψ und der Drehwinkel des Messobjekts Θ werden über Rotationsencoder gemessen. Die Position des mit dem Sensor verbundenen Rotors wird relativ zu dem metrologischen Rahmen in radialer sowie vertikaler Richtung durch zwei Heterodyninterferometer mit gemeinsamer Laserquelle gemessen. Dabei fungiert der Rotor selbst als Spiegel für das auf einer Seite fokussierte Interferometer und der Referenzspiegel ist direkt in den Rahmen eingearbeitet (siehe Abbildung 2.7).

Dieses Interferometer arbeitet als Differenzinterferometer zwischen der verspiegelten Außenfläche des Rotors und dem Spiegel am metrologischen Rahmen. Der optische Aufbau (siehe Abbildung 2.7 Rechts) der Interferometer wird zusammen mit dem Rotor bewegt. Somit werden gleichzeitig auch die Bahnabweichungen an dem Rotor relativ zu dem gestellfesten Spiegel bestimmt [47]. Das einfallende Licht (8) des Heterodyninterferometers wird an dem polarisierenden Strahlteilerwürfel (5) geteilt. Der in der Zeichnungsebene polarisierte Teil des Lichtes gelangt direkt auf die Auswerteeinheit (4), während der orthogonal dazu polarisierte Anteil in Richtung des Referenzspiegels (7) reflektiert wird. In dem Strahlengang befindet sich ein $\lambda/4$ -Plättchen (6), das zwei Mal passiert wird, somit dreht sich die Polarisationsrichtung und das Licht gelangt durch den polarisierten Strahlteiler in Richtung des Rotors. Durch das $\lambda/4$ -Plättchen (3) wird die Polarisationsrichtung abermals gedreht und das Licht wird am Strahlteiler auf die Auswerteeinheit abgelenkt. Dort kommt es zur Interferenz mit dem Licht, das direkt auf die Auswerteeinheit gefallen ist [48]. Zur Messung der Bewegungsabweichungen an der Rotationseinheit der Probe kommen kapazitive Sensoren zum Einsatz. Das NANOMEFOS erreicht so eine Genauigkeit von $30 \text{ nm} (1\sigma)$.

Taylor Hobson LumphoScan

Das LumphoScan ist ein kommerzielles Messgerät der Firma Taylor Hobson zur Messung von Freiform-Flächen. Dabei weist das LumphoScan die gleiche Struktur der Bewegungsachsen auf wie das NANOMEFOS. Seriell zu zwei translatorischen Achsen in radialer und vertikaler Richtung ist eine Rotationsachse zur Neigung des Sensors um bis zu 90° angeordnet (siehe Abbildung 2.8). Die Probe selbst kann um ihre vertikale Achse rotiert werden. Das Gerät kann je nach Variante Proben mit einem Durchmesser von bis zu $\varnothing 420$ mm vermessen. Anders als am NANOMEFOS

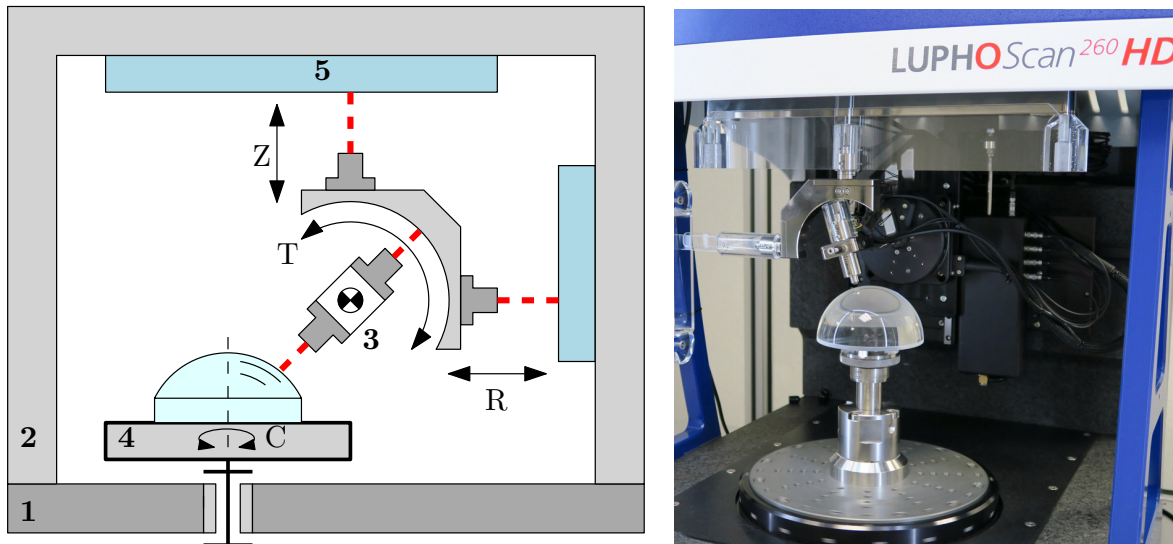


Abb. 2.8: **Links:** Kinematisches und metrologisches Prinzip des LumphoScan 260 und 420HD: **1** Granitfundament; **2** oberer metrologischer Rahmen; **3** Doppel-Mehrwellenlängen-Interferometer; **4** Probenrotation; **5** Spiegel; **6** Referenzspiegel.

Rechts: Photographische Darstellung des LumphoScan 260 HD bei der Messung einer stark gekrümmten Oberfläche.

erfolgt die Positionsbestimmung des rotierenden Sensors nicht direkt, sondern seriell. Der Abstand in radialer und vertikaler Richtung wird interferometrisch zwischen Referenzspiegel am metrologischen Rahmen aus Invar und dem Sensorträger gemessen. Die bei der Rotation des Sensors auftretenden Bahnabweichungen werden radial gegen eine gekrümmte Referenzfläche am Sensorträger gemessen. Zur Messung dieser Abstände wird ein Mehrwellenlängen-Interferometer verwendet. Dabei liegen die vier verwendeten Wellenlängen zwischen 1530 nm und 1630 nm. Somit kann eine absolute Positionsmessung im Bereich von ca. 1,25 mm erfolgen [80, 105]. Zur Antastung der Probe selbst kommt der gleiche Sensor zum Einsatz, somit kann auch an Absätzen oder auf rauen Oberflächen gemessen werden, was mit einem Einwellenlängen-Interferometer nicht möglich ist. Das LumphoScan erreicht eine Messgenauigkeit von ± 50 nm (3σ) [5].

NMM-1 Schuler

Basierend auf der NMM-1 wurde eine fünfachsigige Nanomessmaschine mit einem Tunnelstromtaster zur Antastung der Oberfläche entwickelt. Die translatorischen Bewegungsachsen der NMM-1 wurden inklusive der interferometrischen Messsysteme vollständig übernommen und der sonst ortsfeste Sensor wird durch zwei seriell angeordnete Rotationspositionierer optimal

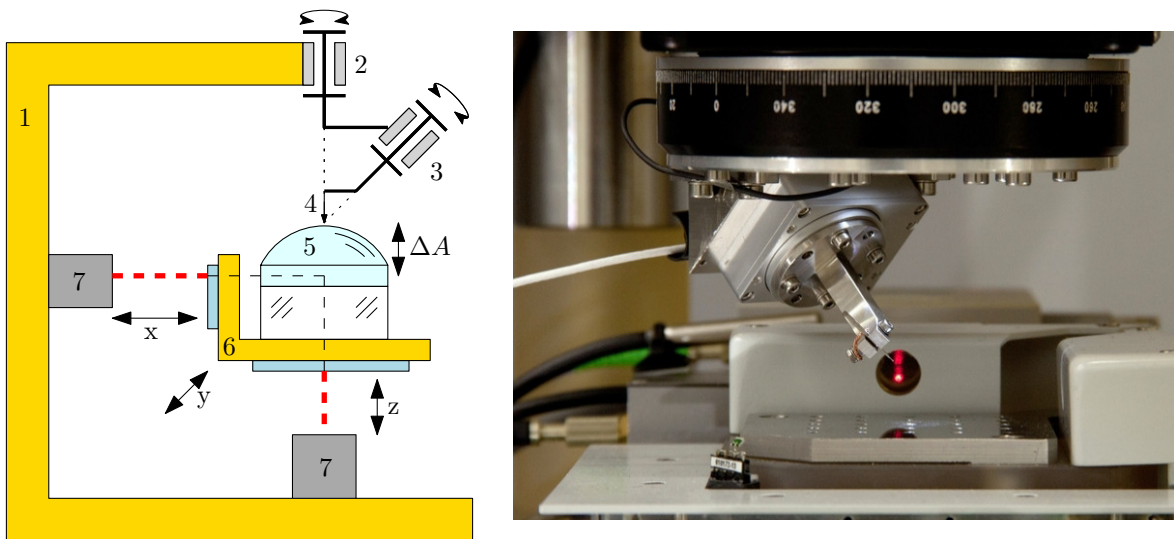


Abb. 2.9: **Links:** Kinematisches und metrologisches Prinzip der NMM-1 Rotationserweiterung an der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg; **1** Metrologischer Rahmen; **2** Rotationspositionierer; **3** Rotationspositionierer; **4** Tunnelstromtaster; **5** Messobjekt; **6** Spiegelecke; **7** Interferometer; ΔA Abstand zum Abbe-Punkt
Rechts: Tunnelstromtaster im eingebauten Zustand auf der NMM-1 [102]

zur lokalen Oberfläche ausgerichtet [101]. Dazu sind die Rotationspositionierer so angeordnet, dass sich deren Rotationsachsen unter 45° im Antastpunkt des Sensors schneiden. Diese Anordnung erlaubt eine Neigung des Sensors von bis zu 90° zur z -Achse und eine Drehung von bis zu 360° um die z -Achse. Da die Rotationsachsen nicht senkrecht aufeinander stehen, sind die beiden Winkel nicht unabhängig voneinander und die Winkelauflösung ist nicht konstant über den Bewegungsbereich. Zur Vermeidung von Kollisionen liegt der Antastpunkt des Sensors $\Delta A = 50$ mm über dem Abbe-Punkt der NMM-1. In Abbildung 2.9 ist der Aufbau der modifizierten NMM-1 dargestellt.

Der Sensor basiert auf der elektrischen Nahfeld-Interaktion und ähnelt somit dem scanning tunneling microscope (STM) [8]. Zwischen der leitfähigen Probe und einer leitfähigen Messspitze wird eine geringe Spannung im Bereich von einigen hundert Mikrovolt angelegt. Wenn die Spitze wenige Nanometer von der Oberfläche entfernt ist, kann ein elektrischer Strom in Größenordnung von einigen Nanoampere gemessen werden. Durch eine Veränderung des Spitzenradius bis zu einem halben Millimeter kann der Arbeitsabstand auf bis zu 200 nm erhöht werden oder die Gestalt an die Messaufgabe angepasst werden. Durch das geringe Gewicht sinken die Anforderungen an die verwendeten Rotationspositionierer.

Um die Abweichungen in der Sensorposition, die aus den Bewegungsabweichungen der Rotationspositionierer und der nicht perfekten Ausrichtung der Achsen resultieren zu minimieren, wird der Sensor in jeder Winkelstellung kalibriert und die NMM-1 zur Kompensation der Abweichung genutzt. Zur Kalibrierung wird der Kugelmittelpunkt einer Referenzkugel in verschiedenen Winkelstellungen bestimmt. Nach der Kalibrierung des Sensors verbleiben Antastabweichungen von 140 nm in x -Richtung, 100 nm in y -Richtung und 90 nm in z -Richtung [103].

Weitere Geräte

Neben den im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Systemen gibt es noch weitere, die grundsätzlich in der Lage sind, Freiform-Flächen und Asphären zu vermessen. Das Koordinatenmessgerät UA3P von Panasonic mit taktilem Stylus und interferometrischer Positionsmessung erreicht eine Messgenauigkeit von 70 nm bei einem Messbereich von 30 mm bzw. 100 nm bei einem Messbereich von 400 mm [79]. Je nach verwendetem Stylus kann an Oberflächen mit einer Neigung von bis zu 70° gemessen werden. Auf Basis von Tastschnittgeräten gibt es von Mahr und Taylor-Hobson verschiedene Geräte, die zur Formcharakterisierung eingesetzt werden können [66, 114].

Zur Erweiterung der Messmöglichkeiten gibt es auch Anwendungen zur Neigung von Atomkraft-Mikroskopen (AFM) in Positionierbereichen von wenigen Mikrometern [21]. Das am Japanischen Metrologieinstitut (NMIJ) entwickelte metrologische, neigbare AFM erreicht Neigungswinkel von bis zu $\pm 15^\circ$ und dient in erster Linie nicht zur Untersuchung von optischen Oberflächen, sondern zur Untersuchung und Charakterisierung von lithographierten Strukturen [60]. Einen alternativen Ansatz zeigt die FAU Erlangen mit einem um zwei Achsen rotierbaren AFM auf Basis der NMM-1 mit der in Abschnitt 2.2.3 beschriebenen Kinematik [96].

2.3 Analyse und Zielstellung

Der Stand der Technik zeigt deutlich, dass es viele verschiedene Ansätze zur Vermessung von optischen Oberflächen gibt, die sich vorwiegend in der Messdauer, den möglichen messbaren Oberflächen und den erreichbaren Messabweichungen sowie den zugehörigen Unsicherheiten unterscheiden.

Die interferometrischen, flächig messenden Verfahren erreichen geringe Messabweichungen bei gleichzeitig kurzer Messdauer. Sie sind jedoch auf Referenzobjekte angewiesen, die eine zur Objektoberfläche passende Referenzwellenfront erzeugen. Für sphärische und ebene Flächen können diese Referenzwellenfronten mit moderatem wirtschaftlichem Aufwand erzeugt werden. Die Flexibilität kann durch anpassbare Referenzflächen (SLM, flexible Spiegel) erhöht werden. Dieses Vorgehen führt jedoch zu steigenden Messabweichungen und Unsicherheiten. Durch die Messung von Subaperturen des Messobjektes kann die lokale Abweichung von der Referenzwellenfront reduziert werden. Jedoch sind die Messergebnisse der nachträglich zusammengesetzten Oberfläche von einer Vielzahl schwer beschreibbarer Parameter abhängig und so mit höheren Unsicherheiten behaftet. Für Freiformen oder allgemeine Flächen, die auch Unstetigkeiten aufweisen können, sind diese Verfahren nicht geeignet.

Koordinatenmessgeräte beziehungsweise Nano-Koordinatenmessgeräte sind wesentlich flexibler bezüglich der von ihnen messbaren Oberflächen. Aufgrund der punktwisen Erfassung der Messobjektoberfläche ist der Zeitaufwand für eine Messung deutlich größer als bei den flächigen, interferometrischen Verfahren. Für sphärische oder ebene Oberflächen sind die Messabweichungen im Idealfall vergleichbar zu den flächigen, interferometrischen Verfahren, wohingegen die Abweichungen für komplexe Oberflächen im Vergleich dazu abnehmen. Je nach Art des Sensors sind die kartesischen Koordinatenmessgeräte in ihrer Fähigkeit zur Messung auf stark gekrümmten Oberflächen beschränkt. Mit taktilem Tastern mit einer Antastkugel ist die Messung auf stark gekrümmten Oberflächen zwar problemlos möglich, allerdings werden die erreichbaren Messabweichungen von den Formabweichungen der Antastkugel dominiert. Bei den optischen Sensoren, die eine Reflektion von der Oberfläche benötigen, sinkt die Intensität

des zurückkommenden Lichtes mit steigender Krümmung. Gleichzeitig ergeben sich daraus Messabweichungen. Diese Probleme können durch eine dauerhaft orthogonale optische Antastung der Oberfläche umgangen werden, wie es bei Lumphoscan und NANOMEFOS umgesetzt wird. Da in beiden Aufbauten nur zwei translatorische Freiheiten vorhanden sind, sind die Messungen auf rotationsymmetrische Objekte beschränkt. Der fünfachsige Aufbau nach Schuler auf Basis der NMM-1 erlaubt vollständige Messungen auf Freiform-Flächen, ist aber auf leitfähige Proben beschränkt und erfordert eine regelmäßige Kalibrierung an einem geeigneten Kalibrierkörper, wodurch sich die Messdauer signifikant erhöht.

Tabelle 2.1 zeigt eine tabellarische Gegenüberstellung der verschiedenen Messverfahren und Messgeräte zur Messung von Oberflächen. Die Analyse zeigt eine Lücke bei Nano-Koordinatenmessgeräten mit fünf Freiheitsgraden zur Messung auf nicht leitfähigen Proben. Im Gegensatz zur NMM-1 nach Schuler wird bei NANOMEFOS und dem LumphoScan die Bahnabweichung der Rotationsachsen dauerhaft gemessen und korrigiert. So können deutlich geringere Messabweichungen und Messunsicherheiten erreicht werden. Demzufolge wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit auf Basis der NMM-1 ein Konzept für ein fünfachsiges Koordinatenmessgerät entwickelt, dessen Bahnabweichungen aller Bewegungsachsen in-situ erfasst und korrigiert werden können.

Tab. 2.1: Darstellung der Messverfahren und Systeme zur Messung von Freiform-Oberflächen

Gerät oder Verfahren	Messvolumen	Metrologische Bewertung (Herstellerangabe)
Nano-Koordinatenmessgeräte		
NANOMEFOS	Ø500 mm × 100 mm	Genauigkeit von 30 nm (1σ)
LumphoScan	Ø420 mm	Genauigkeit von 50 nm (3σ)
NMM-1	25 mm × 25 mm × 5 mm	Stufenhöhe 2 mm $u = 2,7$ nm ($k=2$)[53]
NPMM-200	200 mm × 200 mm × 25 mm	Unsicherheit kleiner 30 nm [54]
Isara 400	400 mm × 400 mm × 100 mm	3D Messunsicherheit inkl. Antastsystem $u < 109$ nm ($k = 2$)
NMM-1 Schuler	25 mm × 25 mm × 5 mm	Antastabweichung ca. 100 nm
Interferometrische Verfahren		
Fizeau-Interferometer	Ø300 mm	Transmissionsflächen besser als $\lambda/40$
Mahr TWI 60	Ø100 mm	Wiederholbarkeit < 20 nm [65]
Subapertur Stitching	Ø300 mm	keine Angabe

Durch die Erhöhung des Freiheitsgrades zwischen Sensor und Messobjekt können, wie im Stand der Technik dargestellt, die Messmöglichkeiten der bisherigen Nanomessmaschine NMM-1 deutlich erweitert werden. Unter Beibehaltung der bestehenden Maschinenstruktur soll die NMM-1 um zwei zusätzliche rotatorische Freiheiten ergänzt werden. Das folgende dritte Kapitel beschreibt die systematische Entwicklung und die Funktionsweise eines geeigneten Konzeptes für eine fünffachsigere Nanomessmaschine.

3.1 NMM-1

Die Nanomessmaschine-1 (NMM-1) [53, 55, 69] wurde an der TU Ilmenau in Kooperation mit der SIOS Meßtechnik GmbH [62, 108] entwickelt und ist, wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, ein 3D-Abbe-Komparator, der im *sample scanning Modus*[33] arbeitet. Demzufolge wird ein Messobjekt relativ in drei translatorischen Freiheiten zu einem ortsfesten Oberflächenantastsensor bewegt. In einem Messbereich von $25\text{ mm} \times 25\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ kann das Messobjekt relativ zu dem Sensor verschoben werden. Dabei befindet sich die Probe auf der so genannten Spiegelecke (siehe Abbildung 3.1).

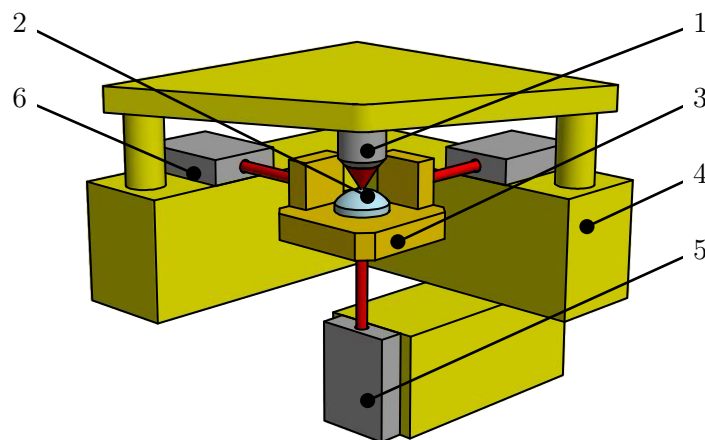


Abb. 3.1: Funktionsprinzip der NMM-1, dargestellt mit einem optischen Sensor zur Antastung der Oberfläche ohne die Führungen und Antriebseinheiten für die x -, y - und z -Bewegung. 1 Antastsensor; 2 Messobjekt; 3 Spiegelecke; 4 Metrologischer Rahmen; 5 z -Interferometer; 6 y -Interferometer.

Die Spiegelecke aus Zerodur hat drei verspiegelte Außenseiten, die als Messreflektor für die verwendeten Michelson-Planspiegelinterferometer dienen. Als Laserquelle kommen drei stabilisierte He-Ne-Laser zum Einsatz. Mit Hilfe dieser Interferometer wird die Verschiebung der Spiegelecke in allen drei Raumrichtungen gemessen. Die Interferometer sind so ausgerichtet,

dass sie sich virtuell im Antastpunkt des Sensors schneiden. Dieser Punkt wird als Abbe-Punkt bezeichnet, da die Maßverkörperung für alle drei Raumrichtungen fluchtend zum Ort der Messwertaufnahme angeordnet ist [1]. Die Auflösung dieser Interferometer beträgt 16 pm. Neben der Verschiebung der Spiegelecke wird auch deren Winkellage über zwei Autokollimationsfernrohre (AKF) gemessen. Somit werden alle Bahn- und Führungsabweichungen an der Spiegelecke direkt gemessen und ausgeglet. Es sinken so die technischen Anforderungen an das Positioniersystem bezüglich der Bahn- und Führungsabweichungen.

Die Messung einer Oberfläche erfolgt in einem geschlossenen Regelkreis. Dabei fungiert der Oberflächenantastsensor als Nulllageindikator, dessen Auslenkungssignal durch eine Stellbewegung in z -Richtung ausgeglichen wird. Die Kalibrierung des Oberflächenantastensors kann direkt am Messobjekt in der Maschine durch eine definierte Bewegung entlang der Messachse erfolgen.

Um die Einflüsse aus den Antriebssystemen auf die eigentliche Messung der Position, durch Verformungen oder eingetragene Schwingungen, zu minimieren, wird das Gestell in einen Kraft-Rahmen zur Aufnahme der Kräfte und einen Metrologie-Rahmen aufgeteilt. Der Metrologie-Rahmen trägt alle Komponenten, die direkt an der Messwertaufnahme beteiligt sind. Dazu gehören vor allem die Interferometer und der Antastsensor. Zum Rahmen selbst gehören die mechanischen Verbindungen zwischen den einzelnen Interferometern und die Verbindung zum Sensor. Durch die Trennung von Kraft- und Metrologie-Rahmen können in den jeweiligen Rahmen die entsprechenden Funktionswerkstoffe verwendet werden. So besteht der Metrologie-Rahmen aus der Glaskeramik Zerodur mit einem thermischen Ausdehnungskoeffizienten zwischen $0,0 \pm 0,1 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ und $0,000 \pm 0,007 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ in einem Bereich zwischen 0°C und 50°C . Aufgrund des nominellen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von 0 wird der Einfluss der Temperatur auf ein Minimum reduziert. Im Kraft-Rahmen können übliche Konstruktionswerkstoffe wie Aluminium oder Stahllegierungen verwendet werden, da diese keinen Einfluss auf das Messergebnis haben. Diese Trennung bietet somit sowohl messtechnische als auch ökonomische Vorteile.

3.1.1 Sensoren

Im Lauf der Entwicklungsgeschichte der NMM-1 sind verschiedene Sensoren zur Antastung der Oberfläche entwickelt und erprobt worden. Dabei kann zwischen punktförmig messenden Sensoren und flächig messenden Sensoren unterschieden werden. Die flächig messenden Sensoren, wie beispielsweise das Weißlicht-Mireau-Objektiv, werden im Folgenden nicht weiter betrachtet, da das Anwendungsgebiet bei der Vermessung von Freiformen begrenzt ist. Die punktförmig messenden Sensoren zeichnen sich dadurch aus, dass sich der Ort der Messwertaufnahme als einzelner Punkt beschreiben lässt.

Laser-Fokussensor

Auf Basis des Messprinzips einer CD/DVD-Pickup-Unit [58], die dazu dient, Daten von der Oberfläche einer CD/DVD zu lesen, ist ein Sensor zur optischen Antastung von Oberflächen entwickelt worden [70, 71]. Dieser Sensor basiert auf dem Prinzip der Focaultschen Schneide. Die Lichtquelle, eine Halbleiter Laserdiode mit einer Wellenlänge von 650 nm, ist zusammen mit einem optischen, holografischen Gitter, das die Funktion der Schneide ersetzt, und der Auswerteelektronik in einer Hologramm-Laser-Unit zusammengefasst [128]. Zusätzlich gibt es eine Mikroskopvergrößerung des Laser-Fokussensors, die eine Betrachtung der Messoberfläche

durch den gleichen Strahlengang erlaubt, der auch für die Messung genutzt wird. So wird die Orientierung auf der Messoberfläche deutlich erleichtert. Es ergibt sich ein Messbereich von $\pm 5 \mu\text{m}$ mit einer Auflösung von 1 nm um den Nullpunkt.

Auf Basis dieses Aufbaus aus Laser-Fokussensor und Kameramikroskop existiert eine ganze Sensorfamilie zur Antastung von Oberflächen. Dabei wird der Laser-Fokussensor genutzt, um die Auslenkung verschiedener taktiler Antastsysteme zu messen. Dazu zählen ein AFM, dessen Cantilever-Auslenkung mit dem Laser-Fokussensor ermittelt wird, und ein klassisches Tastschnittgerät. Weiterhin gibt es einen taktilen Stylus, der an zwei Membranfedern aufgehängt ist und dessen Auslenkung ebenfalls mit dem Laser-Fokussensor bestimmt wird und eine Wiederholbarkeit von wenigen Nanometern zeigt [49].

Metrologisches AFM

Für die NMM-1 wurde ein metrologisches AFM entwickelt [124, 125]. Im Gegensatz zu anderen AFMs wird hier die Auslenkung des Cantilevers rückführbar auf das SI-Einheitensystem gemessen. So kann auf die Kalibrierung an einem Artefakt verzichtet werden. Die Messung der Auslenkung erfolgt mit einem Planspiegelinterferometer und die Neigung des Cantilevers in Folge der Durchbiegung wird mit einer 4-Quadrantendiode nach dem Lichtzeigerverfahren bestimmt. Das so entwickelte AFM erreicht eine axiale Auflösung von 0,1 nm [44].

3.1.2 Grenzen bei der Messung von Freiform-Flächen

Die Möglichkeiten zur Messung auf stark gekrümmten Freiform-Flächen mit der NMM-1 unterliegen je nach Sensor bestimmten Beschränkungen. Die optischen Sensoren sind auf ein von der Oberfläche reflektiertes Signal angewiesen. Wird die lokale Krümmung der Oberfläche zur optischen Achse zu groß, gelangt kein Licht mehr zurück in den Sensor und die Messung wird unmöglich. Je nach Sensortyp und der numerischen Apertur der Optik sind Messungen bis zu einer Steigung von bis zu 40° noch möglich [57], jedoch kommt es dabei zu systematischen Abweichungen [90].

Taktile Sensoren sind bei der Messung im mechanischen Kontakt zur Messoberfläche. Dabei ist das mechanische Antastobjekt meist eine Antastkugel oder eine Antastspitze. Bei einer Änderung der lokalen Messobjektkrümmung tritt der mechanische Kontakt zwischen dem Antastobjekt und der Oberfläche an einer anderen Stelle des Antastobjektes auf. Demzufolge gehen die Form und die Formabweichung des Antastobjekts direkt in das Messergebnis ein und müssen daher so genau wie möglich bekannt sein [18]. Im Vergleich zur optischen Messung sind die möglichen Scangeschwindigkeiten bei der taktilen Antastung von Oberflächen deutlich geringer.

Je nach verwendetem Sensor ist die Messung von Freiformoberflächen mit der NMM-1 bis zu einer bestimmten Krümmung möglich, jedoch steigt mit zunehmender Krümmung die zu erwartende Messabweichung und Messunsicherheit oder die Messung ist nicht möglich.

3.1.3 Ziele der Erweiterung

Um die Grenzen bei der Messung von Freiform-Flächen der NMM-1 zu erweitern und die hervorragenden Eigenschaften bei der Messung von Oberflächen auch bei einer starken Krümmung dieser Oberfläche nutzbar zu machen, muss die NMM-1 um zusätzliche rotatorische Freiheiten

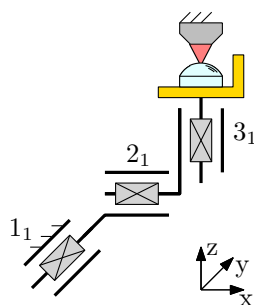


Abb. 3.2: Kinematische Kette der NMM-1 zur translatorischen Bewegung der Spiegelecke relativ zu einem ortsfesten Sensor.

zwischen Sensor und Messobjekt erweitert werden. So kann eine orthogonale Ausrichtung zwischen lokaler Probenoberfläche und Sensor erreicht werden. Für die punktförmig messenden Sensoren bedeutet dies, dass die Antastrichtung orthogonal auf der Messoberfläche steht. Diese Sensoren haben die Eigenschaft, dass eine Rotation um die Antastrichtung zu keiner Änderung der messtechnischen Eigenschaften führt. Daher sind zwei zusätzliche rotatorische Freiheiten zwischen Sensor und Oberfläche ausreichend. Einschränkungen in der orthogonalen Ausrichtung zur Oberfläche, die von dem Messobjekt selbst herrühren, beispielsweise Hinterschnitte oder kurzperiodische Krümmungsänderungen, die wiederum zu einer Kollision zwischen Messobjekt und Sensor führen, werden hier nicht weiter betrachtet. Aus den Grenzen können folgende drei Ziele der Erweiterung abgeleitet werden:

1. Erweiterung um zwei rotatorische Freiheiten: Die Anordnung aus Bewegungsachsen soll so um zwei rotatorische Freiheiten erweitert werden, dass sich der Sensor immer orthogonal zu einer Halbkugel mit Zentrum im Abbe-Punkt ausrichten lässt. Die Erweiterung soll dabei prinzipiell für alle Sensortypen mit punktförmiger Antastung sinnvoll sein.
2. Beibehaltung des bisherigen Konzepts der NMM-1: Die Anordnung der translatorischen Bewegungsachsen und deren Messsysteme sollen von der bisherigen NMM-1 übernommen werden. Das bisherige Messvolumen soll so weit wie möglich erhalten bleiben.
3. Minimal mögliche Erhöhung der Messunsicherheit im Vergleich zur NMM-1: Durch das Hinzufügen von zusätzlichen Einflüssen werden die erreichbaren Messunsicherheiten und Messabweichungen erhöht. Diese Erhöhung soll minimiert werden.

3.2 Rotationskinematik

Zur Erweiterung der Messmöglichkeiten der NMM-1 sollen mindestens zwei zusätzliche rotatorische Freiheiten zwischen Sensor und Messobjekt realisiert werden. Im Folgenden werden sinnhafte Erweiterungen der kinematischen Kette der NMM-1 diskutiert und verglichen. Die folgende Konzeptfindung für die Rotationskinematik zur Erweiterung der NMM-1 ist in Zusammenarbeit mit Ralf Schienbein entstanden und kann in [97] detailliert nachgelesen werden.

3.2.1 Kinematische Kette der NMM-1

Unter einer kinematischen Kette versteht man in der Getriebetechnik die zeichnerische Darstellung aller Getriebeglieder und deren Verbindungen [123]. Dieser Begriff wird hier sinngemäß

auf die Anordnung der Gelenke zur relativen Bewegung zwischen Sensor und Messobjekt übertragen. Dabei teilen sich die Gelenke in Schubgelenke und Drehgelenke mit dem Freiheitsgrad ($f=1$) auf. Schubgelenke liefern eine translatorische Freiheit, wohingegen Drehgelenke eine rotatorische Freiheit liefern. Wenn die Glieder der kinematischen Kette keinen geschlossenen Zug bilden, spricht man von einer offenen kinematischen Kette. Die Glieder der kinematischen Kette werden hier ausgehend von dem Gestell durchnummeriert. In Abbildung 3.2 ist die aus drei seriell angeordneten Schubgelenken bestehende kinematische Kette der NMM-1 dargestellt. Das erste Glied ist gestellfest.

3.2.2 Kinematische Kette mit rotatorischen Erweiterungen

Bei der Erweiterung der kinematischen Kette der NMM-1 (siehe Abbildung 3.3) um mindestens zwei rotatorische Freiheiten werden ausschließlich offene kinematische Ketten aus Drehgelenken und Schubgelenken betrachtet. Lösungsansätze mit einer Parallelkinematik, wie beispielsweise in Hexapoden, werden aufgrund des großen Bauvolumens und des eingeschränkten Bewegungsbereichs nicht weiter verfolgt. Möglichkeiten, die bisherige kinematische Kette zwischen dem Gestell und dem ersten Glied der kinematischen Kette zu ergänzen, werden ausgeschlossen. Praktisch hieße dies, die ganze NMM-1 in ihrer Lage, relativ zu einem ortsfesten Sensor zu ändern. Das würde zu massiven Änderungen an dem mechanischen Aufbau der NMM-1 führen. Die kinematische Kette bestehend aus Schub- und Drehgelenken liefert die kinematische Beschreibung des Systems, losgelöst von der technischen Realisierung. Praktisch wird für jedes Schub- und Drehgelenk bei der offenen kinematischen Kette ein Aktor mit Verlustleistung zur Einstellung der entsprechenden Freiheit benötigt. Die Schub- bzw. Drehbewegung erfolgt entlang einer Führung, beziehungsweise in einem Lager. Diese Führungen und Lager weisen unabhängig von ihrer technischen Realisierung systematische und zufällige Führungs- bzw. Lagerabweichungen auf. Demzufolge trägt jedes Element in der kinematischen Kette ungewollte Energie in das Gesamtsystem ein und aufgrund der Führungs- und Lagerabweichungen kommt es zu Abweichungen von der gewollten Bahn. Daher liefert eine möglichst kurze kinematische Kette eine minimale Abweichung von der geplanten, idealen Trajektorie bei minimalem Ener-

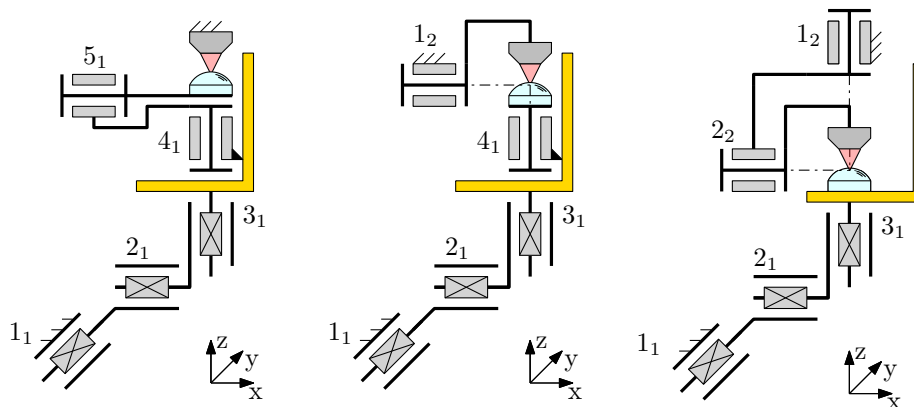


Abb. 3.3: Drei mögliche kinematischen Ketten zur Erzeugung von fünf Freiheiten zwischen Sensor und Messobjekt. **Links:** Kinematische Kette zur Objektrotation. **Mitte:** Kinematische Kette zur verteilten Rotation. **Rechts:** Kinematische Kette für die Sensorrotation.

gieeintrag. Gleichzeitig sinkt der Aufwand zur Messung der systematischen und zufälligen Bahnabweichungen. Es werden daher nur kinematische Ketten berücksichtigt, durch die die bisherige kinematische Kette der NMM-1 um genau zwei Drehgelenke erweitert wird.

Die Änderung der Orientierung zwischen Messobjekt und Sensor kann auf drei verschiedene Arten erfolgen: durch alleinige Manipulation des Sensors, durch alleinige Manipulation des Messobjektes und durch die Manipulation von Messobjekt und Sensor. Diese Arten der relativen Bewegung sind auch als *sample scanning mode*, *probe scanning mode* und *mixed scanning mode* bekannt. Übertragen auf die Erweiterung der NMM-1 ergeben sich unter den oben genannten Einschränkungen drei Möglichkeiten zur Erweiterung der kinematischen Kette. Sind die beiden Drehgelenke seriell zur bisherigen kinematischen Kette angeordnet und wirken so direkt auf das Objekt, spricht man von der Objektrotation. Wird der Sensor durch beide Drehgelenke beeinflusst, spricht man von der Sensorrotation. Wird die rotatorische Freiheit des Objektes und des Sensor je um eins erhöht, wird die Anordnung als verteilte Rotation bezeichnet (siehe Abbildung 3.3).

3.2.3 Vergleich der kinematischen Ketten

Ein Vergleich zwischen den drei möglichen kinematischen Ketten zeigt deutliche Unterschiede in den zu erwartenden messtechnischen Eigenschaften des Gesamtsystems. In Tabelle 3.1 ist ein qualitativer Vergleich der drei kinematischen Prinzipien dargestellt. Bei einer Rotation des Messobjektes kommt es bei dem bisherigen kartesischen Messvolumen zu einer Verkleinerung des nutzbaren Messvolumens. Bei der Objektrotation lässt sich prinzipbedingt die Lageänderung im Schwerfeld der Erde nicht vermeiden. Infolge dieser Änderung ist vor allem bei dünnen Proben mit zusätzlichen Verformungen zu rechnen. Weiterhin kommt es bei der Objektrotation und der verteilten Rotation zu einer systematischen Positionsabweichung eines Punktes auf der Messobjektoberfläche außerhalb der Drehachse. Eine serielle Anordnung der Drehgelenke bietet die Möglichkeit, die gesamte Bahnabweichung am letzten Glied der kinematischen Kette zu bestimmen, anstatt die Abweichungen für jeden Positionierer separat zu erfassen. Unter den gegebenen Randbedingungen zeigt der Vergleich deutlich, dass die Rotation des Sensors unter den gegebenen Randbedingungen in der NMM-1 die Anforderungen bestmöglich erfüllt. Das Messvolumen bleibt so vollständig erhalten und auf Prinzipiebene sind keine systematischen Abweichungen zu erwarten. Da es an sich keine Beschränkung des Bauraums gibt, wird die Integration im Vergleich zu den anderen Konzepten deutlich erleichtert. Durch eine serielle Anordnung der zusätzlichen Rotationspositionierer kann die zu erwartende Summe

Tab. 3.1: Vergleichende qualitative Gegenüberstellung auf Prinzipiebene der zu erwartenden Eigenschaften einer Erweiterung der NMM-1 auf Basis der Objektrotation, der Probenrotation und der verteilten Rotation.

	Sensorrotation	Objektrotation	Verteilte Rotation
Messvolumen	100 %	2,1 %	78,5 %
Messsysteme	Gesamt	Gesamt	Separat
System. Abweichungen	Nicht vorhanden	Eine Achse	Zwei Achsen
Messobjektbeeinflussung	Nicht vorhanden	Vorhanden	Nicht vorhanden

der Bahnabweichungen im Gesamten am letzten Glied der kinematischen Kette gemessen werden.

Bemerkung: Wie der Stand der Technik zeigt, ist die unter der verteilten Rotation beschriebene Anordnung der Rotationsachsen häufig in bisher umgesetzten praktischen Anwendungen vertreten. Diese Anordnung hat ihre Vorteile vor allem bei der schnellen Messung von rotationsymmetrischen Objekten, wie sie bei optischen Bauelementen häufig vorkommen.

3.3 Metrologisches Gesamtkonzept

Basierend auf dem kinematischen Prinzip der Sensorrotation, ergibt sich das metrologische Gesamtkonzept für eine fünfachsigige Nanomessmaschine.

3.3.1 Fünfachsigige Nanomessmaschine

Abbildung 3.4 zeigt den schematischen Aufbau der fünfachsigigen Nanomessmaschine in einer zweidimensionalen Darstellung. Wie bereits beschrieben, wird die Positionierung und Positionsmessung in x -, y - und z -Richtung vollständig von der NMM-1 übernommen (siehe Abschnitt 2.2.2). Die zusätzlichen Rotationsachsen sind nach dem Prinzip der Sensor-Rotation so angeordnet, dass sie sich senkrecht im Abbe-Punkt schneiden. Dabei liegt die Θ -Achse auf der z -Achse und die φ -Achse steht senkrecht dazu (siehe Abschnitt 3.3.2). Durch die serielle Anordnung der beiden Achsen ändert sich die Ausrichtung der φ -Achse bei einer Drehung um die Θ -Achse. Der Schnittpunkt der beiden Drehachsen bleibt jedoch konstant und ist somit der konstante Momentanpol der Rotation. Der Sensor zur Antastung der Oberfläche ist so angeordnet, dass dessen Antastpunkt ebenfalls im Abbe-Punkt des Aufbaus liegt. So kommt

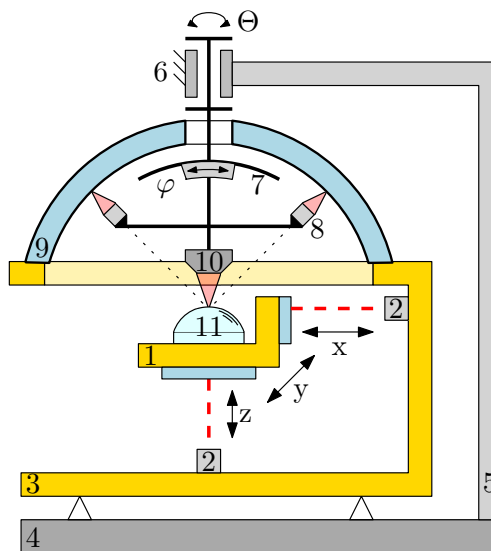


Abb. 3.4: 2D-Darstellung des metrologischen Gesamtkonzepts der erweiterten fünfachsigigen Nanomessmaschine. 1 Spiegelgelenk; 2 Interferometer; 3 Metrologischer Rahmen; 4 Fundament; 5 Kraft-Rahmen; 6 Drehtisch; 7 Goniometer Achse; 8 Abstandssensoren des Referenzmesssystems; 9 Referenzhemisphäre; 10 Abstandssensor; 11 Messobjekt.

es bei einer idealen Rotation des Sensors um die Θ - bzw. φ -Achse ausschließlich zu einer Änderung der Winkellage des Sensors, jedoch nicht zu einer Verschiebung des Antastpunktes. Aufgrund dieser Anordnung wird das Messvolumen der bisherigen NMM-1 nicht eingeschränkt. Die Bewegung um die Θ -Achse wird durch einen Drehtisch erzeugt und die Bewegung um die φ -Achse wird durch ein Goniometer erzeugt (siehe Abschnitt 3.5.1).

Bei der Rotation des Sensors kommt es aufgrund einer Vielzahl von Störeinflüssen zu kleinen Abweichungen in der tatsächlichen Position des Sensors. Daher muss die Position des Sensors kontinuierlich gemessen werden. Da der Sensor aufgrund der Lage und Anordnung der Rotationsachsen ausschließlich um den Abbe-Punkt rotiert, wird die Position des Sensors relativ zu einer ortsfesten konzentrisch zum Abbe-Punkt angeordneten hemisphärischen Referenzfläche gemessen. Die Bestimmung des Abstandes erfolgt durch drei kartesisch angeordnete Abstandssensoren (siehe Abschnitt 3.4). In Abbildung 3.4 sind nur zwei der drei Abstandssensoren dargestellt. Diese Anordnung aus Abstandssensoren und Referenzhemisphäre wird im Folgenden Referenzmesssystem genannt. Um die Eigenschaften des Aufbaus zur Erweiterung der NMM-1 beschreiben zu können, werden im Folgenden die benötigten Koordinatensysteme und Koordinatentransformationen beschrieben.

3.3.2 Koordinatensystem

Das globale Koordinatensystem zur Beschreibung aller Bewegung stimmt mit dem Maschinenkoordinatensystem der NMM-1 überein. Dieses Koordinatensystem hat seinen Ursprung im Abbe-Punkt und die Basisvektoren $\langle \vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z \rangle$ entsprechen den Messrichtungen der NMM-

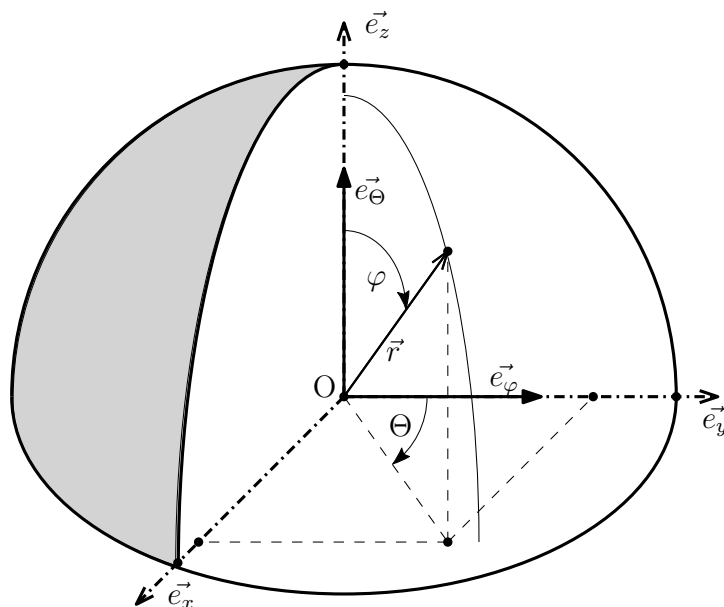


Abb. 3.5: Definition der Koordinaten im Bezug auf das Maschinenkoordinatensystem: Dabei sind $\langle \vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z \rangle$ die Basisvektoren des Maschinenkoordinatensystems, $\langle \varphi, \Theta, r \rangle$ sind die Kugelkoordinaten zur Beschreibung der Sensorausrichtung, \vec{e}_Θ die Drehachse des Drehtisches und \vec{e}_φ mitbewegte Drehachse des Goniometers für $\Theta = 0 \vec{e}_\Theta$.

1-Interferometer. Dabei stimmen im Idealfall die translatorischen Bewegungsachsen mit den Achsen des Koordinatensystems überein. Die e_{Θ} -Rotationsachse liegt auf der \vec{e}_z -Achse und für eine Drehung von $\Theta = 0$ e_{Θ} liegt die e_{φ} -Achse auf der \vec{e}_y -Achse. Aufgrund der seriellen Anordnung der beiden Rotationsachsen ändert sich die Ausrichtung der \vec{e}_{φ} -Rotationsachse bei einer Rotation um die \vec{e}_{Θ} -Achse. Die Ausrichtung des Sensors zur Oberfläche wird anhand der Winkel der zugehörigen Kugelkoordinaten beschrieben. Die Winkellage des Sensors wird durch den Polarwinkel φ und den Azimutwinkel Θ bestimmt (siehe Abbildung 3.3.2). Der Radiusvektor \vec{r} hat keinen Einfluss auf die Antastrichtung des Sensors. Der Polarwinkel und der Azimutwinkel können durch die beiden getrennten, orthogonalen Rotationsachsen unabhängig voneinander verändert werden. Dabei ändert eine Rotation um die \vec{e}_{φ} -Achse den Polarwinkel des Sensors und eine Rotation um die \vec{e}_{Θ} -Achse ändert den Azimutwinkel.

3.3.3 Koordinatentransformation

Das von den Abstandssensoren des Referenzmesssystems aufgespannte Koordinatensystem ist ein bewegtes Koordinatensystem, dessen Lage von den vorgegebenen Winkeln der Aktoren und der Ausgangslage des Koordinatensystems bestimmt wird. Die Lage des Koordinatensystems nach der definierten Bewegung kann durch Rotation des Maschinenkoordinatensystems gewonnen werden. Die Definition der Rotation erfolgt bezüglich des raumfesten Maschinenkoordinatensystems. Die Rotationsmatrizen für die Rotationen um die \vec{e}_x -, \vec{e}_y -, und \vec{e}_z -Achse können direkt angegeben werden. Für die Rotation um die x -Achse um den Winkel α gilt:

$$R_x(\alpha) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\alpha) & \sin(\alpha) \\ 0 & -\sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

und für die Rotation um die y -Achse um den Winkel β gilt:

$$R_y(\beta) = \begin{pmatrix} \cos(\beta) & 0 & \sin(\beta) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\beta) & 0 & \cos(\beta) \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

sowie für die Rotation um die z -Achse um den Winkel γ

$$R_z(\gamma) = \begin{pmatrix} \cos(\gamma) & -\sin(\gamma) & 0 \\ \sin(\gamma) & \cos(\gamma) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

Somit können die Basisvektoren des durch die Abstandssensoren aufgespannten Koordinatensystems $\langle \vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3 \rangle$ direkt durch Multiplikation der Basisvektoren des Maschinenkoordinatensystems bestimmt werden.

$$\begin{aligned} \vec{F}_1 &= R_x(\alpha) \cdot R_y(\beta) \cdot R_z(\gamma) \vec{e}_x \\ \vec{F}_2 &= R_x(\alpha) \cdot R_y(\beta) \cdot R_z(\gamma) \vec{e}_y \\ \vec{F}_3 &= R_x(\alpha) \cdot R_y(\beta) \cdot R_z(\gamma) \vec{e}_z \end{aligned} \quad (3.4)$$

3.4 Referenzmesssystem

Bei einer ausschließlichen Rotation des Antastsensors um zwei Achsen mit einem konstanten Momentanpol, der gleichzeitig der Antastpunkt des Sensors ist, kommt es bei einer idealen Rotation zu keiner systematischen Verschiebung des Antastpunktes. Die Position des Antastpunktes

wird jedoch durch eine Vielzahl systematischer und zufälliger Abweichungen beeinflusst. Dazu zählen unter anderem Umwelteinflüsse, zufällige sowie systematische Bahnabweichungen der Rotationspositionierer und systematische Bewegungen durch eine unzureichende Ausrichtung der Rotationsachsen zueinander. Um diese Abweichungen korrigieren zu können, müssen diese im vollständigen Rotationsbereich erfasst werden. Zur vereinfachten Darstellung erfolgt die Darstellung in Abbildung 3.6 zweidimensional. Zur Messung der Positionsabweichungen des

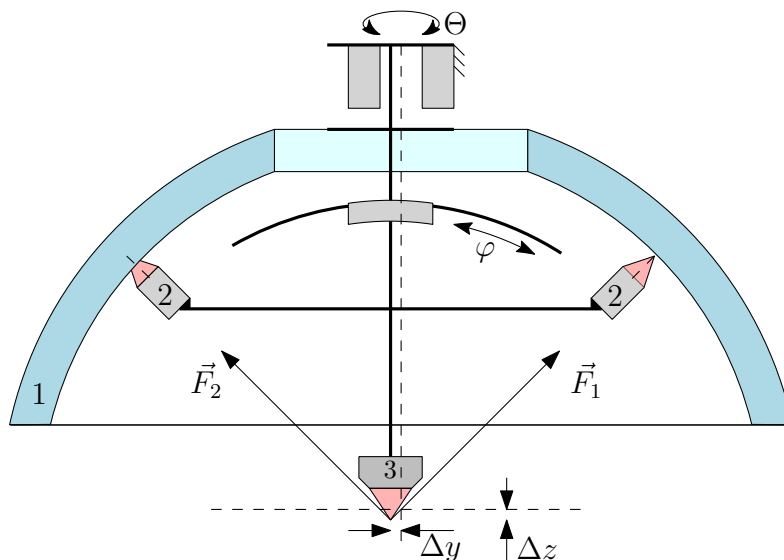


Abb. 3.6: Zweidimensionale Darstellung des Referenzmesssystems zur Bestimmung der Bahnabweichung des Antastsensors: **1** Referenzhemisphäre; **2** Abstandssensor; **3** Antast-sensor; Δy Verschiebung in \vec{e}_y -Richtung; Δz Verschiebung in \vec{e}_z -Richtung.

Antastsensors (Δx und Δy) in Folge der Bahnabweichungen sind mit dem Antastkopf drei kartesisch angeordnete Abstandssensoren starr verbunden, die so die gleichen Bahnabweichungen wie der Antastkopf selbst erfahren. Der Ursprung des von den Abstandssensoren aufgespannten Koordinatensystems $\langle \vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3 \rangle$ liegt im Antastpunkt des Sensors und die Messrichtungen schneiden sich virtuell in diesem Antastpunkt. Die drei Abstandssensoren erfassen kontinuierlich den Abstand zu einer konkaven, hemisphärischen Referenzfläche, deren Mittelpunkt sich ebenfalls im Antastpunkt des Sensors befindet. Dabei ist die Referenzfläche fest mit dem metrologischen Rahmen der Maschine verbunden. Somit kann die Verschiebung relativ zu dieser ortsfesten, hemisphärischen Referenzfläche und damit zum Maschinenkoordinatensystem bestimmt werden.

3.4.1 Lage des Koordinatensystems und Dimensionierung der Referenzfläche

Ohne Bauraumbeschränkung erlaubt die gewählte kinematische Kette einen maximalen Neigungswinkel des Sensors von $\varphi = 90^\circ$. Um diesen Bewegungsbereich vollständig mit dem kartesischen Referenzmesssystem erfassen zu können, muss die Referenzhemisphäre mindestens eine vollständige Hemisphäre sein. Aufgrund der tatsächlichen, räumlichen Ausdehnung der Raumpiegelecke ist der Bewegungsbereich des Rotationssystems zur Vermeidung von Kollisionen auf $\varphi = 60^\circ$ eingeschränkt. Durch diese Einschränkung kann die Lage des Koordi-

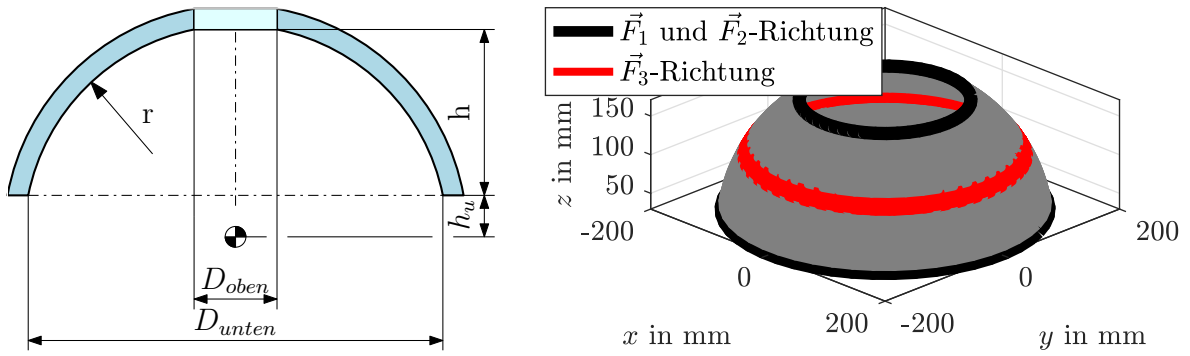


Abb. 3.7: **Links:** Geometrische Größen der Referenzhemisphäre: h_u - Höhe bis zum Abbe-Punkt; h - Höhe der Referenzhemisphäre; D_{oben} - Freier, oberer Durchmesser; D_{unten} - Freie Apertur der Referenzhemisphäre; r - Radius der Referenzhemisphäre. **Rechts:** Von den Abstandssensoren in $\langle \vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3 \rangle$ -Richtung überstrichene Fläche der Referenzhemisphäre. Hier für den Fall des längs ausgerichteten Koordinatensystems mit einer Vorneigung von $\alpha_0 = 55^\circ$.

natensystems des Referenzmesssystems so gewählt werden, dass zum einen die Zugänglichkeit zur Probe gewährleistet ist und zum anderen das notwendige Kugelsegment minimal wird. Durch die Minimierung des notwendigen Kugelsegments sinken sowohl der wirtschaftliche als auch der technologische Aufwand deutlich.

In Abbildung 3.7 links sind die geometrischen Größen der Referenzhemisphäre dargestellt. Der Bauraum des Goniometers fordert einen minimalen Radius der Referenzhemisphäre r von ca. 190 mm, daher wird ein Innenradius von $r = 200$ mm gewählt. Aufgrund des vom Goniometer zur Erzeugung des Neigungswinkels φ benötigten Bauraums kann die Lage des Koordinatensystems jedoch nur begrenzt variiert werden. Dabei kann zwischen zwei grundsätzlichen Ausrichtungen des Koordinatensystems unterschieden werden. Das Koordinatensystem kann nur längs oder quer zur Drehachse des Goniometers angeordnet werden. Um die Referenzhemisphäre minimal zu halten, müssen die Koordinatenachsen einen möglichst kleinen Winkel zu der \vec{e}_φ -Achse einnehmen. Die möglichen Koordinatensysteme des Referenzmesssystems können durch Rotationen aus dem Maschinenkoordinatensystem $\langle \vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z \rangle$ bestimmt werden. Die Basisvektoren der quer zur Goniometerdrehachse ausgerichteten Koordinatensysteme können durch eine Rotation von $\gamma_0 = -45^\circ$ um die \vec{e}_z -Achse und eine Rotation β_0 um die \vec{e}_y -Achse berechnet werden. Diese quer ausgerichteten Koordinatensysteme unterscheiden sich in ihrer Rotation um die \vec{e}_y -Achse. In Abbildung 3.8 links ist die Ausrichtung der quer orientierten Koordinatensysteme dargestellt.

Es folgt für die quer orientierten Basisvektoren des Koordinatensystems des Referenzmesssystems:

$$\begin{aligned} \vec{F}_{1q} &= R_y(\beta_0) R_z(\gamma_0) \vec{e}_x \\ \vec{F}_{2q} &= R_y(\beta_0) R_z(\gamma_0) \vec{e}_y \\ \vec{F}_{3q} &= R_y(\beta_0) R_z(\gamma_0) \vec{e}_z \end{aligned} \quad (3.5)$$

Durch eine Rotation von $\gamma_0 = 45^\circ$ um die \vec{e}_z -Achse und eine Rotation α_0 um die \vec{e}_x -Achse können die längs der Goniometer-Drehachse orientierten Koordinatensysteme berechnet werden (siehe Abbildung 3.8 mitte).

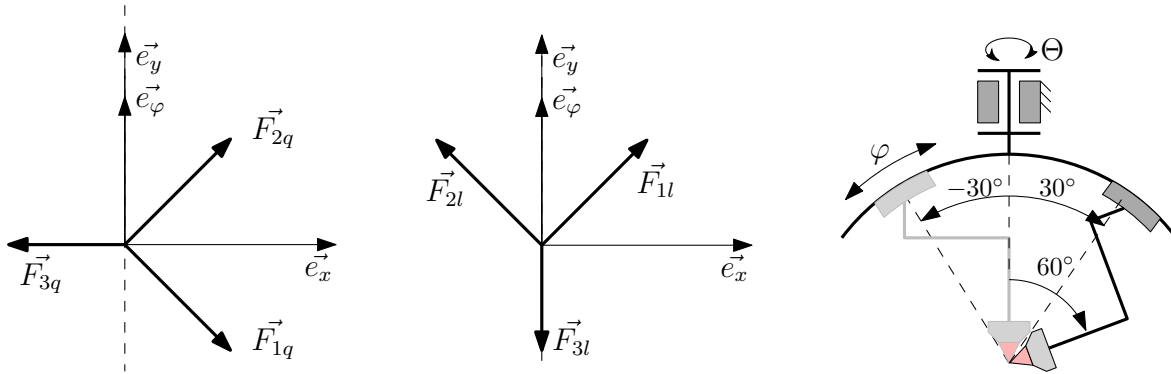


Abb. 3.8: **Links:** Lage des Koordinatensystems $\langle \vec{F}_{1q}, \vec{F}_{2q}, \vec{F}_{3q} \rangle$ für die Quer-Ausrichtung zur Drehachse des Goniometers. **Mitte:** Lage des Koordinatensystems $\langle \vec{F}_{1l}, \vec{F}_{2l}, \vec{F}_{3l} \rangle$ für die Längs-Ausrichtung zur Drehachse des Goniometers. **Rechts:** Darstellung der Vorneigung des Sensors um 30° zur Erhöhung des Messbereichs.

$$\begin{aligned}
 \vec{F}_{1l} &= R_x(\alpha_0) R_z(\gamma_0) \vec{e}_x \\
 \vec{F}_{2l} &= R_x(\alpha_0) R_z(\gamma_0) \vec{e}_y \\
 \vec{F}_{3l} &= R_x(\alpha_0) R_z(\gamma_0) \vec{e}_z
 \end{aligned} \tag{3.6}$$

Durch eine Vorneigung des Sensors um 30° kann die benötigte Referenzhemisphäre weiter reduziert werden. Der Sensor wird, wie in Abbildung 3.8 rechts dargestellt, um den halben maximalen Verkippungswinkel vorgeneigt. Somit ändert sich der Polarwinkel des Sensors zwischen 0° und 60° , während das Referenzmesssystem zwischen -30° bis 30° geneigt wird. Mit Hilfe der in Abschnitt 3.3.3 beschriebenen Rotationsmatrizen kann der von den Abstandssensoren überstrichene Bereich der Referenzhemisphäre für die verschiedenen Ausrichtungen des Koordinatensystems berechnet werden. Dazu werden die Basisvektoren mit dem Radius der Referenzhemisphäre von $r = 200$ mm des $\langle \vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3 \rangle$ entsprechend der im System vorhandenen Rotationsachsen und deren Bewegungsbereichen rotiert. Es gilt für die Punkte P_R auf der Oberfläche der Referenzhemisphäre:

$$\begin{aligned}
 P_{RF1} &= R_z(\Theta) R_y(\varphi) r \vec{F}_1 \\
 P_{RF2} &= R_z(\Theta) R_y(\varphi) r \vec{F}_2 \\
 P_{RF3} &= R_z(\Theta) R_y(\varphi) r \vec{F}_3
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

Aus den so berechneten Endpunkten der Vektoren können die geometrischen Größen der Referenzhemisphäre (siehe Abbildung 3.7 links) numerisch berechnet werden. In Abbildung 3.7 rechts ist die von den jeweiligen Interferometern überstrichene Fläche für die Anordnung längs mit $\gamma_0 = 45^\circ$ und $\alpha_0 = 55^\circ$ dargestellt.

In Tabelle 3.2 sind jeweils drei mögliche Kugelformen für die Längs- und die Quer-Anordnung angegeben. Die untere Höhe h_u beschreibt den Abstand zwischen Abbe-Punkt und der Unterkante der Referenzhemisphäre. Je größer diese Höhe ist, desto besser wird die Zugänglichkeit zum eigentlichen Messvolumen. Die Höhe der Referenzhemisphäre h beeinflusst hauptsächlich den Fertigungsaufwand bei der Herstellung der Referenzhemisphäre. Der obere Durchmesser

Tab. 3.2: Systematische Gegenüberstellung der verschiedenen möglichen geometrischen Abmessungen der Referenzhemisphäre mit vorgegebenem Radius.

γ_0	α_0 / β_0	h_{min}	h	D_{oben}
Orientierung: Längs				
45°	45°	15,89 mm	141,4 mm	247,0 mm
45°	55°	29,61 mm	141,4 mm	207,3 mm
45°	65°	40,29 mm	141,4 mm	167,1 mm
Orientierung: Quer				
-45°	45°	36,6 mm	156,6 mm	130,5 mm
-45°	55°	17,43 mm	163,8 mm	169 mm
-45°	55°	-17,43 mm	181,3 mm	229,4 mm

hat keinen direkten funktionalen Einfluss, erleichtert jedoch die Montage des vollständigen Aufbaus. Der untere Durchmesser bestimmt die Apertur des Spiegels und hat dabei Einfluss auf die möglichen Kalibrierverfahren.

Ein längs zur Goniometer-Drehachse ausgerichtetes Koordinatensystem mit einer Vorneigung von 55° liefert eine sinnvolle Kombination aller Eigenschaften. Die Zugänglichkeit zur Probe ist mit $h_u = 29,61$ mm voll gegeben.

3.4.2 Bestimmung der Verschiebung im Maschinenkoordinatensystem

Aus der Ausgangslage des Koordinatensystems $\gamma_0 = 45^\circ$ und $\alpha_0 = 55^\circ$ und der tatsächlichen Rotation um die Goniometer-Drehachse φ und um die Drehtisch-Drehachse Θ kann für jede Winkelstellung des Sensors die Lage des $\langle \vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3 \rangle$ -Koordinatensystems aus den Basisvektoren des Maschinenkoordinatensystems bestimmt werden.

$$\begin{aligned}
 \vec{F}_1 &= R_z(\Theta) R_y(\varphi) R_x(\alpha_0) R_z(\gamma_0) \vec{e}_x \\
 \vec{F}_2 &= R_z(\Theta) R_y(\varphi) R_x(\alpha_0) R_z(\gamma_0) \vec{e}_y \\
 \vec{F}_3 &= R_z(\Theta) R_y(\varphi) R_x(\alpha_0) R_z(\gamma_0) \vec{e}_z
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

Mit den durch die Abstandssensoren gemessenen Verschiebungen f_1 , f_2 und f_3 entlang der Basisvektoren des $\langle \vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3 \rangle$ Koordinatensystems kann der Vektor der Gesamtverschiebung des Antastpunktes V_{xyz} im Maschinenkoordinatensystem ermittelt werden.

$$V_{xyz} = f_1 \vec{F}_1 + f_2 \vec{F}_2 + f_3 \vec{F}_3 \tag{3.9}$$

3.4.3 Auswahl der Abstandssensoren

Um den Abstand zu der Referenzhemisphäre zu bestimmen, können verschiedene Abstandssensoren verwendet werden. Im Folgenden werden die Eigenschaften verschiedener Sensortypen verglichen und im Anschluss die am besten geeigneten im Detail beschrieben. An die Sensoren werden bestimmte Anforderungen bezüglich des Bauraums, des Messbereichs, der Auflösung

und der erreichbaren Messunsicherheit gestellt. Im idealen System ohne Fertigungsabweichungen und Dejustierung erfassen die Abstandssensoren ausschließlich die Bahnabweichungen der Rotationspositionierer und arbeiten als Nullpunktindikator. Demzufolge liegt der Messbereich bei wenigen Mikrometern. Im realen System liegen die Abweichungen voraussichtlich deutlich höher in einem Bereich von 100 μm . Die Auflösung muss über den Messbereich mindestens 1 nm betragen mit einer möglichst geringen systematischen Abweichung und Unsicherheit. Weiterhin muss die Messung auf einer konkaven Referenzfläche möglich sein. Durch die Abstandssensoren sollte der in Abschnitt 3.4.1 beschriebene Radius der Referenzhemisphäre von 200 mm nicht erhöht werden. Die Sensoren mit geeigneter Auflösung und geeignetem Messbereich lassen sich in zwei Gruppen einteilen; optische Sensoren und kapazitive Sensoren. Dabei untergliedern sich die optischen Sensoren nochmals in Sensoren auf Basis der geometrischen Optik und die interferometrischen Sensoren.

Zu den optischen Sensoren auf Basis der geometrischen Optik zählen unter anderem die Konfokalsensoren oder der als Antastsensor in der NMM-1 eingesetzte Laser-Fokussensor (siehe Abschnitt 3.1.1). Bei konfokalen Sensoren wird eine Punktlichtquelle auf die zu messende Oberfläche abgebildet. Das von der Punktlichtquelle ausgesandte Licht wird von dort reflektiert. Diese Reflektion wird mit Hilfe eines Strahlteilers auf eine Lochblende umgelenkt. Dabei liegt die Lochblende im gleichen Brennpunkt wie die Punktlichtquelle (konfokal). Die messbare Intensität hinter der Lochblende wird maximal, wenn die Oberfläche genau im Fokus der abgebildeten Lichtquelle ist. Typische kommerzielle Konfokalsensoren wie beispielsweise von Keyence (CL-3000) erreichen in einem Messbereich von 150 μm eine Auflösung von 1 nm bei einer zu erwartenden Nichtlinearität von 90 nm [57], bzw. von Micro-Epsilon (IFS2407-0,1) in einem Messbereich von 100 μm eine Auflösung von 3 nm mit einer Nichtlinearität von 50 nm [73]. Der Laser-Fokussensor hat eine Auflösung von 1 nm mit einem Messbereich von 10 μm (siehe Abschnitt 3.1). Aufgrund der für beide Sensortypen prinzipbedingten Fokussierung und damit punktförmigen Messung ist die Messung auf der konkaven Referenzhemisphäre möglich.

Die kapazitive Abstandsmessung basiert auf dem physikalischen Effekt der Kapazitätsänderung eines Kondensators bei einer Abstandsänderung zwischen den zwei Kondensatorelektroden. Kommerzielle kapazitive Sensoren wie von Physikinstrumente (D-510) erreichen bei einem Messbereich von 100 μm eine Auflösung von kleiner als 0,001 % des Messbereichs mit zu erwartenden Linearitätsabweichungen von 0,1 % [84] oder von Micro-Epsilon (CSH02-CAM1,4) bei einem Messbereich von 200 μm eine statische Auflösung von 0,15 nm mit einer Nichtlinearität von 0,025 % des Messbereichs [72]. Es gilt: je kleiner der Messbereich, desto höher ist die erreichbare Auflösung. Grundsätzlich sind kapazitive Sensoren für die Abstandsmessung zu ebenen Flächen konzipiert und benötigen einen geringen Arbeitsabstand. Bei der Abstandsmessung zur gekrümmten Referenzhemisphäre kann der geringe Abstand mit ebenen Elektroden nicht gewährleistet werden. Um dieses Problem zu umgehen, muss entweder der Arbeitsbereich deutlich erhöht werden, wodurch die Auflösung sinkt, oder die Form der Elektroden müsste an die Form der Referenzhemisphäre angepasst werden. Daher sind die kommerziellen kapazitiven Sensoren für die Anwendung im Referenzmesssystem nicht geeignet.

Interferometrische Abstandssensoren nutzen den physikalischen Effekt der Interferenz zwischen elektromagnetischen Wellen in Abhängigkeit des Gangunterschiedes. Es sind Messungen über

lange Strecken mit gleichbleibender, hoher Auflösung möglich. Als Maßverkörperung dient dabei die Wellenlänge des verwendeten Lichtes. Als Lichtquelle werden für viele metrologische Anwendungen He-Ne-Laser verwendet. Man kann die Interferometertypen grundsätzlich in drei Bauformen einteilen: Interferometer mit integrierter Strahlquelle, fasergekoppelte Interferometer mit elektronischer Auswertung im Interferometerkopf und fasergekoppelte Interferometer mit externer Signalauswertung. Interferometer mit integrierter Strahlungsquelle [91] sind aufgrund der großen Laserquellen nicht für den Einsatz im bewegten Referenzmesssystem geeignet. Die in der NMM-1 eingesetzten fasergekoppelten Interferometer [107] mit elektronischer Auswertung im Kopf können aufgrund der Abmessungen des Messkopfes ebenfalls nicht für die Abstandsbestimmung zur Referenzhemisphäre genutzt werden. Fasergekoppelte Interferometer mit externer Signalauswertung bestehen ausschließlich aus einer optischen Faser sowie einem strahlformenden Element. Es gibt dieses sowohl als Fabry-Pérot-Interferometer von attocube [4] sowie auch als kompakte Michelson-Interferometer von SmarAct [109]. Mit einer entsprechenden Optik können diese Interferometer auf einen Punkt fokussiert werden und die Messung auf der konkaven Referenzhemisphäre wird ermöglicht. Das IDS-Interferometer von attocube hat eine Auflösung von 1 pm und einen Messbereich von 3 mm. Das PICOSCALE Interferometer von SmarAct erreicht ebenfalls eine Auflösung von 1 pm mit einem Messbereich von 90 μm . Da die Interferometer als Maßverkörperung die Wellenlänge des Lichts verwenden, können die Längenmesswerte mit vergleichsweise geringem Aufwand, metrologisch rückführbar, an das SI-Einheitensystem angeschlossen werden.

Auswahl

Unter Vorbehalt ökonomischer Gesichtspunkte bieten die interferometrischen Abstandssensoren die besten Eigenschaften als Sensoren für das Referenzmesssystem. Im Vergleich zu den konfokalen Sensoren haben sie einen größeren Messbereich mit höherer Auflösung. Die Fabry-Pérot-Interferometer von Attocube werden als Sensoren für das Referenzmesssystem verwendet.

3.4.4 Fabry-Pérot-Interferometer

Das Fabry-Pérot-Interferometer ist im Wesentlichen ein optischer Resonator der aus zwei hintereinander angeordneten, teildurchlässigen Spiegeln besteht [121]. Der Raum zwischen den beiden Spiegeln wird als Fabry-Pérot-Kavität bezeichnet. Beleuchtet man diese Kavität mit einer kohärenten Lichtquelle, kommt es abhängig vom Transmissionsgrad der Spiegel und der Kavitätslänge zu einer Interferenzerscheinung. Bei dem hier verwendeten Attocube IDS Fabry-Pérot-Interferometer ist die Austrittsfläche einer optischen Monomode-Faser die erste Grenzfläche der Kavität. Der Messspiegel stellt die zweite Grenzfläche der Kavität dar. Dabei wird die Faser gleichzeitig zur Beleuchtung der Kavität genutzt. Je nach Brechungsindex der Faser und dem umgebenden Medium wird ein Teil des Lichtes an der Grenzfläche zwischen Faser und Umgebung direkt zurück in die Faser reflektiert. Das austretende Licht wird an dem Messspiegel reflektiert und gelangt so zurück in die Faser und interferiert dort mit dem direkt am Austritt reflektierten Licht. In der Anwendung als Abstandssensor im Referenzmesssystem wird, wie in Abbildung 3.4.4 dargestellt, das transmittierte Licht auf die Referenzhemisphäre fokussiert.

In Abhängigkeit von der Messspiegelbewegung ändert sich die Intensität des entstehenden Interferenzmusters. Bei dem hier verwendeten Fabry-Pérot-Interferometer wird ein durchstimmbarer

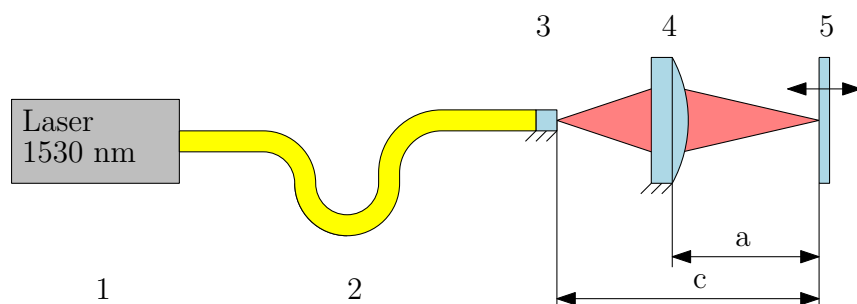


Abb. 3.9: Aufbau eines fasergekoppelten Fabry-Pérot-Interferometers mit Fokussieroptik zum Einsatz im Referenzmesssystem. **1** Halbleiterlaser $\lambda = 1530,77 \text{ nm}$; **2** Monomode Faser; **3** Grenzfläche des Faseraustritts; **4** Fokussieroptik; **5** Messspiegel; **a** Arbeitsabstand; **c** Länge der Kavität.

Halbleiterlaser mit der Wellenlänge $1530,37 \text{ nm}$ verwendet. Um eine relative Wellenlängenstabilität $\Delta\lambda/\lambda = 1 \cdot 10^{-8}$ zu erreichen, wird der Laser mit einer Gas-Absorptionszelle stabilisiert [38].

Positionsmessung

Zur Messung von kleinen Längenänderungen der Kavität kann der Arbeitspunkt in den maximalen Anstieg der Intensität des Interferenzmusters gelegt werden. So ist der Messbereich jedoch auf den Bereich zwischen dem Minimum und dem Maximum der Interferenz-Intensität beschränkt und stark nichtlinear [92]. Bei größeren Längenänderungen, die einen Extremwert überschreiten, kann die Position nicht mehr eindeutig bestimmt werden. Um den Messbereich über die Extremstellen hinaus zu erweitern, muss eine Vor- und Rückwärtszählung erfolgen. Mit einer Quadratur-Detektion kann beispielsweise die Phasenlage mit konstanter Sensitivität bestimmt werden. Dazu werden zwei um 90° phasenverschobene sinusförmige Signale benötigt. Diese Signale können beispielsweise über eine polarisationsoptische Strahlführung [15] oder durch eine Modulation des Interferenzmusters erzeugt werden.

Zur Modulation des Interferenzmusters muss entweder die Länge der Kavität oder die Frequenz des zur Interferenz verwendeten Lichtes mit einer Frequenz Ω moduliert werden. Dies führt zu einer lokalen Modulation in der Intensität der Interferenzerscheinung. In einem Extrempunkt des unmodulierten Interferenzsignals wird die Amplitude des modulierten Interferenzsignals minimal. An der höchsten Steigung des unmodulierten Signals wird die Amplitude des modulierten Signals maximal. Beide Signale werden aus dem gleichen modulierten Signal gewonnen. Durch eine Tiefpassfilterung wird das unmodulierte DC-Signal ermittelt und mit Hilfe eines Lock-In-Verstärkers kann die Amplitude des modulierten Signals gemessen werden. Höherfrequente Anteile aus Oberschwingungen bei dieser Frequenzmodulation können durch einen Tiefpassfilter unterdrückt werden. Dieses Vorgehen wird als DC/ Ω -Demodulierung bezeichnet [118].

Bei den verwendeten Fabry-Pérot-Interferometern wird das modulierte Signal durch eine Modulation des Stroms, der sich direkt auf die Laserfrequenz auswirkt, erzeugt. Dabei ist die Amplitude des modulierten Signals abhängig von der Länge der Fabry-Pérot-Kavität und der Amplitude der Modulationsfrequenz selbst. Um bei der Demodulierung zwei um 90° phasenverschobene Signale mit gleicher Amplitude zu erzeugen, muss die Modulationsamplitude

auf die Länge der Kavität abgestimmt werden. Für kurze Kavitäten, wie sie bei Verwendung im Referenzmesssystem bei einer Brennweite von 40 mm auftreten, reicht die mögliche maximale Modulationsamplitude der Laserfrequenz nicht aus, um die Amplitude des unmodulierten Signals zu erreichen. Um in solchen kurzen Kavitäten optimal messen zu können, wird statt des DC-Signals ein Signal durch Demodulation mit der doppelten Modulationsfrequenz 2Ω erzeugt, das ebenfalls eine Phasenverschiebung von 90° zum Ω -Signal aufweist [117, 118]. Dieses Demodulationsverfahren wird als $\Omega/2\Omega$ -Demodulation bezeichnet.

Zufällige Phasenverschiebungen zwischen der Referenzphase und der tatsächlichen Modulationsphase, die aus der Verschiebung des Reflektors und zufälligen Phasenverschiebungen in der Schaltung herrühren, werden durch phasensensitive Dioden korrigiert [116].

Finesse und Nichtlinearitäten

In der Fabry-Pérot-Kavität kommt es, anders als beispielsweise im Michelson-Interferometer, zu Mehrstrahlinterferenz. Das entstehende Interferenzmuster bzw. der Intensitätsverlauf sind dabei von der Einkopplungseffizienz in die Faser η , der Reflektivität des Messspiegels r_2 und der Strahldivergenz abhängig. Der Intensitätsverlauf kann auf Grundlage der Airy-Formel bestimmt werden [12]. Aufgrund der Mehrfachreflektionen innerhalb der Kavität weicht der gemessene Intensitätsverlauf bei Verschiebung des Messspiegels von dem idealen sinusförmigen Verlauf ab. Durch die sinusförmige Modulation und Demodulation werden diese Abweichungen nicht berücksichtigt und es kommt zu periodischen Abweichungen ΔI zwischen dem idealen sinusförmigen Verlauf und dem tatsächlichen Intensitätsverlauf. Die Intensität I_{FP} in Abhängigkeit von der Referenzspiegelverschiebung ergibt sich zu [116]:

$$I_{\text{FP}} = I_0 \cdot \frac{r_1^2 + (fr_2)^2 - 2r_1fr_2 \cos(\Phi)}{1 + (r_1r_2)^2 - 2r_1r_2 \cos(\Phi)} \quad (3.10)$$

Dabei sind r_1 und r_2 die Reflektivitäten am Faseraustritt und am Messspiegel mit den zugehörigen Transmissionen t_1 und t_2 . Φ ist die Verschiebungsphase und es gilt für die effektive Reflektivität f in Abhängigkeit der Kopplungseffizienz η [116]:

$$f = r_1^2 + \sqrt{\eta}t_1^2 \quad (3.11)$$

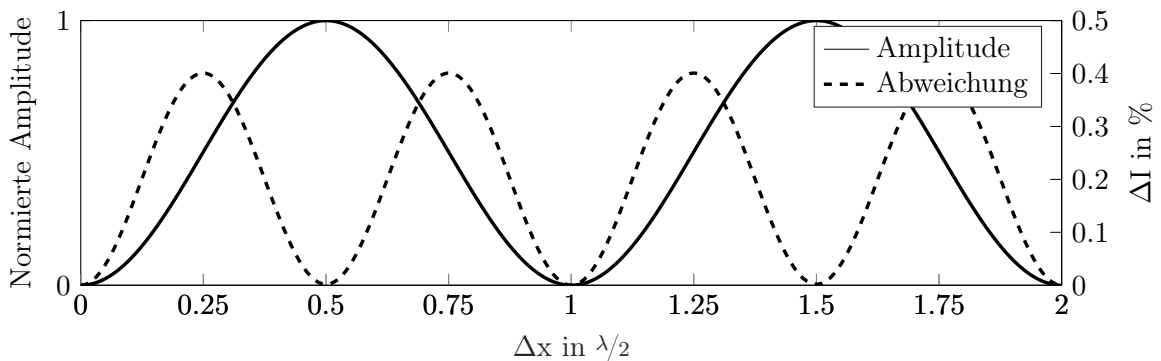


Abb. 3.10: Normierter Intensitätsverlauf des Interferenzmusters bei der Wegänderung Δx in einer Fabry-Pérot-Kavität um $2\lambda/2$ bei einer Reflektivität von 4% und die Differenz des Intensitätsverlaufs zu einem idealen Sinus.

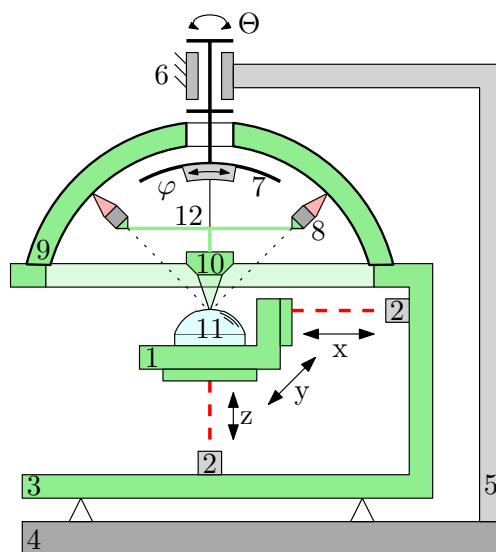


Abb. 3.11: 2D-Darstellung des metrologischen Gesamtkonzepts der erweiterten fünfachsiggen Nanomessmaschine. **1** Spiegelgleite; **2** Interferometer; **3** Metrologischer Rahmen; **4** Fundament; **5** Kraft-Rahmen; **6** Drehtisch; **7** Goniometer; **8** Abstandssensoren des Referenzmesssystems; **9** Referenzhemisphäre; **10** Abstandssensor; **11** Messobjekt; **12** Interferometerträger.

Für verschiedene Reflektivitäten r ist die Finesse F ein Maß für die Formabweichung zum sinusförmigen Verlauf.

$$F = \frac{\pi \sqrt{r_1 r_{2,\text{eff}}}}{1 - r_1 r_{2,\text{eff}}} \quad (3.12)$$

Je höher die Finesse, desto mehr entspricht der Intensitätsverlauf dem sinusförmigen Verlauf und desto kleiner werden die Linearitätsabweichungen.

In Abbildung 3.10 ist der Intensitätsverlauf bei einer Veränderung der Kavitätslänge um $2\lambda/2$ zusammen mit der Abweichung zum idealen Verlauf unter idealen Reflektionsbedingungen $r_1 = r_2 = 0,04$ dargestellt. Der Intensitätsverlauf ist normiert und der Gleichanteil abgezogen. Die Abweichung ist an den Flanken maximal und liegt bei 0,4% der maximalen Intensität. Aufgrund dieser Abweichungen kommt es zu periodischen Nichtlinearitäten während der Signaldemodulierung. Für das DC/ Ω -Demodulationsschema liegen die zu erwartenden Nichtlinearitäten bei $\pm 4,9$ nm und für das $\Omega/2\Omega$ -Demodulationsschema bei ± 17 nm. Diese Nichtlinearitäten gehen direkt in das Messergebnis ein, sind jedoch kleiner als die von den konfokalen oder induktiven Sensoren zu erwartenden Abweichungen (siehe Abschnitt 3.4.3). In Abschnitt 5.3 werden die Nichtlinearitäten weiter untersucht und deren Auswirkungen in der Messunsicherheitsbetrachtung in Kapitel 7 berücksichtigt.

3.5 Mechanischer Aufbau

Im Folgenden wird unter Berücksichtigung der theoretischen Grundlagen der mechanische Aufbau eines Prototypen beschrieben. Das Prinzip der Trennung zwischen Kraft- und Metrologie-

Rahmen wird von der NMM-1 für das Gesamtkonzept übernommen. In Abbildung 3.11 sind auf Grundlage von Abbildung 3.4 die Bestandteile des Metrologie-Rahmens grün eingefärbt. Neben den bisherigen Elementen des Metrologie-Rahmens der NMM-1 erweitern die Referenzhemisphäre **9**, der Interferometerträger **12** sowie die Fabry-Pérot-Interferometer **8** den bisherigen metrologischen Rahmen. Der Kraftkreis besteht aus dem Fundament **4**, dem eigentlichen Kraft-Rahmen **5** sowie allen Antriebseinheiten **6,7**. Im Kraft-Rahmen werden aufgrund dieser Trennung Werkstoffe verwendet, die keine besonderen metrologischen Eigenschaften aufweisen müssen. Als Konstruktionswerkstoff für mechanische Bauteile im metrologischen Kreis kommt Invar, wegen des geringen thermischen Ausdehnungskoeffizienten (siehe Tabelle 3.3), zum Einsatz.

Der Aufbau erfolgt auf einem $1\text{ m} \times 1\text{ m} \times 210\text{ mm}$ großen, luftgedämpften, für die Anwendung angepassten Messgranit. Im Weiteren werden die Gestaltung der Referenzhemisphäre, die Fassung der Referenzhemisphäre und der Interferometerträger im Detail beschrieben. Weitere Ergänzungen zur konstruktiven Umsetzung können [97] entnommen werden.

3.5.1 Rotationspositionierer

Zur Erzeugung der Rotationen um die e_{Θ} -Achse und die e_{φ} -Achse kommen zwei kommerzielle Rotationspositionierer der Firma Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG zum Einsatz (siehe Abbildung 3.12). Die Rotation um die e_{Θ} -Achse wird durch den Drehtisch L-611 [85] mit Schrittmotor und freier Apertur auf der Drehachse erzeugt. Der wälzgelagerte Positioniertisch wird durch einen Schrittmotor mit einem selbstsperrenden Schneckengetriebe der Übersetzung (300:1) angetrieben. Mit dem inkrementellen Winkelmesssystem wird eine bidirektionale Wiederholbarkeit von $3,5\ \mu\text{rad}$ erreicht.

Aufgrund von Bauraumbeschränkungen kann für die Rotation um die e_{φ} -Achse kein Rotationspositionierer mit kontinuierlicher Rotation verwendet werden, da es sonst zu Abschattungen der Interferometer der NMM-1 kommt. Es wird daher ein Rotationspositionierer mit einem auf $\pm 45^\circ$ beschränkten Positionierbereich verwendet. Der Positioniertisch dieses sogenannten Goniometers vom Typ WT-90 [83] wird analog zu dem Aktor für die e_{Θ} -Achse von einem



Abb. 3.12: **Links:** Physikinstrumente Rotationspositionierer L-611 mit Schrittmotor und Rotationsencoder [82] **Rechts:** Physikinstrumente Rotationspositionierer, Goniometer, mit nicht kontinuierlichem Bewegungsbereich [81].

Schrittmotor mit Schneckengetriebe mit der Übersetzung (300:1) angetrieben. Die erreichbare bidirektionale Wiederholbarkeit liegt bei $17,5 \mu\text{rad}$. Die Ansteuerung der beiden Positioniersysteme erfolgt durch einen Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG SMC-Hydra-Controller. Mit diesem Controller können beide Rotationsachsen zeitgleich angesteuert werden.

3.5.2 Referenzhemisphäre

Die Referenzhemisphäre ist ein zentraler Bestandteil des gesamten Systems. Basierend auf der theoretischen Dimensionierung aus Abschnitt 3.4.1 wird die technische Realisierung und die Fassung der Referenzhemisphäre beschrieben.

Anforderungen und Werkstoffe

Die Referenzhemisphäre muss höchsten Ansprüchen bezüglich verschiedener Anforderungen genügen. Dabei ist die wesentliche Anforderung ein möglichst geringer thermischer Ausdehnungskoeffizient, da Größenänderungen der Referenzhemisphäre direkt in das Messergebnis eingehen. Die tatsächliche Referenzhemisphäre weist unabhängig von Material und Fertigungsverfahren Formabweichungen von der idealen Referenzgeometrie auf. Diese Formabweichungen gehen direkt in die gemessene Bahnabweichung des Sensors ein. Formabweichungen im einstelligen Nanometer-Bereich sind bei einem Durchmesser von 400 mm nur mit hohem Aufwand realisierbar, da durch eine Änderung der Lagerung oder des Einbauzustandes bereits Formabweichungen in der Größenordnung weniger Mikrometer erreicht werden. Demzufolge müssen die Formabweichungen der Referenzhemisphäre ohnehin bestimmt werden (siehe Abschnitt 4.2). Die notwendigen Formabweichungen sind nur so weit zu reduzieren, dass sie das Kalibrierverfahren nicht negativ beeinflussen. Da die Fabry-Pérot-Interferometer prinzipbedingt nur eine relative Messung zur Referenzhemisphäre erlauben, gibt es keine erhöhten Anforderungen an den absoluten Durchmesser.

Zur technischen Realisierung der Referenzhemisphäre gibt es verschiedenste technologische Ansätze. Für die Umsetzung als Einzelstück kommen nur konventionelle Verfahren der Einzelstückfertigung in Betracht. Gleichzeitig stellt die konkave Form mit der hohen Tiefe der

Tab. 3.3: Übersicht der relevanten Eigenschaften verschiedener Werkstoffe zur Herstellung der Referenzhemisphäre.

Werkstoff	Linearer therm. Ausdehnungskoeffizient	Längenänderung bei $r = 200 \text{ mm}$	Reflektionsgrad
Metallische Legierungen			
Aluminium	$23 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	4600 nm K^{-1}	$> 95 \%$
Edelstahl	$7,0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	1400 nm K^{-1}	Beschichtung / Politur
Invar (1.3912) [122]	$1,1 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	220 nm K^{-1}	Beschichtung / Politur
Glas und Glaskeramik			
(SiO ₂)[78]	$0,55 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	110 nm K^{-1}	$3,2 \%$ (n=1,44)
Zerodur [100]	$0,10 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	20 nm K^{-1}	$4,5 \%$ (n=1,54)
N-BK7[99]	$7,1 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	1420 nm K^{-1}	$4,0 \%$ (n=1,50)

Referenzhemisphäre eine technologische Herausforderung bei der Herstellung dar. Aufgrund dieser Anforderungen kommt nur eine begrenzte Auswahl an Werkstoffen in Frage. Sonderwerkstoffe, wie ULE 7972 [20], Aluminiumoxid oder Astrositall [2], die eine besondere Prozesskette erfordern, werden nicht weiter verfolgt. In Tabelle 3.3 ist eine Übersicht möglicher Werkstoffe dargestellt.

Aluminiumlegierungen lassen sich gut bearbeiten und spiegelnde Oberflächen können direkt durch Einkorn-Diamantdrehen erzeugt werden [115]. Aufgrund des hohen thermischen Ausdehnungskoeffizienten ist es jedoch nicht sinnvoll, die Referenzhemisphäre aus einer Aluminiumlegierung herzustellen. Invar (1.3912) bietet im Gegensatz dazu einen deutlich geringeren mittleren thermischen Ausdehnungskoeffizienten von $1,1 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, lässt sich aber nur unter hohem Aufwand und Verschleiß mit Sonderwerkzeugen bearbeiten [27][45]. Invar selbst eignet sich jedoch nicht als direkte Spiegeloberfläche und muss zusätzlich beschichtet werden [51]. Aufgrund dieser hohen Anforderungen an die Fertigungstechnologien und des hohen wirtschaftlichen Aufwands ist die Herstellung der Referenzhemisphäre aus Invar nicht sinnvoll. Die Glas- bzw. glaskeramischen Werkstoffe können nach gängigen Verfahren der optischen Fertigungstechnologie hergestellt werden. Im Gegensatz zu den Metallspiegeln bzw. beschichteten Metallspiegeln haben die Glaswerkstoffe einen deutlich niedrigeren Reflektionskoeffizienten, der bei der Abstandsmessung mit dem Fabry-Pérot-Interferometer von Vorteil ist. Gleichzeitig weisen sie im Vergleich zu den Metallspiegeln eine deutlich geringere thermische Leitfähigkeit verbunden mit einer zu den Metallen vergleichbaren spezifischen Wärmekapazität auf. Daher sind für die glaskeramischen Werkstoffe deutlich langsamere thermische Ausgleichsvorgänge zu erwarten [45]. BK-7 als Vertreter der technischen Gläser lässt sich gut bearbeiten, zeigt aber mit einem zu Edelstahl vergleichbaren thermischen Ausdehnungskoeffizienten von $7,1 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ eine zu große zu erwartende thermische Ausdehnung. Quarzglas und Zerodur haben beide einen sehr kleinen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von $0,55 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ bzw. $0,0 \pm 0,1 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [100]. Zerodur zeigt jedoch langzeitliche Längenänderung [111]. Da die Form der Referenzhemisphäre möglichst langzeitstabil sein soll, eignet sich Quarzglas ideal als Werkstoff für die Referenzhemisphäre. Aufgrund der Reflektivität der Oberfläche stellt sich mit

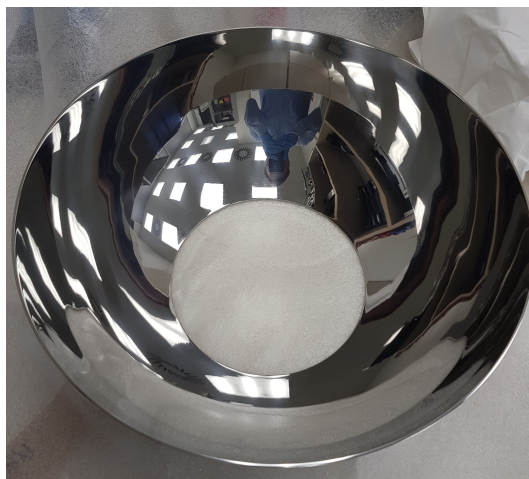


Abb. 3.13: Referenzhemisphäre aus tiefgezogenem Edelstahl mit per Handpolitur optisch spiegelnd polierter Innenseite.

den Fabry-Pérot-Interferometern ein idealer Signalkontrast ein. Auf eine weitere Beschichtung kann verzichtet werden.

Aus wirtschaftlichen Gründen kommt jedoch für Vorversuche und alle in dieser Arbeit vorgestellten Messergebnisse eine Referenzhemisphäre aus Edelstahl zum Einsatz. Diese kann wirtschaftlich sinnvoll tiefgezogen werden und ist auf der Innenseite per Handpolitur optisch spiegelnd poliert. In Abbildung 3.13 ist die tiefgezogene Referenzhemisphäre von unten dargestellt. Die deutlich höhere Reflektivität der Edelstahl-Referenzhemisphäre im Vergleich zur Quarzglas-Referenzhemisphäre wird mit Hilfe von Neutralfiltern so reduziert, dass ein optimaler Signalkontrast entsteht. Der Versuchsaufbau wird jedoch so gestaltet, dass die tiefgezogene Referenzhemisphäre ohne weiteren Aufwand durch die metrologisch sinnvollere Quarzglas-Referenzhemisphäre ersetzt werden kann.

Fassung und Justiereinrichtung der Referenzhemisphäre

Die Referenzhemisphäre als optisches Bauteil muss gefasst werden, um deren Lage relativ zur Maschine zu fixieren. Zusätzlich muss die Referenzhemisphäre in allen drei Raumrichtungen translatorisch justiert werden können, um den Kugelmittelpunkt mit dem Abbe-Punkt in Übereinstimmung zu bringen (siehe Abschnitt 4.1.1).

Die Fassung der Referenzhemisphäre ist Teil des Metrologie-Rahmens und wird daher aus Invar hergestellt. Die Referenzhemisphäre selbst steht auf einem Halbring (siehe Abbildung 3.14). Dieser ist an drei Punkten mit dem Zerodurrahmen der NMM-1 verbunden. Diese drei Punkte können individuell in der Höhe verstellt werden. Auf dem Halbring kann die Referenzhemisphäre translatorisch in zwei Richtungen verschoben werden. Die Verschiebung erfolgt durch zwei mit je einer Gewindespindel angetriebene Verschiebeblöcke um ± 3 mm. Da

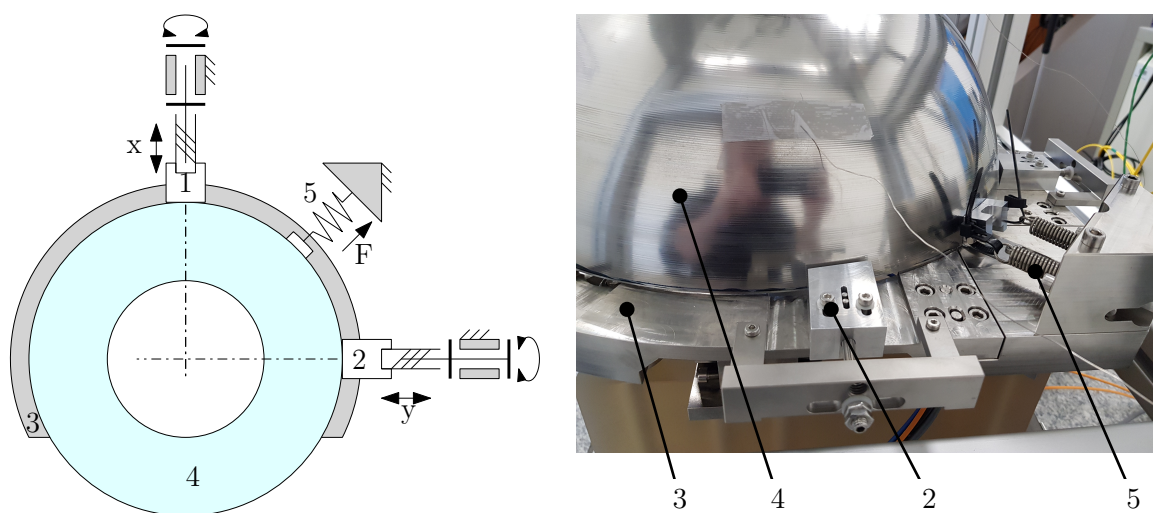


Abb. 3.14: **Links:** Schematische Darstellung der Einrichtung zur Verschiebung der Referenzhemisphäre in x - und y -Richtung mit einem Verstellbereich von jeweils ± 3 mm. **1** Verschiebeblock in x -Richtung; **2** Verschiebeblock in y -Richtung; **3** Invar-Halbring; **4** Referenzhemisphäre; **5** Feder zur Vorspannung. **Rechts:** Photographische Darstellung der Verschiebeeinrichtung der Referenzhemisphäre im eingebauten Zustand.

diese Blöcke die absolute Lage definieren, sind sie somit Teil des metrologischen Kreises. Nach der erfolgreichen Justage können die Verschiebeblöcke an den Halbring geklemmt werden. An dem Außenring der Referenzhemisphäre ist eine Aufnahme für zwei Zugfedern angeklebt, durch welche die Referenzhemisphäre gegen die Verschiebeblöcke vorgespannt wird. So kann eine spielfreie Verschiebung realisiert werden. Die Referenzhemisphäre selbst steht auf drei Kontaktflächen auf dem Halbring. Um die finale Position zu fixieren, sind nahe an den Bereichen dieser Kontaktflächen, die jedoch nicht in Berührung mit den entsprechenden Kontaktflächen sind, zwei Befestigungsmöglichkeiten an der Referenzhemisphäre angeklebt. Diese werden wiederum mit einer Feder gegen den Halbring in z -Richtung verspannt. Wenn die Lage so fixiert ist, kann die Vorspannung durch die Zugfedern gelöst werden, um so den Kraftfluss durch die Kugel zu reduzieren und eine möglichst geringe Abweichung von der idealen Kugelform zu erreichen.

3.5.3 Interferometerträger und Strahlumlenkung

Der Interferometerträger trägt die Fabry-Pérot-Interferometer und spannt somit das kartesische Koordinatensystem des Referenzmesssystems $\langle \vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3 \rangle$ auf. Um das Spanvolumen bei der Fertigung und den Verzug zu minimieren, ist der Interferometerträger aus drei Einzelteilen zusammengesetzt. Der Träger stellt eine Wechselschnittstelle über zwei Passtifte bereit, um verschiedene Sensoren aufnehmen zu können. Um die Fabry-Pérot-Interferometer optimal im Bauraum zu platzieren, wird deren Strahl um 90° umgelenkt. Weiterhin besteht so die Möglichkeit, weitere optische Bauteile wie Neutraldichte-Filter im Strahlengang zu platzieren. Abbildung 3.15 zeigt eine isometrische Darstellung des Interferometerträgers zusammen mit dem Goniometer und den umgelenkten Fabry-Pérot-Interferometern sowie die rückwärtige Verlängerung der Messstrahlen in den Abbe-Punkt.

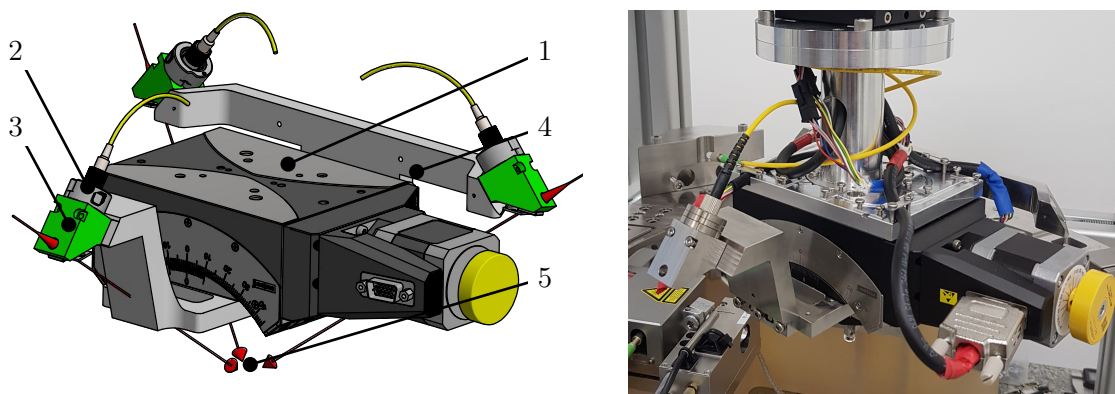


Abb. 3.15: Baugruppe des Interferometerträgers mit dem Goniometer zur Erzeugung der Drehung um die \vec{e}_φ -Achse. **Links:** CAD-Darstellung der Baugruppe: **1** Goniometer; **2** Fabry-Pérot-Interferometer; **3** Strahlumlenkung; **4** Interferometerträger; **5** Abbe-Punkt. **Rechts:** Photographische Darstellung der Baugruppe während der Montage.

Bahnabweichungen, Kalibrierung und Justage

Das metrologische Gesamtkonzept für eine fünfachsigige Nanomessmaschine basiert auf einer konzentrischen Anordnung aller an der Messung beteiligten Baugruppen um den Abbe-Punkt. Die Messung der Antastpunktposition wird dabei systematisch von drei Effekten beeinflusst:

1. Abweichungen von der konzentrischen Anordnung zu dem Abbe-Punkt
2. Übersprechen der Referenzhemisphäre auf die berechnete Verschiebung
3. Formabweichungen der Referenzhemisphäre

Im folgenden Abschnitt werden die Einflüsse dieser systematischen Effekte im Detail diskutiert und Verfahren zur Bestimmung der daraus resultierenden Abweichungen vorgestellt.

4.1 Abweichung von der konzentrischen Anordnung

4.1.1 Abstand des Antastpunktes zur Drehachse

Infolge von Fertigungsabweichungen und einer nicht optimalen Justage kommt es zu einem Abstand zwischen Antastpunkt und den Drehachsen des Rotationssystems. Aus dieser Fehlausrichtung resultieren systematische Abweichungen des Antastpunktes bei der Rotation um die e_{Θ}^{\rightarrow} -Achse und die $e_{\varphi}^{\rightarrow}$ -Achse, die im Folgenden beschrieben werden. Die Angabe aller fehlerhaften Ausrichtungen erfolgt für den Fall $\Theta = 0^{\circ}$ und $\varphi = 0^{\circ}$ (siehe Abbildung 4.1).

Abstand zwischen Antastpunkt und Drehtisch-Achse

Der Abstand in orthogonaler Richtung zwischen dem Antastpunkt des Sensors und der Drehtisch-Drehachse e_{Θ}^{\rightarrow} wird als Exzentrizität E_D bezeichnet. Die Exzentrizitäten E_{Dx} in e_x^{\rightarrow} -Richtung und E_{Dy} in e_y^{\rightarrow} -Richtung führen in Abhängigkeit des Drehwinkels Θ zu einer systematischen Bewegung des Antastpunktes. Diese systematischen Bewegungen führen zu einer veränderten Position x_D , y_D und werden durch folgenden Zusammenhang beschrieben:

$$\begin{aligned}x_D &= E_{Dx} \cos(\Theta) + E_{Dy} \sin(\Theta) \\y_D &= E_{Dx} \sin(\Theta) + E_{Dy} \cos(\Theta)\end{aligned}\tag{4.1}$$

In Abbildung 4.1 links ist die Position des Antastpunktes x_D für eine Exzentrizität E_{Dx} für $\Theta = 180^{\circ}$ dargestellt.

Abstand zwischen Antastpunkt und Goniometer-Drehachse

Analog zu der Beschreibung für die Exzentrizität zwischen Drehtischachse und Antastpunkt kommt es aufgrund der Exzentrizität zwischen Goniometer-Drehachse und Antastpunkt ebenfalls zu einer systematischen Bewegung, jedoch in Abhängigkeit des Winkels φ . Dabei ist E_{Gx}

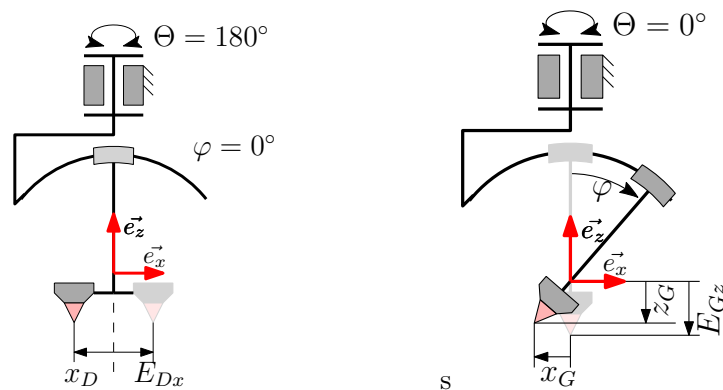


Abb. 4.1: **Links:** Darstellung der Positionen x_D des Antastpunktes infolge der Exzentrizität E_{Dx} zwischen der Drehtisch-Drehachse und dem Antastpunkt für $\Theta = 180^\circ$. **Rechts:** Darstellung der Positionen x_G und z_G des Antastpunktes infolge einer Exzentrizität E_{Gz} zwischen der Goniometer-Drehachse und dem Antastpunkt des Sensors für $\varphi = 30^\circ$.

die Exzentrizität in \vec{e}_x -Richtung und E_{Gz} die Exzentrizität in \vec{e}_z -Richtung. Es gilt für die Position des Antastpunktes x_G und z_G :

$$\begin{aligned} x_G &= E_{Gx} \cos(\varphi) + E_{Gz} \sin(\varphi) \\ z_G &= E_{Gx} \sin(\varphi) + E_{Gz} \cos(\varphi) \end{aligned} \quad (4.2)$$

Die Position des Antastpunktes x_G und z_G ist für den Fall einer Exzentrizität E_{Gz} in Abbildung 4.1 rechts dargestellt.

Abstand zwischen Goniometer-Drehachse und Drehtisch-Drehachse

Der Abstand zwischen der Goniometer-Drehachse und der Drehtisch-Drehachse erzeugt per se keine eindeutig zuordenbare systematische Positionsabweichung. Jedoch kann bei einem Abstand zwischen den beiden Achsen der Antastpunkt nicht gleichzeitig auf beiden Achsen liegen. Es entsteht also immer eine Exzentrizität zur Goniometer-Drehachse oder zur Drehtisch-Drehachse.

4.1.2 Abstand zum Mittelpunkt der Referenzhemisphäre

Neben den beschriebenen Abweichungen des Antastpunktes kommt es zu weiteren Einflüssen durch die nicht konzentrische Anordnung der Drehachsen zum Kugelmittelpunkt der Referenzhemisphäre. Es gibt dabei Abweichungen, die vom Referenzmesssystem nicht erfasst werden, und Abweichungen, die vom Referenzmesssystem fälschlicherweise als Bewegung des Antastpunktes erfasst werden. Diese werden im Folgenden beschrieben.

Abstand zwischen Drehachsen und Kugelmittelpunkt

In Abbildung 4.2 links ist ein zweidimensionales Beispiel für den Fall einer Exzentrizität E_{DRx} der Drehtisch-Drehachse zum Kugelmittelpunkt der Referenzhemisphäre dargestellt. Hierbei kommt es allerdings nicht zu einer tatsächlichen Verschiebung des Antastpunktes, sondern nur zu einer *scheinbaren* Verschiebung, die das Referenzmesssystem in Folge der

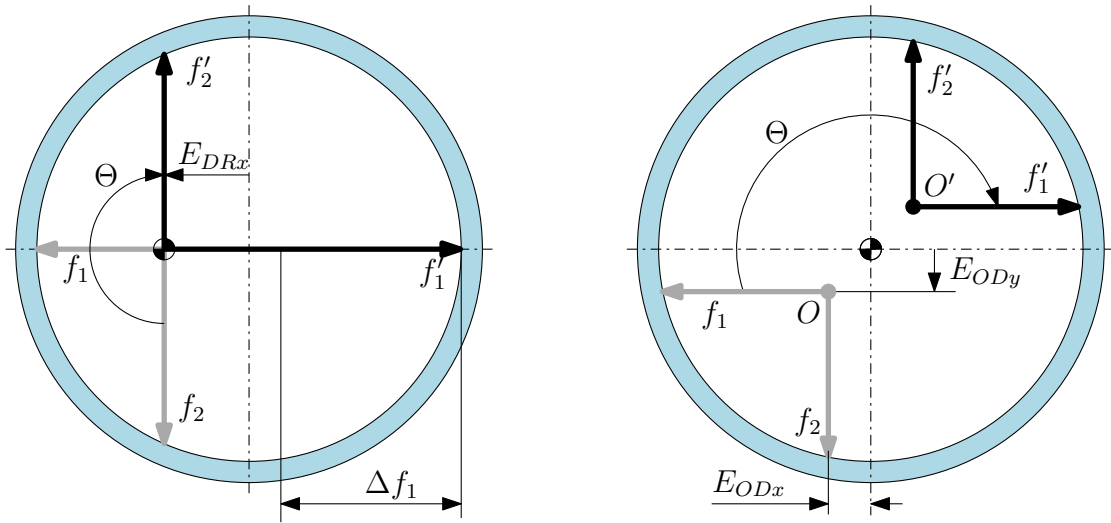


Abb. 4.2: **Links:** Darstellung der Änderung des Abstandes $\Delta f_1 = f'_1 - f_1$ zwischen dem Referenzmesssystem und der Referenzhemisphäre bei einer Drehung um $\Theta = 180^\circ$ bei einer nicht auf den Kugelmittelpunkt ausgerichteten Drehtisch-Drehachse mit einer Exzentrizität E_{DRx} . **Rechts:** Exzentrizitäten E_{ODx} und E_{ODy} zwischen dem Ursprung des Referenzmesssystems O und der Drehtisch-Drehachse führen zu keiner Änderung der Abstände zur Referenzhemisphäre $\Delta f_1 = f_1 - f'_1 = 0$ und $\Delta f_2 = f_2 - f'_2 = 0$.

Rotation misst. Liegt der Antastpunkt genau auf den beiden Drehachsen, erfährt er keine Verlagerung durch die Rotation, aber die gemessene Längenänderung $\Delta f_1 = f'_1 - f_1$ zwischen Abstandssensor in \vec{F}_1 -Richtung und der Referenzhemisphäre wird als *scheinbare* Verschiebung interpretiert. Unter der Annahme eines idealen Referenzmesssystems mit einer idealen Kugelform ergeben sich die gleichen mathematischen Zusammenhänge für die ermittelte *scheinbare* Verschiebung des Antastpunktes wie für die Verschiebung des Antastpunktes bei einem Abstand zwischen Antastpunkt und Goniometer- bzw. Drehtisch-Drehachse (vergleiche Gleichung (4.1)).

Für eine Exzentrizität zwischen Drehtisch-Drehachse und Kugelmittelpunkt der Referenzhemisphäre E_{DRx} in \vec{e}_x -Richtung bzw. E_{DRy} in \vec{e}_y -Richtung folgt für die Position des Antastpunktes relativ zu dem Schnittpunkt Drehachse:

$$\begin{aligned} x_{DR}(\Theta) &= E_{DRx} \cos(\Theta) + E_{DRy} \sin(\Theta) \\ y_{DR}(\Theta) &= E_{DRx} \sin(\Theta) + E_{DRy} \cos(\Theta) \end{aligned} \quad (4.3)$$

Bei dem in Abbildung 4.2 dargestellten Beispiel mit einer Rotation von $\Theta = 180^\circ$ ergibt sich die gemessene Verschiebung Δf_1 zu:

$$\Delta f_1 = x_{DR}(\Theta = 180^\circ) - x_{DR}(\Theta = 0^\circ) = -2 E_{DRx} \quad (4.4)$$

Es resultiert daraus eine *scheinbare* Verschiebung von $-2 E_{DRx}$ entlang der f'_1 -Richtung.

Abstand zwischen dem Referenzmesssystem und den Drehachsen

Zwischen dem Ursprung O des $\langle \vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3 \rangle$ Koordinatensystems des Referenzmesssystems und der Goniometer- bzw. Drehtisch-Drehachse gibt es einen durch Fertigungsabweichungen

verursachten Abstand. Bei einem ansonsten idealen System kommt es bei der Rotation zu keiner tatsächlichen und keiner scheinbaren Verschiebung des Antastpunktes. In Abbildung 4.2 ist ein zweidimensionales Beispiel dargestellt. Der Ursprung des Referenzmesssystems O weist einen Abstand E_{DOx} in \vec{e}_x -Richtung und E_{ODy} in \vec{e}_y -Richtung zur Drehtisch-Drehachse auf. Bei einer Rotation um den Winkel Θ gilt: $\Delta f_1 = f_1 - f'_1 = 0$ und $\Delta f_2 = f_2 - f'_2 = 0$.

Bemerkungen Längenmessabweichungen, die aus dieser unbekanntem Orthogonalitätsabweichung des Koordinatensystems des Referenzmesssystems herrühren, werden in Kapitel 7 diskutiert.

4.1.3 Übersprechen

Bei einer auftretenden Verlagerung des Antastpunktes erfassen die Abstandssensoren des Referenzmesssystems zusätzlich zur eigentlichen Translation ein Übersprechen der sphärischen Referenzfläche auf das Messsignal. Abbildung 4.3 zeigt den zweidimensionalen Fall des Übersprechens bei einer reinen Translation \vec{R} entlang der \vec{F}_1 -Richtung vom Punkt P_1 in den Punkt P_2 . Dabei sind f_{11} und f_{21} die gemessenen Abstände zur Referenzhemisphäre im Punkt P_1 und f_{12} und f_{22} die gemessenen Abstände zur Referenzhemisphäre im Punkt P_2 und Δf_2 ist das Übersprechen der Kugelform auf das Abstandssignal. Für das hier gezeigte Beispiel ist die Längenmessung entlang der Verschieberichtung \vec{R} frei von einem Übersprechen $\Delta f_1 = 0$. Abbildung 4.3 zeigt die berechnete Differenz ΔL zwischen der gemessenen Verschiebung $\vec{V} = (f_1, f_2, f_3)$ und der tatsächlichen zu messenden Verschiebung \vec{R} .

$$\Delta L = |\vec{V}| - |\vec{R}| \quad (4.5)$$

Bereits für eine kleine, tatsächliche Verschiebung \vec{R} von $100 \mu\text{m}$ liegt die Abweichung in einer Größenordnung von 10 nm (vergleiche Abbildung 4.3). Daher muss das auftretende Übersprechen korrigiert werden.

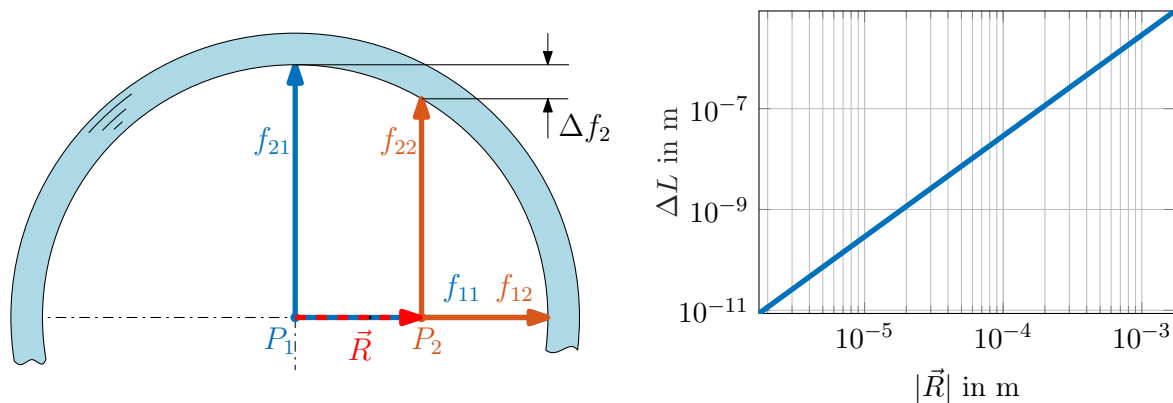


Abb. 4.3: **Links:** 2D-Darstellung des Übersprechens der Kugelform der Referenzhemisphäre auf das Abstandssignal bei einer Bewegung um \vec{R} von der Position P_1 nach P_2 . **Rechts:** Differenz ΔL zwischen der tatsächlichen Verschiebung $|\vec{R}|$ und der ohne Korrektur des Übersprechens gemessenen Verschiebung $|\vec{V}|$.

Mathematische Beschreibung

Die mathematische Beschreibung des Übersprechens und der notwendigen Korrektur erfolgt in kartesischen Koordinaten (x, y, z) . Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird für den rotationssymmetrischen Aufbau eine Verschiebung in $\vec{R} = (x, y)$ mit $x = y$ vom Punkt P_1 in den Punkt P_2 angenommen. Dabei sind L_x und L_y die gemessenen Abstandsänderungen zur Referenzhemisphäre und Δx und Δy das Übersprechen. In Abbildung 4.4 ist dieser zweidimensionale Fall dargestellt.

Im 2D-Fall können zwei Gleichungen für die Verschiebung in \vec{e}_x - und \vec{e}_y -Richtung aufgestellt werden:

$$\begin{aligned} x &= L_x - \Delta_x \\ y &= L_y - \Delta_y \end{aligned} \quad (4.6)$$

Mit der Kreisgleichung

$$r^2 = x^2 + y^2 \quad (4.7)$$

zur Beschreibung der idealen Referenzhemisphäre im zweidimensionalen Fall ergibt sich für Δx und Δy :

$$\begin{aligned} \Delta_x &= r - \sqrt{r^2 - L_y^2} \\ \Delta_y &= r - \sqrt{r^2 - L_x^2} \end{aligned} \quad (4.8)$$

Daraus folgt ein nichtlineares, inhomogenes Gleichungssystem mit zwei Unbekannten x und y .

$$\begin{aligned} 0 &= x - L_x + \left(r - \sqrt{r^2 - y^2} \right) \\ 0 &= y - L_y + \left(r - \sqrt{r^2 - x^2} \right) \end{aligned} \quad (4.9)$$

Die so aufgestellten Gleichungen für den zweidimensionalen Fall können analog für den 3D-Fall

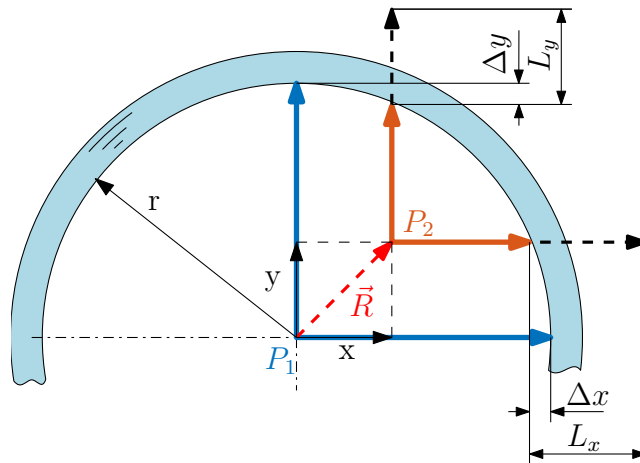


Abb. 4.4: Zweidimensionale Darstellung des Übersprechens Δx und Δy der Form der Referenzhemisphäre auf die Längenmesswerte L_x und L_y bei einer Verschiebung \vec{R} .

erweitert werden. Mit der Kugelgleichung $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ folgt für den 3D-Fall:

$$\begin{aligned} 0 &= x - L_x + \left(r - \sqrt{r^2 - y^2 - z^2} \right) \\ 0 &= y - L_y + \left(r - \sqrt{r^2 - x^2 - z^2} \right) \\ 0 &= z - L_z + \left(r - \sqrt{r^2 - x^2 - y^2} \right) \end{aligned} \quad (4.10)$$

Das nichtlineare, inhomogene Gleichungssystem muss gelöst werden, um aus den gemessenen Verschiebungen L_x , L_y und L_z den tatsächlichen Verschiebungsvektor zu bestimmen. Für ein solches Gleichungssystem gibt es keine geschlossene Lösungstheorie.

Lösung des GLS

Das Gleichungssystem aus Gleichung 4.10 kann auch in drei Funktionalzusammenhänge umgeschrieben werden. Mit Hilfe eines Taylorpolynoms können n-mal stetig differenzierbare Funktionen in einem Arbeitspunkt a durch ein Polynom n-ten Grades angenähert werden. Eine Linearisierung des Gleichungssystems liefert ein lineares, homogenes Gleichungssystem, das direkt gelöst werden kann. Für Funktionen in Abhängigkeit von mehreren Variablen kann die Taylorentwicklung sinngemäß mehrdimensional erweitert werden. Für eine Linearisierung wird die Entwicklung nach dem linearen Glied abgebrochen. Es folgt daher für den dreidimensionalen Fall und für den Abbruch nach dem linearen Glied:

$$T_1(f(x, y, z)) = f(x_0, y_0, z_0) 1 + \frac{\partial f}{\partial x}(x - x_0)^1 + \frac{\partial f}{\partial y}(y - y_0)^1 + \frac{\partial f}{\partial z}(z - z_0)^1 \quad (4.11)$$

Als Entwicklungspunkt wählt man die gemessenen Längenmesswerte $x_0 = L_x$, $y_0 = L_y$ und $z_0 = L_z$ -Richtung. Es folgt also für die Funktion:

$$\begin{aligned} T_1 [L_x(x, y, z)] &= L_x(x_0, y_0, z_0) 1 + \frac{\partial L_x}{\partial x}(x - x_0)^1 + \frac{\partial L_x}{\partial y}(y - y_0)^1 + \frac{\partial L_x}{\partial z}(z - z_0)^1 \\ T_1 [L_y(x, y, z)] &= L_y(x_0, y_0, z_0) 1 + \frac{\partial L_y}{\partial x}(x - x_0)^1 + \frac{\partial L_y}{\partial y}(y - y_0)^1 + \frac{\partial L_y}{\partial z}(z - z_0)^1 \\ T_1 [L_z(x, y, z)] &= L_z(x_0, y_0, z_0) 1 + \frac{\partial L_z}{\partial x}(x - x_0)^1 + \frac{\partial L_z}{\partial y}(y - y_0)^1 + \frac{\partial L_z}{\partial z}(z - z_0)^1 \end{aligned} \quad (4.12)$$

Setzt man nun die Entwicklungsstelle für x , y , und z ein, erhält man nur die Glieder 0. Ordnung. Das entspricht einem direkten Einsetzen des Entwicklungspunktes in das Gleichungssystem. Der Verlauf der mittels Taylorapproximation korrigierten Positionswerte ist in Abbildung 4.5 dargestellt

Alternativ kann das nichtlineare Gleichungssystem auch mit einem numerischen Verfahren iterativ gelöst werden. Hier wird das in Matlab implementierte *trust region*-Verfahren der Funktion *fsolve* genutzt.

Vergleich der Lösungen

Um die Lösungen untereinander zu vergleichen, werden die Längenmesswerte L_x , L_y und L_z in einer Simulation für verschiedene Verschiebungen \vec{R} berechnet und mit Hilfe der oben beschriebenen Verfahren wird die Verschiebung $\vec{V} = (x, y, z)$ bestimmt. Die Längenmesswerte können durch die Berechnung des Schnittpunktes zwischen \vec{e}_x - bzw. \vec{e}_y -Messrichtung mit der

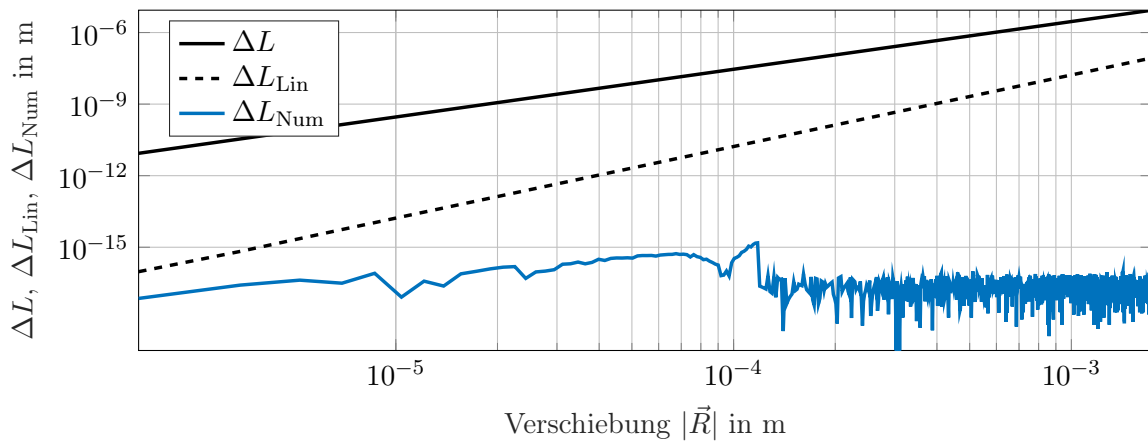


Abb. 4.5: Darstellung der Differenzen ΔL , ΔL_{Lin} und ΔL_{Num} zwischen der Länge der tatsächlichen Verschiebung $|\vec{R}|$ und den berechneten Verschiebungen $|\vec{V}|$.

idealen Kugelfläche bestimmt werden. Als Verschiebungen werden Vektoren $\vec{R} = (x, y, z)$ mit $x = y = z$ der Länge 0 bis 2 mm erzeugt. Zum Vergleich der Lösung wird die Differenz der Längen ΔL zwischen dem erzeugten Vektor \vec{R} und der bestimmten Verschiebung \vec{V} berechnet. Dabei ist ΔL_{Lin} die mittels Taylor-Linearisierung ermittelte Verschiebung und ΔL_{Num} die numerisch bestimmte Verschiebung.

$$\begin{aligned}\Delta L &= |\vec{R}| - |\vec{V}| \\ \Delta L_{\text{Lin}} &= |\vec{R}| - |\vec{V}_{\text{Lin}}| \\ \Delta L_{\text{Num}} &= |\vec{R}| - |\vec{V}_{\text{Num}}|\end{aligned}\tag{4.13}$$

In Abbildung 4.5 ist der Verlauf der Differenzen ΔL , ΔL_{Lin} und ΔL_{Num} in Abhängigkeit der Länge der Verschiebung $|\vec{R}|$ dargestellt. Die linearisierte Methode liefert eine deutliche Reduktion der Abweichung, die durch das Übersprechen entstehen, im Vergleich zu den unkorrigierten Werten. Für steigende Verschiebungen nähern sich die beiden Kurven an. Für die zu erwartenden Verschiebungen im tatsächlichen Referenzmesssystem, kleiner als 100 μm , liegen die Abweichungen durch das Übersprechen bei der Ermittlung mit der linearen Methode unter $1 \cdot 10^{-11}$ m und sind für die praktische Anwendung so vernachlässigbar. Mit der numerischen Lösung des nichtlinearen Gleichungssystems können die Abweichungen bis zur numerischen Grenze von $1 \cdot 10^{-16}$ bestimmt werden. Dabei steigt der Rechenaufwand jedoch im Vergleich deutlich an.

4.2 Externe Kalibrierung

Wie bereits beschrieben, müssen die Formabweichungen der Referenzhemisphäre bestimmt werden. Grundsätzlich ist dazu, je nach Anforderungen an die Genauigkeit, die Anwendung aller im Stand der Technik beschriebenen Verfahren möglich, sofern das Messvolumen nicht überschritten wird. Bei einer Kalibrierung ist darauf zu achten, dass die Einbaulage und die Lagerung bzw. Fassung dem späteren Anwendungsfall entsprechen. Zusätzlich müssen die Änderungen in den Umgebungsbedingungen zwischen dem Kalibrieraufbau und dem realen

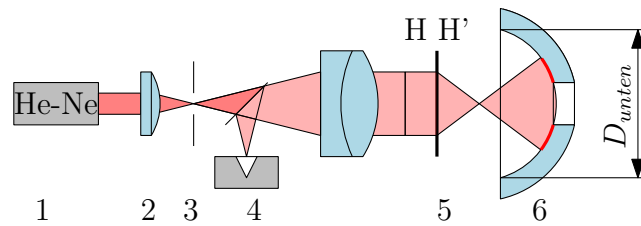


Abb. 4.6: Fizeau-Interferometer zur Kalibrierung der hemisphärischen Referenzfläche. **1** Lichtquelle; **2** Fokussierlinse; **3** Blende; **4** Detektor; **5** Transmissionssphäre $k = 0,65$; **6** Referenzhemisphäre.

Einsatzort beachtet werden. Aufgrund der geometrischen Gegebenheiten kann die Referenzhemisphäre auf einem Nano-Koordinatenmessgerät nicht in Einbaulage vermessen werden, da die Koordinatenmessgeräte auf der nicht zugänglichen Innenseite in Einbaulage (von unten) nicht messen können. Daher sind die Nano-Koordinatenmessgeräte für die höchsten Genauigkeitsanforderungen nicht zu verwenden.

Zur Charakterisierung der Referenzhemisphäre ist beispielsweise ein Fizeau-Interferometer mit sphärischer Transmissionssphäre oder ein Twyman-Green-Interferometer mit entsprechender Optik (vergleiche Kapitel 2) geeignet. Aufgrund des flexiblen optischen Aufbaus kann die Einbausituation der Referenzhemisphäre bei der Messung mit geringem Aufwand nachgebildet werden. Für die Auswahl der entsprechenden Referenzoptik ist die Blendenzahl k bzw. der Quotient aus Brennweite und Apertur der Referenzfläche zu berücksichtigen. Diese kann aus der Brennweite f bzw. dem Radius r und dem freien Durchmesser (D_{unten} siehe Abbildung 4.6) berechnet werden [46].

$$k = \frac{f}{D_{\text{unten}}} = \frac{r}{D_{\text{unten}}} = \frac{200 \text{ mm}}{380 \text{ mm}} = 0,526 \quad (4.14)$$

Um die Topografieabweichungen der Referenzhemisphäre in einer einzelnen Messung untersuchen zu können, muss die Transmissionssphäre eine Blendenzahl von höchstens $k_{\text{soll}} = 0,526$ oder kleiner aufweisen. Kommerziell sind Transmissionssphären mit einer Blendenzahl von minimal $k = 0,65$ verfügbar. Mit einer solchen Transmissionssphäre kann nach obiger Gleichung nur ein Durchmesser von 307 mm der Referenzhemisphäre vermessen werden. Dies entspricht einer Fläche von 30,1 % der Referenzhemisphärenoberfläche (vergleiche Abbildung 4.6). Um die vollständige Formabweichung zu erfassen, muss die Referenzhemisphäre in mehrere Einzelmessungen verschiedener Ausschnitte der Referenzhemisphäre zerlegt werden und anschließend zu einer Gesamtabweichung zusammengesetzt werden (Stitching). Eine solche Messung ist grundsätzlich mit dem Subapertur-Stitching-Interferometer von QED (siehe Abschnitt 2.3) möglich. Aufgrund der Höhe der Referenzhemisphäre kommt es jedoch zu Problemen mit der Zugänglichkeit. Gleichzeitig kann die Referenzhemisphäre nicht in ihrer späteren Einbaulage vermessen werden.

Bei der interferometrischen Vermessung von sphärischen Flächen mit hohen numerischen Aperturen müssen die Foki der Transmissionssphäre und der zu untersuchenden Fläche bis auf wenige Mikrometer übereinstimmen [74, 104]. Diese Defokussierung kann mathematisch, je nach Stärke der Defokussierung, korrigiert werden. Somit steigen die Anforderungen an das

zum Stitching der Teilflächen angewandte Verfahren. Für die Messung von solchen Oberflächen wird eine automatische, mechanische Ausrichtung der Referenzfläche empfohlen [39].

4.3 In-situ-Kalibrierung

Um den technischen Aufwand einer externen Kalibrierung zu vermeiden, wird im Folgenden ein Verfahren zur in-situ-Kalibrierung der Referenzhemisphäre in der Einbausituation mit Hilfe der im System vorhandenen Messsysteme vorgestellt.

4.3.1 Versuchsaufbau

Für die in-situ-Kalibrierung wird die Spiegelecke aus der NMM-1 ausgebaut, sodass sich die Interferometerstrahlen der NMM-1 ungestört im Abbe-Punkt kreuzen können (siehe Abbildung 4.7). Zusätzlich wird der Sensor durch eine Kugellinse mit Brechzahl ($n = 2$) ersetzt. Dabei ist der Mittelpunkt der Kugellinse ebenfalls im Abbe-Punkt. Durch diese Anordnung bleibt die Kugellinse bei der Bewegung des Rotationssystems stets im Kreuzungspunkt der x -, y - und z -Interferometer und erfährt bei einer idealen Rotation keine Verschiebung. Die Kugellinse dient dabei als Retroreflektor für die sich im Abbe-Punkt kreuzenden Interferometer der NMM-1. So werden deren Messstrahlen in sich reflektiert. Da die Kugellinse starr mit dem Interferometerträger des Referenzmesssystems verbunden ist, wird so die Verschiebung des Interferometerträgers bei der Rotation ermittelt. Gleichzeitig erfassen die Fabry-Pérot-Interferometer die Abstandsänderung zu der Referenzhemisphäre. Durch Differenzbildung zwischen der tatsächlichen Bewegung des Interferometerträgers, gemessen an der Kugellinse, und dem Abstand durch die Fabry-Pérot-Interferometer kann die Formabweichung der Referenzhemisphäre bestimmt werden.

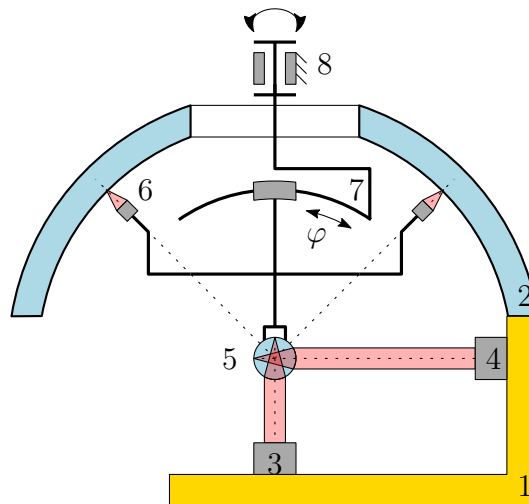


Abb. 4.7: Aufbau zur in-situ-Kalibrierung der Referenzhemisphäre mit Hilfe der im erweiterten Prototypen-Aufbau vorhandenen Sensoren. **1** NMM-1 ohne Spiegelecke; **2** Referenzhemisphäre; **3** z -Interferometer; **4** x -Interferometer; **5** Kugelreflektor; **6** Fabry-Pérot-Interferometer; **7** Goniometer; **8** Drehtisch.

Vergleichbare Messungen wurden mit einer unverspiegelten Kugellinse und einer interferometrischen Messrichtung in Takatsuji et. al. [113] demonstriert. Darüber hinaus ermöglicht die direkte Messung der Verschiebung über einen solchen Kugelreflektor eine Beurteilung der Eigenschaften der verwendeten mechanischen Rotationspositionierer und hilft so den Funktionsnachweis des Referenzmesssystems zu führen.

4.3.2 Kugelreflektor für Planspiegelinterferometer

In der NMM-1 kommen zur Positionsbestimmung der Spiegelecke und damit auch zur Positionsbestimmung an dem Kugelreflektor Planspiegelinterferometer mit polarisationsoptischer Vor- und Rückwärtszählung zum Einsatz [53]. Die Funktionsweise wird in [14, 15] näher beschrieben. Im Folgenden werden die Funktionsweise und die optischen Eigenschaften einer solchen Kugellinse beschrieben und im Anschluss die Auswirkungen bei der Verwendung als Messspiegel von Planspiegelinterferometern näher untersucht.

Kugelreflektor

Eine Kugellinse mit der Brechzahl $n = 2$ kann als Retroreflektor genutzt werden, der einen einfallenden Lichtstrahl in sich selbst reflektiert. Für die Brennweite f' in Abhängigkeit der Brechzahl n und dem Radius r der Kugellinse gilt näherungsweise im paraxialen Gebiet:

$$f' = \frac{n}{n-1} \cdot \frac{r}{2} \quad \text{mit } n = 2 \quad \rightarrow f' = r \quad (4.15)$$

Der einfallende parallele Laserstrahl wird so auf die Rückseite der Kugellinse fokussiert (siehe Abbildung 4.8). An dieser Grenzfläche tritt ein Großteil des Lichtes aus der Kugellinse aus und kann zur Interferometrie nicht mehr genutzt werden. Ein kleinerer Teil wird an der Grenzfläche reflektiert und gelangt so zurück in das Interferometer. Speziell für den Einsatz als Retroreflektor für He-Ne-Laser mit einer Wellenlänge von 632,8 nm gibt es Kugellinsen aus einem Glas von Ohara (S-LAH79), das bei genau dieser Wellenlänge eine Brechzahl von $n = 1.99613$ aufweist. Die Transmission liegt bei 99 % und der lineare thermische Ausdehnungskoeffizient bei $\alpha_T = 6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [77].

Der Reflexionsgrad R an einer Grenzfläche zwischen zwei Medien mit unterschiedlichem Brechungsindex kann über die vereinfachte Fresnellsche Formel direkt berechnet werden [64]:

$$R = \left\| \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right\|^2 \quad \rightarrow \quad R = 11,1 \% \quad (4.16)$$

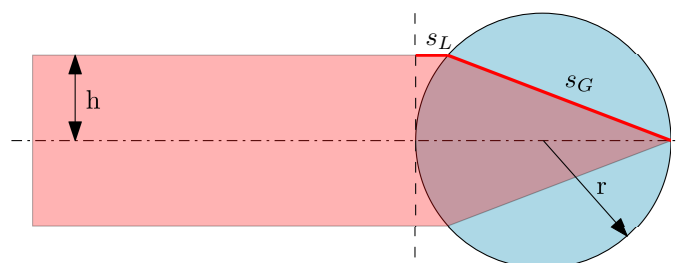


Abb. 4.8: Strahlengang an einer Kugellinse mit Brechzahl $n=2$ in der Verwendung als Retroreflektor. Mit dem Radius r , Glasweg s_G , Luftweg und s_L .

Unter Vernachlässigung der Absorptionsverluste in der Kugellinse ergibt sich folglich für die gesamte Reflektivität R_{ges} :

$$R_{\text{ges}} = R (1 - R)^2 = 8,7\% \quad (4.17)$$

Bei der Anwendung als Retroreflektor für nur eine Messrichtung kann die Kugellinse halbseitig verspiegelt werden, um den Reflektionsgrad zu erhöhen. Um die Kugellinse jedoch aus allen Richtungen im vollständigen Bewegungsbereich des Rotationssystems als Retroreflektor zu verwenden, kann die Kugel nicht einseitig verspiegelt werden. Alternativ könnte die gesamte Reflektivität R_{ges} auf maximal 14,8 % erhöht werden, indem die Kugel so beschichtet wird, dass die Reflektivität an den Grenzflächen 33 % beträgt.

Interferenzkontrast

Aufgrund der geringen Intensität des zurückkommenden Lichtes von 8,7 % ist der Interferenzkontrast C selbst unter sonst optimalen Bedingungen negativ beeinflusst. Dieser wird aus der maximal auftretenden Intensität I_{max} und der minimal auftretenden Intensität I_{min} im Interferenzmuster berechnet.

$$C = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}} \quad (4.18)$$

Die Intensität des Interferenzmusters bei der Überlagerung von zwei ebenen, parallelen Wellenfronten verschiedener Intensitäten I_1 und I_2 in Abhängigkeit der Phasenlage Ψ ergibt sich zu:

$$I_{\text{res}} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\Psi) \quad (4.19)$$

Für $\Psi = 0^\circ$ ergibt sich die maximale Intensität I_{max} und für $\Psi = 180^\circ$ die minimale Intensität I_{min} . Mit $I_1 = 1$ und $I_2 = 0,087$ folgt für den Interferenzkontrast:

$$C = 54,3\% \quad (4.20)$$

Aufgrund der Regelung der Signalstärke bei den verwendeten Planspiegelinterferometern können diese bei einem Interferenzkontrast von $C = 54,3\%$ uneingeschränkt eingesetzt werden.

Gangunterschied

Mit zunehmendem Abstand zur optischen Achse h legen die Teilstrahlen einen unterschiedlichen Weg in der Luft und im Glas zurück. Aufgrund der unterschiedlichen Brechzahl in den beiden Medien kommt es zu einem Gangunterschied. Für die Strecke in Luft s_L gilt (siehe Abbildung 4.8):

$$s_L = r - \sqrt{r^2 - h^2} \quad (4.21)$$

Analog dazu ergibt sich für den Glasweg s_G :

$$s_G = \sqrt{h^2 + \left(r + \sqrt{r^2 - h^2}\right)^2} \quad (4.22)$$

Es folgt für den Gangunterschied in Abhängigkeit des Abstandes zur optischen Achse h :

$$\Delta L(h) = 2(n_2 s_G + n_1 s_L) \quad (4.23)$$

Mit der Luftbrechzahl von $n_1 = n_{\text{Luft}} = 1,003$ ergibt sich der in Abbildung 4.9 dargestellte Gangunterschied in Abhängigkeit des radialen Abstandes zur optischen Achse h für einen

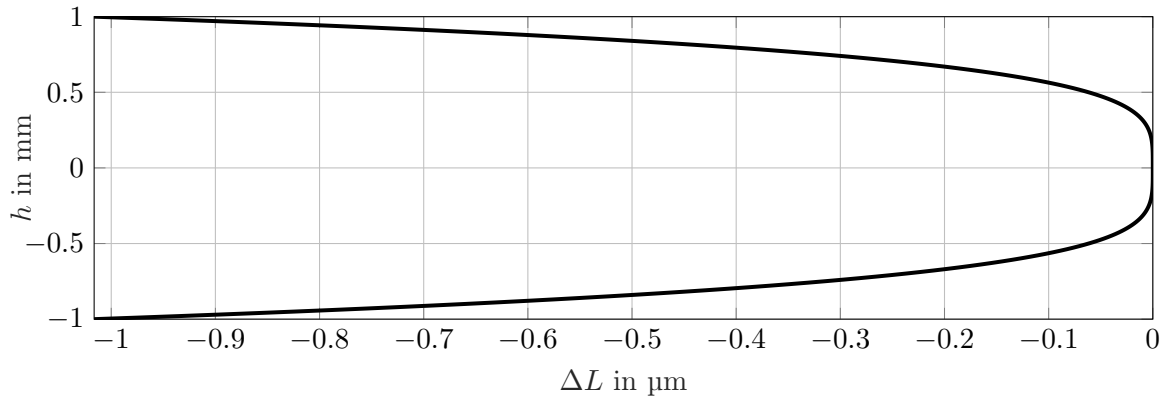


Abb. 4.9: Optischer Gangunterschied ΔL eines Strahls nach der Reflektion in einer Kugellinse der Brechzahl $n = 2$ mit dem Durchmesser 8 mm in Abhängigkeit des Abstandes zur optischen Achse h .

Kugeldurchmesser von 8 mm. Im paraxialen Gebiet bis zu einem Abstand von $h = 0,2$ mm beträgt der Gangunterschied weniger als 10 nm und steigt danach stark an.

Die vorausgegangenen Betrachtungen zeigen, dass die von der Kugellinse reflektierte Wellenfront keine ebene Welle ist. Diese verzerrte Wellenfront beeinflusst den Interferenzkontrast. Die Ermittlung der Intensität erfolgt technisch durch Photoempfänger im Interferenzmuster. Dabei wird die Intensität über die vollständige photosensitive Fläche der Empfänger integriert. Bei parallelen, ebenen Wellenfronten hat die Interferenzerscheinung über die ganze Fläche eine gleiche Intensität. Kommt es beim Planspiegelinterferometer zu einer Verkippung der Wellenfronten zueinander, entsteht ein Streifenmuster auf dem Photoempfänger. Liegen gleichzeitig ein Maximum und ein Minimum auf dem Empfänger vor, sinkt der Kontrast auf 0 und die Auswertung wird unmöglich. Um den Einfluss der Verkippung zu reduzieren, befindet sich vor der Auswerteeinheit der Planspiegelinterferometer eine Blende mit dem Durchmesser $D_B = 1$ mm. Mit Hilfe dieser Blende wird nur ein kleiner Bereich des entstehenden Interferenzmusters ausgewertet. Bei der Verwendung mit einem planen Reflektor kann so die Empfindlichkeit gegen Verkippung des Reflektorspiegels reduziert werden [14].

Aufgrund des Gangunterschiedes in der von der Kugellinse reflektierten Wellenfront ist die Intensitätsverteilung auf dem Photoempfänger nicht gleichmäßig. Der Gangunterschied ΔL kann mit der Wellenlänge direkt in die Phasenlage umgerechnet werden. Anhand von Gleichung 4.19 wird so direkt die Intensität der Interferenzerscheinung auf dem Photoempfänger berechnet. Es gilt für die Intensität in Abhängigkeit des Gangunterschiedes:

$$I_{\text{res}} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left(\Delta\Psi - \frac{2\Delta L}{\lambda}\right) \quad (4.24)$$

Um die maximale und minimale mittlere Intensität \bar{I}_{min} und \bar{I}_{max} auf dem durch die Blende abgeschatteten Photoempfänger zu bestimmen, wird über die mittlere Intensität über die freie Apertur der Blende integriert. In Abbildung 4.10 ist der Intensitätsverlauf an der Stelle der maximalen Intensität dargestellt. Zum Rand fällt die Intensität relativ um 0,3 % ab.

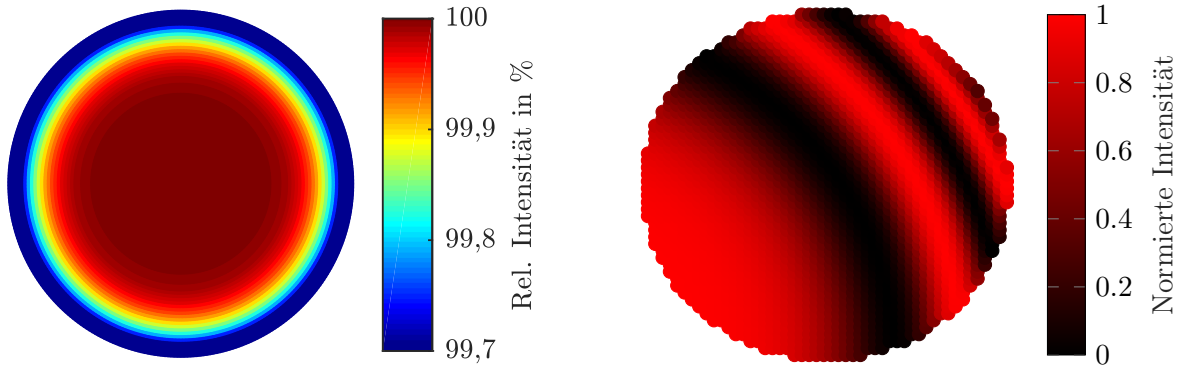


Abb. 4.10: **Links:** Durch eine Blende abgeschattete, relative Intensitätsverteilung im Maximum nach der Interferenz zwischen der ebenen Referenzwellenfront und der von der Kugellinse reflektierten, verzerrten Wellenfront auf dem Photoempfänger. **Rechts:** Intensitätsverteilung auf dem Photoempfänger bei einem Parallelversatz von $300\ \mu\text{m}$ in x -Richtung und $400\ \mu\text{m}$ in y -Richtung. Zur besseren Darstellung wurden die Intensitäten zu $I_1 = I_2 = 1$ gewählt.

Analog zu den Berechnungen für die ebene, parallele Wellenfront können die maximalen und minimalen mittleren Intensitäten für $\Delta\Psi = 0^\circ$ und $\Delta\Psi = 180^\circ$ ermittelt werden.

$$\begin{aligned}\bar{I}_{\max} &= \int_0^{2\pi} \int_0^{0,5\text{ mm}} I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left(0^\circ - \frac{2\Delta L}{\lambda}\right) drd\varphi \\ \bar{I}_{\min} &= \int_0^{2\pi} \int_0^{0,5\text{ mm}} I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left(180^\circ - \frac{2\Delta L}{\lambda}\right) drd\varphi\end{aligned}\quad (4.25)$$

Die numerische Integration liefert mit $I_1 = 1$ und $I_2 = 0,087\%$:

$$\begin{aligned}\bar{I}_{\max} &= 1,6752 \\ \bar{I}_{\min} &= 0,4988\end{aligned}\quad (4.26)$$

Daraus ergibt sich ein Interferenzkontrast von $C = 54,1\%$. Im Vergleich zu dem idealen Beispiel mit ebenen Wellenfronten ist der Einfluss durch die Krümmung der Wellenfront vernachlässigbar klein und beträgt $0,2\%$.

Einflüsse durch sphärische Aberrationen, die mit dem Abstand zur optischen Achse zunehmen, werden in der Betrachtung nicht berücksichtigt. Diese Aberrationen führen zu einer weiteren Veränderung der Wellenfront und beeinflussen den Interferenzkontrast negativ.

Parallelversatz

Neben dem Gangunterschied kommt es zusätzlich zu einem Parallelversatz des reflektierten Laserstrahls. Bei einer Verschiebung der Kugellinse in radialer Richtung um Δs kommt es zu einem Parallelversatz von $2\Delta s$ des reflektierten Strahls. Wird die radiale Verschiebung zu groß, gelangt kein Licht mehr zurück in die Photodetektoren des Interferometers und die

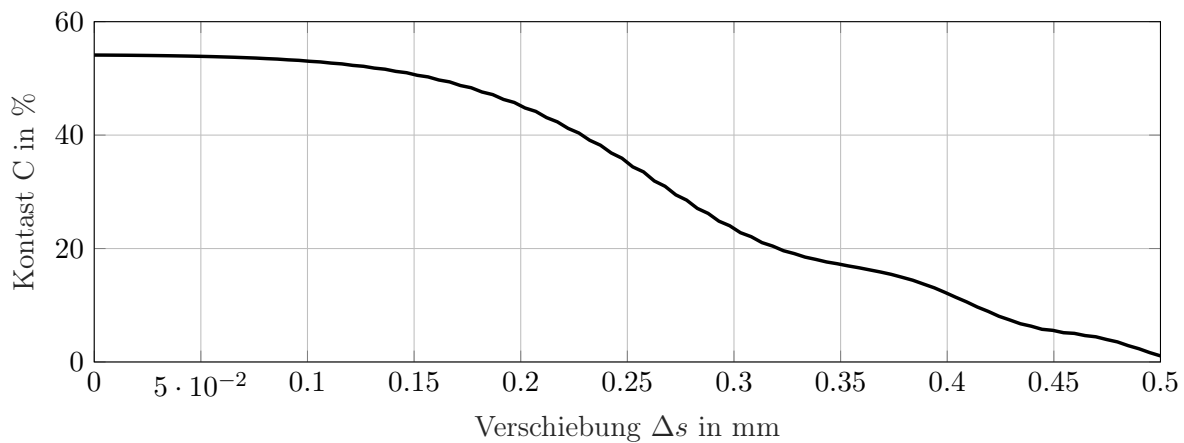


Abb. 4.11: Verlauf des Interferenzkontrasts C eines Planspiegelinterferometers in Abhängigkeit des Parallelversatzes einer $n = 2$ Kugellinse als Retroreflektor um Δs .

Auswertung wird unterbrochen. Bei einer Parallelverschiebung des in Abbildung 4.9 dargestellten Gangunterschiedes steigt der Einfluss auf den erreichbaren Interferenzkontrast. Um die Intensitätsverteilung hinter der Blende zu ermitteln, muss der in Gleichung (4.23) ermittelte Gangunterschied ΔL auf den dreidimensionalen Fall erweitert werden.

Die Oberfläche der Kugellinse mit dem Radius r wird über die Kugelgleichung beschrieben:

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2 \quad (4.27)$$

Dabei ist die z -Richtung entlang der Ausbreitungsrichtung des ursprünglichen Laserstrahls orientiert und x und y geben den Abstand zur optischen Achse an.

$$s_G = \sqrt{x^2 + y^2 + (z - z_0)^2} \quad \text{und} \quad s_L = r - \sqrt{r^2 - x^2 - y^2} \quad (4.28)$$

$$\Delta L(x, y) = 2 \cdot (s_L n_L + s_G + n_G) \quad (4.29)$$

Abbildung 4.10 rechts zeigt die Intensitätsverteilung auf dem Photoempfänger mit normierten Intensitäten bei einer Verschiebung von $300 \mu\text{m}$ in x -Richtung und $400 \mu\text{m}$ in y -Richtung. In Folge dieser Verschiebung kommt es zu einer starken Reduktion des Kontrasts auf $8,1\%$. In Abbildung 4.11 ist der Verlauf des Interferenzkontrasts in Abhängigkeit einer Verschiebung entlang der x -Achse dargestellt. Bei einer Verschiebung bis $100 \mu\text{m}$ bleibt der Kontrast auf einem Plateau auf ca. 54% . Es ist zu bemerken, dass der Kontrastverlauf ebenfalls von der Richtung der Verschiebung abhängig ist. Zusätzlich zu der Kontrastreduktion kommt es bei einer Veränderung der Wellenfront durch den Parallelversatz zu einer Längenmessabweichung. Für Parallelbewegungen kleiner als $100 \mu\text{m}$ sind diese Abweichungen vernachlässigbar.

Die theoretischen Betrachtungen zeigen, dass die Kugellinse zur Messung der erwarteten Bahnabweichungen ohne Einschränkungen genutzt werden kann. Erst bei größeren lateralen Abweichungen zur Messrichtung kommt es zu Beeinflussungen des Interferenzkontrasts und zu weiteren Längenmessabweichungen. In Kapitel 5 erfolgt die experimentelle Untersuchung der Eigenschaften eines solchen Kugelreflektors.

4.3.3 Fassung des Kugelreflektors

Da die Kugellinse für das in-situ-Kalibrierverfahren aus allen drei Raumrichtungen erfasst werden muss, sind die Möglichkeiten zur Fassung der Kugellinse beschränkt. Der Bewegungsbereich ist auf einen Neigungswinkel von 60° bzw. eine entsprechende Aktorstellung von $\pm 30^\circ$ beschränkt. So wird nur ein Teilausschnitt der Kugel für die interferometrische Messung genutzt, siehe Abbildung 4.12.

Die Kugellinse wird mit Epo-Tek 301 2-Komponenten Epoxidharz [26] mit dem Schaft aus Aluminium für die Vorversuche und dem Schaft aus Invar für den finalen Prototypen-Aufbau verbunden. Dabei erfolgt die Fixierung quasi punktförmig im Klebespalt. Die Aushärtung der Klebeverbindung erfolgt über eine Stunde bei 80°C . Um störende Rückreflexe von dem

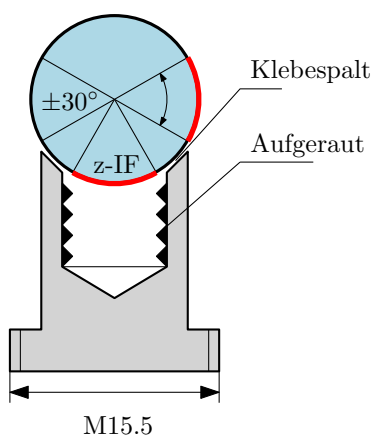


Abb. 4.12: **Links:** Prinzipdarstellung der Fassung der Kugellinse durch eine stoffschlüssige Klebeverbindung, zusammen mit den von den Interferometern überstrichenen Bereichen. **Rechts:** Evolutionsstufen der Entwicklung der Kugellinsenfassung mit drei Iterationen.

Kugelschaft selbst zu vermeiden, ist der untere Teil des Schaftes aufgeraut und schwarz lackiert. Die so gefasste Kugellinse wird mit einem x -, y -, z -Positioniersystem während des Justierprozesses ausgerichtet, daher gibt es keine erhöhten Anforderungen an die exakte Lage der Kugellinse nach dem Klebeprozess. In Abbildung 4.12 ist die iterative Entwicklung der Kugelfassung dargestellt.

4.3.4 Nutzung der Interferometersignale

Die Formabweichung der Referenzhemisphäre wird direkt aus den Signalen der NMM-1-Interferometer und den Signalen der Fabry-Pérot-Interferometer berechnet. Dabei sind die Messwerte f_1 , f_2 und f_3 die Verschiebungen entlang des $\langle \vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3 \rangle$ Koordinatensystems sowie x_N , y_N und z_N die gemessenen Verschiebungen des Kugelreflektors im Maschinenkoordinatensystem $\langle \vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z \rangle$. Aufgrund der Lage des $\langle \vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3 \rangle$ Koordinatensystems wird, wie in Abbildung 3.7 gezeigt, die Referenzhemisphäre vollständig von dem \vec{F}_2 - und dem \vec{F}_3 -Interferometer überstrichen. So ist zum Berechnen der Formabweichung prinzipiell nur eines der beiden Signale notwendig. Unter Zuhilfenahme der Koordinatentransformation von kartesischen

Koordinaten in Kugelkoordinaten kann aus dem \vec{F}_3 -Richtungsvektor die Abweichung von der Kugelform in den Kugelkoordinaten der Referenzhemisphäre $\langle \Theta_R, \phi_R, r_R \rangle$ bestimmt werden. Dabei entspricht die f_3 -Komponente direkt der radialen Abweichung. Der Richtungsvektor besteht aus drei Komponenten $\vec{F}_3 = (F_{3x}, F_{3y}, F_{3z})$.

$$\begin{aligned} \Delta r(\vec{F}_3) &= f_3 \\ \Theta_R(\vec{F}_3) &= \arccos\left(\frac{F_{3x}}{r_R}\right) \\ \varphi_R(\vec{F}_3) &= \begin{cases} \arctan\left(\frac{F_{3y}}{F_{3x}}\right) & , \text{ wenn } F_{3x} > 0, \\ \operatorname{sgn}(F_{3y}) \frac{\pi}{2} & , \text{ wenn } F_{3x} = 0, \\ \arctan\left(\frac{F_{3y}}{F_{3x}}\right) + \pi & , \text{ wenn } F_{3x} < 0 \wedge F_{3y} \geq 0, \\ \arctan\left(\frac{F_{3y}}{F_{3x}}\right) - \pi & , \text{ wenn } F_{3x} < 0 \wedge F_{3y} < 0, \end{cases} \end{aligned} \quad (4.30)$$

Die Gleichungen gelten analog für die \vec{F}_2 -Richtung. Zusätzlich müssen die durch die Interferometer der NMM-1 im Maschinenkoordinatensystem gemessenen Verschiebungen des Kugelreflektors in das $\langle \vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3 \rangle$ transformiert werden, um die gemessene tatsächliche Bahnabweichung zu korrigieren. Durch die Invertierung der Transformationsmatrix oder durch Projektion der Verschiebungen auf das Koordinatensystem der Fabry-Pérot-Interferometer können diese Korrekturen bestimmt werden. Die Projektion eines Vektors $\vec{a} = (a_1, a_2, a_3)$ auf einen Vektor \vec{b} wird mit dem Skalarprodukt berechnet. Für das Skalarprodukt wird das Symbol (\cdot) verwendet. In kartesischen Koordinaten ist das Skalarprodukt wie folgt definiert:

$$\vec{a} \cdot \vec{b} = a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_3 \quad (4.31)$$

Es ergibt sich die Formabweichung $\Delta r(\vec{F}_3)$ in \vec{F}_3 -Richtung:

$$\Delta r(\vec{F}_3) = f_3 - \left[x_N \vec{e}_x \cdot \vec{F}_3 + y_N \vec{e}_y \cdot \vec{F}_3 + z_N \vec{e}_z \cdot \vec{F}_3 \right] \quad (4.32)$$

Das Signal des F_2 -Interferometers liefert ebenfalls die vollständige, radiale Abweichung der Referenzhemisphäre.

$$\Delta r(\vec{F}_2) = f_2 - \left[x_N \vec{e}_x \cdot \vec{F}_2 + y_N \vec{e}_y \cdot \vec{F}_2 + z_N \vec{e}_z \cdot \vec{F}_2 \right] \quad (4.33)$$

4.3.5 Bestimmung der systematischen Abweichungen

Neben den gesuchten zufälligen und systematischen Bahnabweichungen der Rotationspositionierer ist die Positionsmessung x_N , y_N und z_N am Kugelreflektor von den in Abschnitt 4.1 dargestellten systematischen Abweichungen in Folge der Exzentrizitäten überlagert und kann so nicht direkt zur Korrektur der Oberflächentopologie der Referenzhemisphäre genutzt werden. Dabei entspricht der Mittelpunkt des Kugelreflektors dem in Abschnitt 4.1 beschriebenen Antastpunkt und erfährt die gleichen Abweichungen. Diese Abweichungen müssen bestimmt werden.

Exzentrizität zur Drehtisch-Drehachse

Im Kalibrieraufbau wird diese systematische Bewegung des Kugelreflektors sowohl vom x -Interferometer als auch von dem y -Interferometer in der \vec{e}_x - \vec{e}_y -Ebene erfasst. Die beiden

Interferometer messen die Exzentrizität mit einem Phasenversatz von 90° . Die Interferometer messen die gesamte Bahnabweichung wie in Gleichung (4.1) dargestellt. Durch einen Sinus-Fit der x - und y -Messwerte können die Amplitude A und die Phase ψ der summierten Exzentrizitäten bestimmt werden. Zur Korrektur der gemessenen Oberflächentopologie können die gemessenen x - und y -Werte abzüglich der ermittelten Amplitude und Phase der Sinusfunktion verwendet werden. Alternativ können durch Lösung des folgenden Gleichungssystems (vergleiche Gleichung (4.1)) die tatsächlichen Exzentrizitäten ermittelt werden.

$$\begin{aligned} A_x \sin(\Theta + \psi_x) &= E_{Dx} \cos(\Theta) + E_{Dy} \sin(\Theta) \\ A_y \sin(\Theta + \psi_y) &= E_{Dx} \sin(\Theta) + E_{Dy} \cos(\Theta) \end{aligned} \quad (4.34)$$

Exzentrizität zur Goniometer-Drehachse

Der Kugelreflektor weist zur Drehachse des Goniometers ebenfalls eine Exzentrizität, wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, auf. Dieser Abstand kann durch direktes Messen der Verschiebung des Kugelreflektors Δx und Δy bei einer definierten Verkippung $\Delta\varphi$ um die \vec{e}_φ -Drehachse aus der Ursprungslage heraus bestimmt werden. Es ist sinnvoll, die Drehachse \vec{e}_φ fluchtend zur \vec{e}_y -Achse auszurichten.

$$\begin{aligned} \Delta x &= E_{Gx} \cos(\Delta\varphi) + E_{Gz} \sin(\Delta\varphi) \\ \Delta y &= E_{Gx} \sin(\Delta\varphi) + E_{Gz} \cos(\Delta\varphi) \end{aligned} \quad (4.35)$$

Die Lösung dieses Gleichungssystems liefert die entsprechenden Exzentrizitäten.

Um die Genauigkeit der Bestimmung zu erhöhen, kann zur Bestimmung der Exzentrizität E_{Gx} und der Exzentrizität E_{Gz} das gleiche Verfahren wie bei der Bestimmung der Exzentrizität des Drehtisches angewandt werden. Nach der Bewegung des Goniometers um den Winkel φ_1 muss eine vollständige Rotation um die Drehtisch-Drehachse erfolgen. Diese Rotation liefert mit Hilfe eines Sinus-Fit die Amplitude A_1 . Mit Hilfe einer zweiten vollständigen Rotation um die Drehtisch-Drehachse bei einer anderen Winkelstellung des Goniometers kann eine zweite Gleichung ermittelt werden. Der Sinus-Fit liefert hier die Amplitude A_2 .

$$\begin{aligned} A_1 &= E_{Gz} \sin(\varphi_1) + E_{Gy} \cos(\varphi_1) \\ A_2 &= E_{Gz} \sin(\varphi_2) + E_{Gy} \cos(\varphi_2) \end{aligned} \quad (4.36)$$

Zur Korrektur muss die bereits bekannte Exzentrizität des Drehtisches (A_x und A_y) von der gemessenen Exzentrizität abgezogen werden. Das so entstandene Gleichungssystem erlaubt die direkte Berechnung der gesuchten Exzentrizitäten. Um die Exzentrizitäten möglichst ideal zu bestimmen, sollte die Änderung des Winkels φ maximal gewählt werden, da sonst die Einflüsse durch den Kosinus vergleichsweise klein sind. Dies gilt sowohl für die direkte als auch für die Bestimmung der Exzentrizitäten mittels Sinus-Fit.

Formabweichung des Kugelreflektors

Die Formabweichung des Kugelreflektors liefert ebenfalls einen Beitrag zur gemessenen Bahnabweichung und muss ermittelt werden. Entsprechend dem Datenblatt liegt die Abweichung zur idealen Sphäre bei $2\mu\text{m}$. Der Einfluss der Formabweichung auf die Eigenschaften als Retroreflektor müssen noch weiter untersucht werden. Daher findet die Formabweichung keine weitere Berücksichtigung im Kalibrierprozess.

4.4 Justage

Durch Fertigungsabweichungen und Toleranzketten werden die systematischen Abweichungen aus Abschnitt 4.1 hervorgerufen und verstärkt. Werden diese Abweichungen zu groß, können die beschriebenen Verfahren zur Bestimmung und Korrektur dieser Abweichungen nicht angewandt werden. Daher erfolgt die Ausrichtung der einzelnen Komponenten mit Hilfe verschiedener Justageelemente. Durch das Einbringen dieser Justagestellen sinken die Anforderungen an die Form und Lagetoleranzen im Kraft-Rahmen. Im Folgenden werden die Justageelemente beschrieben und anschließend eine systematische Justagestrategie vorgestellt. Die Grundlage für die Justage ist die Messung der Verschiebung des Antastpunktes an einem Kugelreflektor, wie in Abschnitt 4.2 beschrieben.

4.4.1 Justage Elemente

In Abbildung 4.13 sind die verschiedenen Justageelemente in einer schematischen, zweidimensionalen Darstellung abgebildet. Sensor, Goniometer und Drehtisch können mit dem 1. Stellelement gemeinsam in der e_z -Richtung verstellt werden. Das 2. Stellelement ist ein Kreuztisch, der eine Verschiebung in e_x -Richtung und e_y -Richtung ermöglicht. Dieser erlaubt die gemeinsame Verschiebung von Sensor, Goniometer und Drehtisch in e_x -Richtung und e_y -Richtung. Somit kann der Kreuzungspunkt der beiden Drehachsen in den Abbe-Punkt verschoben werden. Mit dem 3. Stellelement, das eine relative Verschiebung zwischen Drehtisch und Goniometer in e_x -Richtung und e_y -Richtung erlaubt, kann die Goniometer-Drehachse

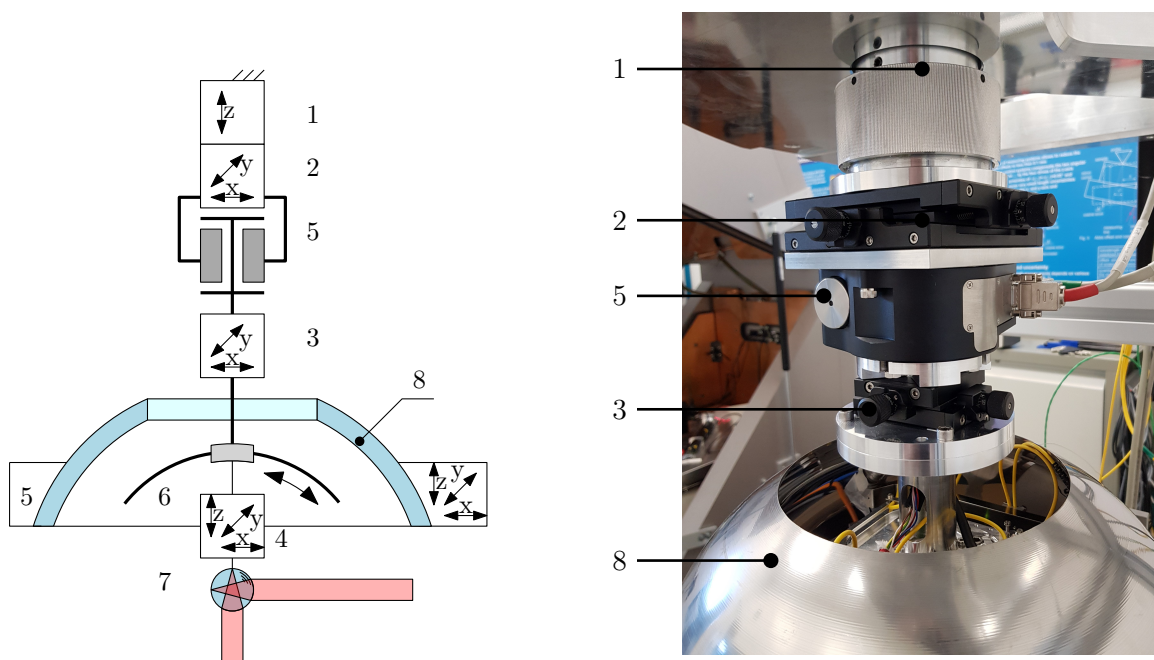


Abb. 4.13: **Links:** Schematische Darstellung der Justageelemente. **1** z -Versteller; **2** x - y -Kreuztisch; **3** x - y -Kreuztisch; **4** x - y - z -Positionierer; **5** Drehtisch; **6** Goniometer; **7** Kugelreflektor; **8** Referenzhemisphäre; **Rechts:** Photographische Darstellung der Justageelemente im eingebauten Zustand. Nicht im Bild: Justageelement 4 und 5.

relativ zur Drehtisch-Drehachse verschoben werden. Somit können die beiden Drehachsen aufeinander ausgerichtet werden. Das 4. Stellelement, ein x - y - z -Positioniersystem, erlaubt eine Verschiebung des Kugelreflektors in \vec{e}_x -, \vec{e}_y - und \vec{e}_z -Richtung, um den Kugelreflektor auf den Kreuzungspunkt der Drehachsen auszurichten. Mit Hilfe des 5. Justageelements kann die Referenzhemisphäre in allen drei Raumrichtungen auf den Abbe-Punkt ausgerichtet werden (siehe Abschnitt 3.5.2) und somit auch auf den Schnittpunkt der Drehachsen.

Die finale Verbindung zwischen dem Interferometerträger und dem Antastsensor erfolgt jedoch ohne ein Justageelement über die in Abschnitt 3.5.3 beschriebene Sensorwechselschnittstelle, um eine möglichst hohe mechanische Stabilität zu erreichen.

4.4.2 Justage Strategie

Die Justage erfolgt relativ zu dem Abbe-Punkt und damit zum Kreuzungspunkt der NMM-1-Interferometer. Deren Ausrichtung wird als ideal gegeben vorausgesetzt. Zur Justage wird, wie bei der Kalibrierung (siehe Abschnitt 4.2), die Spiegelecke aus der NMM-1 ausgebaut und der Kugelreflektor anstelle des Sensors eingebracht. Die Verschiebung des Kugelreflektors kann mit Hilfe der drei NMM-1-Interferometer in allen Winkellagen bestimmt werden. Ziel der Justage ist es, das System so auszurichten, dass der Kugelreflektor eine minimale Bewegung bei einer Rotation um die Drehtisch- und Goniometer-Drehachse erfährt. Im Folgenden ist der systematische Justagevorgang in 6 Schritten dargestellt.

Schritt 1 - Vorausrichtung: Alle Justageelemente werden in die Nullstellung gebracht. Sollte der Kugelreflektor so weit außerhalb des Kreuzungspunkt der Interferometer sein, dass kein Licht reflektiert wird, muss mit Hilfe des 1. und 2. Justageelements eine Grobausrichtung zum Kreuzungspunkt erfolgen.

Schritt 2 - Kugelreflektor zu Drehtisch-Achse: Eine Drehung von $\Theta = 360^\circ$ um die Drehtischachse liefert die Exzentrizität des Kugelreflektors zur \vec{e}_Θ -Achse. Diese Exzentrizität wird über den x - y - z -Positionierer am Kugelreflektor ausgeglichen. Die Exzentrizitäten können über das im Abschnitt 4.3.5 beschriebene Verfahren berechnet oder iterativ anhand der Messsignale justiert werden. In Abbildung 4.14 ist der theoretische Signalverlauf bei einer reinen Exzentrizität E_{Dx} in \vec{e}_x -Richtung dargestellt. Die Stellbewegung beträgt hier die Hälfte der Amplitude des Signals. Liegen sowohl Exzentrizitäten in \vec{e}_x - und in \vec{e}_y -Richtung vor, wird immer in die Richtung des Signals justiert, das nur in eine Richtung ausschlägt (in Abbildung 4.14 die x -Richtung). Nach jeder Justagebewegung wird eine neue Messung über eine volle Umdrehung durchgeführt. Die Justage wird iterativ fortgesetzt, bis keine systematischen, sinusförmigen Bewegungen mehr aufgezeichnet werden. Nach der erfolgreichen Justage liegt der Kugelreflektor auf der \vec{e}_Θ -Drehtischachse.

Schritt 3 - Drehtisch-Achse zu z -Interferometer: Der auf die \vec{e}_Θ -Achse ausgerichtete Kugelreflektor muss nicht in Deckung mit dem z -Interferometer sein. Anhand des Intensitätssignals des z -Interferometers kann mit Hilfe des Kreuztisches (2) die Drehtisch-Drehachse zusammen mit dem Kugelreflektor so verschoben werden, dass das Signal maximal wird. Die Drehachse des Drehtisches und der Kugelreflektor sind nun bestmöglich mit dem z -Interferometer in Übereinstimmung gebracht.

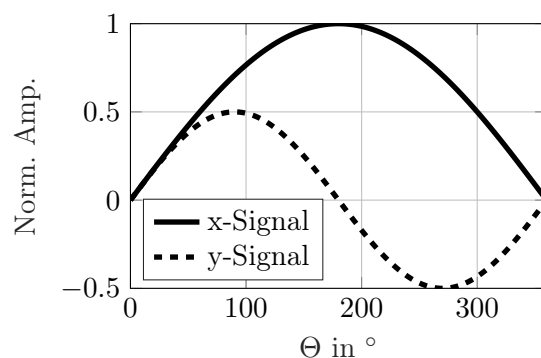


Abb. 4.14: Signalverlauf bei der Justage des Kugelreflektors zur Drehtischachse bei einer reinen Exzentrizität in x -Richtung.

Schritt 4 - Goniometer zu Drehtisch: Durch eine Bewegung um die $e_{\varphi}^{\vec{}}$ -Goniometerachse kommt es bei einem Abstand des Kugelreflektors zur Goniometerachse zu einer Bewegung des Kugelreflektors. Wie in Schritt 2 kann das Verfahren aus Abschnitt 4.33 zur Bestimmung der Exzentrizität angewandt werden oder die Justage erfolgt iterativ. Vor Beginn der Justage wird die Goniometer-Drehachse mit der $e_{\vec{y}}$ -Richtung in Übereinstimmung gebracht.

Eine Abweichung in $e_{\vec{x}}$ -Richtung erzeugt bei einer kleinen Rotation um die Goniometer-Achse hauptsächlich eine Bewegung in $e_{\vec{z}}$ -Richtung (siehe Gleichung(4.2)). Die Justage erfolgt hier durch eine Verschiebung des Goniometers in $e_{\vec{x}}$ -Richtung mit dem Kreuztisch (3) und einer entsprechenden in Ausgleichsbewegung des Kugelreflektors mit dem 4. Stellelement. So bleibt der Kugelreflektor weiterhin auf der Drehtischachse. Dieser Prozess wird iterativ fortgesetzt, bis es zu keiner Änderung des z -Signals bei einer Drehung um die Goniometer-Drehachse mehr kommt. Analog dazu erfolgt die Justage in $e_{\vec{z}}$ -Richtung unter Nutzung des x -Interferometer-Signals. Die $e_{\varphi}^{\vec{}}$ -Goniometerachse ist nun mit der $e_{\vec{\Theta}}$ -Drehtischachse in Übereinstimmung gebracht. Der Kugelreflektor liegt im Schnittpunkt der beiden Achsen.

Schritt 5 - Drehtisch-Achse zu x- und y-Interferometer: Die so zueinander ausgerichteten Drehachsen müssen nicht im Schnittpunkt der NMM-1-Interferometer liegen. Wie in Schritt 3 beschrieben, werden die Achsen gemeinsam mit dem 1. und 2. Justageelement in das Signalmaximum der Interferometer verschoben.

Schritt 6 - Ausrichtung der Referenzhemisphäre: Im letzten Schritt erfolgt die Ausrichtung der Referenzhemisphäre zu den bereits justierten Drehachsen und damit auch zum Abbe-Punkt des Aufbaus. In der $\varphi = 0^{\circ}$ Stellung des Referenzmesssystems wird die Abweichungsänderung bei einer vollständigen Umdrehung des Referenzmesssystems aufgezeichnet. Mit Hilfe der Justageelemente wird die Kugel entsprechend der gemessenen Abweichungen in $e_{\vec{x}}$ - und $e_{\vec{y}}$ -Richtung verschoben. Da die Messsysteme hier nicht genau wie die Bewegungsachsen der Justageeinrichtungen ausgerichtet sind, müssen die gemessenen Abweichungen vorher in die entsprechenden Kugelkoordinaten umgerechnet werden. Der Abstand zwischen Mittelpunkt der Referenzhemisphäre und Abbe-Punkt kann durch eine Bewegung des Goniometers bestimmt werden. Liegt der Mittelpunkt der Referenzhemisphäre oberhalb der Goniometer-Drehachse, wird der gemessene Abstand zur Referenzhemisphäre bei einem steigenden Azimutwinkel

des Fabry-Pérot-Interferometers kleiner und bei einer Lage unterhalb der Drehachse wird der Abstand bei steigendem Azimutwinkel größer. Mit Hilfe des 5. Stellelementes kann die Höhe iterativ angepasst werden. Dabei ist das unterschiedliche Übersetzungsverhältnis der z -Versteller zu beachten.

Kapitel fünf zeigt verschiedene Voruntersuchungen an einzelnen Komponenten oder Messprinzipien, die im Prototypen-Aufbau der erweiterten NMM-1 zum Einsatz kommen. Die berechneten Eigenschaften der Kugellinsen als Retroreflektor wurden im Detail untersucht und verifiziert. Zur Bestimmung der zu erwartenden kombinierten Bahnabweichungen der Rotationspositionierer wurde ein vereinfachter Kalibrieraufbau verwendet. Um die Eignung der Fabry-Pérot-Interferometer bei der Messung auf gekrümmten, unbeschichteten Messoberflächen zu untersuchen, wurden diese in einem separaten Versuchsaufbau überprüft. Weiterhin liefern die Voruntersuchungen wichtige Eingangsgrößen für die Messunsicherheitsbetrachtung des Gesamtaufbaus (siehe Kapitel 7).

5.1 Messtechnische Untersuchung des Kugelreflektors

Wie in Abschnitt 4.2 beschrieben, wird eine Kugellinse als Retroreflektor verwendet, um die auftretenden Bahnabweichungen während des Kalibriervorgangs zu erfassen und zu korrigieren. Daher werden die messtechnischen Eigenschaften bei der Messung mit einem Michelson-Planspiegelinterferometer untersucht.

Versuchsaufbau

Die Untersuchungen erfolgten mit Hilfe der NMM-1. Anstelle eines Sensors zur Antastung der Messoberfläche wurde ein Planspiegelinterferometer, wie es auch zur Positionsmessung

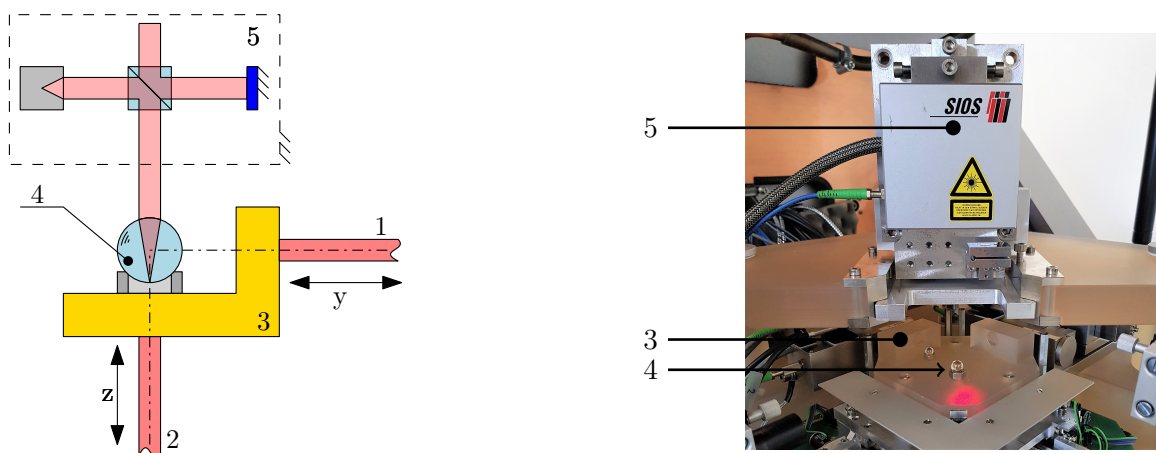


Abb. 5.1: Versuchsaufbau zur Bestimmung der messtechnischen Eigenschaften eines Kugelreflektors als Retroreflektor für ein Michelson-Planspiegelinterferometer. **Links:** Schematische Darstellung des Messaufbaus: **1** Messstrahl in y -Richtung; **2** Messstrahl in z -Richtung; **3** Spiegelecke; **4** Kugelreflektor; **5** Zusätzliches Planspiegelinterferometer. **Rechts:** Photographische Abbildung des Messaufbaus.

in der NMM-1 verwendet wird, eingebaut (siehe Abbildung 5.1). Auf der Spiegelecke der NMM-1 wurde ein Kugelreflektor mit einem Durchmesser von 6 mm platziert und diente als Retroreflektor für das zusätzliche Planspiegelinterferometer. So wurde der Kugelreflektor zusammen mit der Spiegelecke relativ zu dem zusätzlichen Interferometer verschoben und die Eigenschaften bei der Verschiebung in lateraler und axialer Richtung wurden untersucht. Die NMM-1 fungierte dabei ausschließlich als Positioniersystem für die Spiegelecke und den darauf befindlichen Kugelreflektor.

Axiale Verschiebung des Kugelreflektors

Im beschriebenen Versuchsaufbau wurde die Kugellinse in axialer Richtung des zusätzlichen Interferometers um $\pm 100 \mu\text{m}$ verschoben und die Differenz Δz zwischen dem NMM-1 z -Interferometer und dem Fabry-Pérot-Interferometer aufgezeichnet. Die Messwertaufnahme erfolgte in Schritten von $2 \mu\text{m}$. Pro Position wurde der Mittelwert über fünf Sekunden gebildet. Die Messung wurde zehnmal am Stück wiederholt und erfolgte bei geschlossener Klimahaube der NMM-1, jedoch ohne aktive Temperaturstabilisierung. In Abbildung 5.2 ist die gemessene

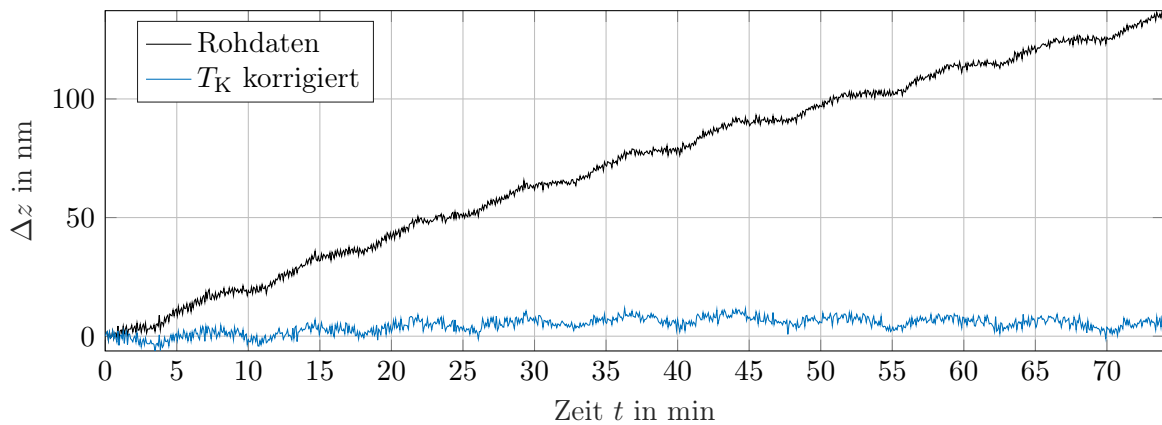


Abb. 5.2: Differenz Δz des Messsignals zwischen dem zusätzlichen Planspiegelinterferometer und dem NMM-1 z -Interferometer für eine 6 mm Kugellinse als Retroreflektor bei einem axialen Bewegungsbereich von $\pm 100 \mu\text{m}$ mit 100 Messpunkten bei zehn Wiederholungen sowie die korrigierte Differenz mit einem linearen Temperaturkoeffizienten von $T_K = 2200 \text{ nm K}^{-1}$.

Differenz Δz zwischen dem zusätzlichen Interferometer und dem NMM-1 z -Interferometer dargestellt. Die gemessenen Werte zeigen einen linearen Anstieg mit dem Verlauf der Messzeit von 74 min. Dieser Verlauf ist auf die steigende Temperatur während der Messung zurückzuführen. Der Temperaturanstieg beträgt 0,06 K. Mit einem linearen Temperaturkoeffizienten von $T_K = 2200 \text{ nm K}^{-1}$ ergibt sich die in Abbildung 5.2 dargestellte korrigierte Kurve. Dieser Temperaturkoeffizient entsteht maßgeblich durch die Aufnahme des Interferometers, die aus einer Aluminiumlegierung gefertigt wurde, mit einer Höhe von 95 mm und dem linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von Aluminium von $\alpha_{\text{Al}} = 23 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. Um die verbleibenden Einflüsse auf das Messsignal infolge der entstehenden Temperaturgradienten für die weitere Auswertung zu reduzieren, erfolgt die Temperaturkorrektur durch ein Polynom 3. Ordnung (siehe Abbildung 5.3). Nach der Korrektur durch das Polynom verbleibt eine Differenz in der Längenmessung von $\pm 5 \text{ nm}$.

Der Mittelwert pro Position über zehn Wiederholungsmessungen zeigt einen v-förmigen Verlauf mit einem Minimum bei einer Verschiebung von $0\ \mu\text{m}$. Dieser Verlauf ist durch eine Kosinusabweichung, resultierend aus der Schrägstellung α zwischen der NMM-1 z -Messachse und der Messachse des zusätzlichen Planspiegelinterferometers, zu erklären. Die Nullung des Interferometers erfolgt an der Position $z = 0\ \mu\text{m}$. Es gilt für die Kosinusabweichung e_{\cos} :

$$e_{\cos} = -(1 - \cos(\alpha)) |\Delta_L| \quad (5.1)$$

Ein solche Kosinusabweichung führt dazu, dass Verschiebungen stets zu kurz gemessen werden [67]. In dem hier dreidimensionalen Messaufbau können die beiden Messachsen grundsätzlich in zwei Richtungen verkippt sein. Hier wird jedoch eine Gesamtverkipfung im Sinne des Polwinkels in Kugelkoordinaten betrachtet. Anhand der Messdaten ergibt sich eine Schrägstellung α der Achsen von $9,47\ \text{mrad}$. Nach der Korrektur der Kosinusabweichung verbleiben Längenmessabweichungen zwischen dem NMM-1 z -Interferometer und dem Planspiegelinterferometer mit einer Kugellinse als Reflektor von $\pm 1,5\ \text{nm}$.

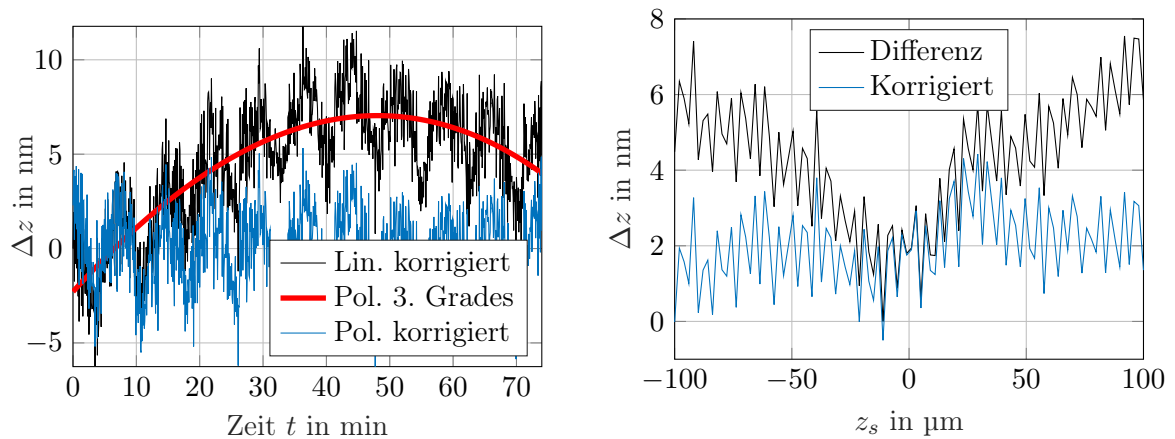


Abb. 5.3: **Links:** Differenz Δz zwischen NMM-1 z -Interferometer und statischem Planspiegelinterferometer für zehn Wiederholungsmessungen mit Temperaturkorrekturpolynom 3. Grades und den korrigierten Differenzen. **Rechts:** Mittelwert der Differenz bei zehn Wiederholungsmessungen pro Position und um die Kosinusabweichung e_{\cos} korrigierte Differenzen.

Laterale Verschiebung des Kugelreflektors

Die theoretischen Betrachtungen aus Abschnitt 4.2 zeigen eine mögliche laterale Verschiebung des Kugelreflektors von $\pm 100\ \mu\text{m}$ ohne signifikante Längenmessabweichungen oder Verlust des Interferenzkontrasts. Um diese Betrachtungen zu verifizieren, wurde der Kugelreflektor lateral relativ zu dem ortsfesten Interferometer in einem Bereich von $200\ \mu\text{m} \times 200\ \mu\text{m}$ verschoben und die Differenz zwischen dem z -Interferometer der NMM-1 und dem ortsfesten Interferometer aufgezeichnet. Der Bereich wurde punktwise mit 40×40 Punkten abgerastert. An jedem Messpunkt wurden die Positionswerte für fünf Sekunden gemittelt, um dynamische Einflüsse zu reduzieren. Nach der Korrektur von Temperatureinflüssen ergibt sich die in Abbildung 5.4 dargestellte Differenz Δz zwischen den beiden Interferometern. Über den vollständigen Bewegungsbereich liegen die Abweichungen im Bereich von $\pm 2\ \text{nm}$. Dabei steigt die Abweichung bei

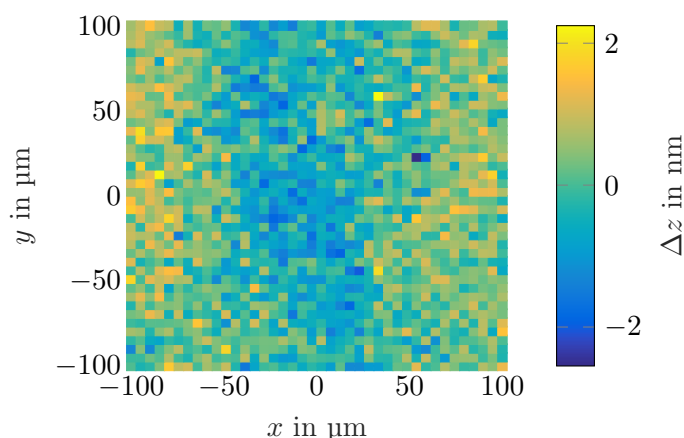


Abb. 5.4: Differenz Δz zwischen den Messwerten des statischen Planspiegelinterferometers und des NMM-1 z -Interferometers für einen 6 mm Kugelreflektor in einem lateralen Bewegungsbereich von $\pm 100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ mit 40×40 Messpunkten.

einer Verschiebung in x -Richtung systematisch an. Bei einer Verschiebung in y -Richtung ist kein systematisches Verhalten zu beobachten. Dieses Verhalten ist nicht zwangsläufig ein optisches Phänomen, sondern kann auch durch die ungenügende Korrektur des Temperatureinflusses bedingt sein.

Reflektierte Wellenfront des Kugelreflektors

Um die in Abschnitt 4.3.2 beschriebene Verzerrung der reflektierten Wellenfront des Kugelreflektors zu untersuchen, wurde mit Hilfe eines Fizeau-Interferometers die reflektierte Wellenfront direkt untersucht. Das Fizeau-Interferometer, wie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben, kann neben der Analyse von Oberflächen auch zur Analyse von Wellenfronten optischer Systeme eingesetzt werden [106]. Die Messung erfolgte mit dem ZYGO GPI xp. Die Kugellinse wurde ohne weitere Ausrichtung im Messstrahlengang des Fizeau-Interferometers platziert. In 5.5 ist eine schematische Darstellung des Versuchsaufbaus abgebildet. Zur Bestimmung der Krümmungsrichtung mit Hilfe eines Entfaltungsalgorithmus muss ein Interferenzmuster vorhanden sein. Aufgrund der Eigenschaften als Retroreflektor kann dieses Streifenmuster jedoch nicht durch die Verkippung der Referenzteilerplatte erzeugt werden. Um den Kontrast aufgrund der niedrigen Reflektivität des Kugelreflektors zu optimieren, wurde eine Transmissionsplatte mit einem Reflektionsgrad von 4% als Referenzteilerplatte verwendet. Mit einer reflektierten

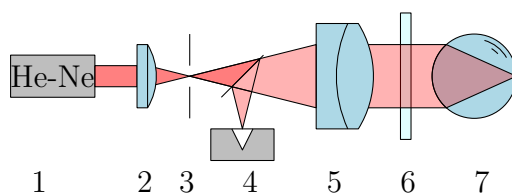


Abb. 5.5: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Wellenfront des von einem Kugelreflektor reflektierten Strahl mit Hilfe eines Fizeau-Interferometers. **1** Laser; **2** Fokussierlinse; **3** Blende; **4** Detektor; **5** Kollimator; **6** Transmissionsplatte; **7** Kugelreflektor.

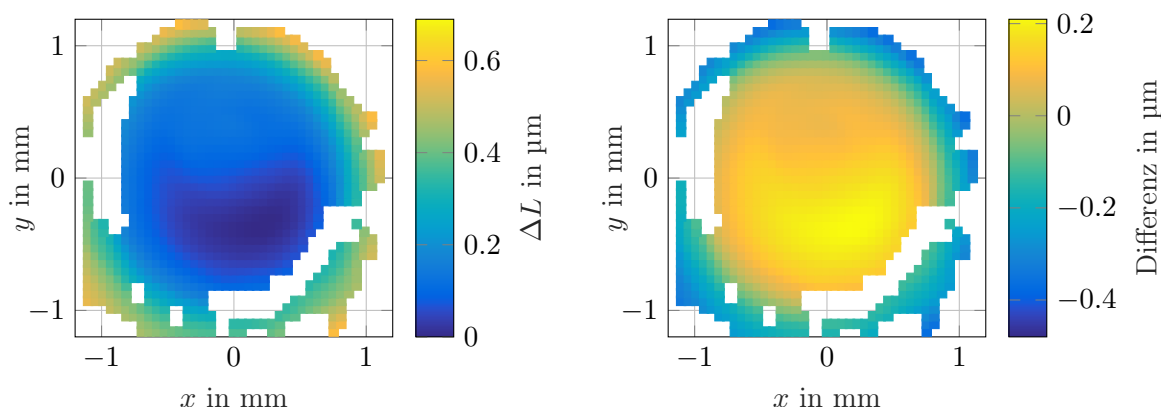


Abb. 5.6: **Links:** Mit einem Fizeau-Interferometer gemessene, reflektierte Wellenfront einer $n = 2$ Kugellinse mit einem Radius von 8 mm. **Rechts:** Differenz zwischen der mit dem Fizeau-Interferometer gemessenen Wellenfront und den in Abschnitt 4.3.2 berechneten Werten für die Wellenfront.

Intensität der Kugellinse von 8,7% ergibt sich nach Formel (4.18) ein Interferenzkontrast C von 92,9%. Die Formabweichungen der Referenzteilerplatte liegen unterhalb von $\lambda/20$. In Abbildung 5.6 ist die so gemessene Wellenfront dargestellt. Die laterale Auflösung wurde mit einem Kalibrierkörper zu $58 \mu\text{m}/\text{Pixel}$ bestimmt. Bei der Messung kommt es aufgrund des nicht idealen Interferenzkontrastes und des nicht optimalen Interferenzmusters zu Fehlstellen, für die keine Wellenfrontabweichung ermittelt werden konnte. In Wiederholungsmessungen ändert sich die Lage dieser Fehlstellen, aber die gemessenen Wellenfronten entsprechen in der Gestalt der in Abbildung 5.6 dargestellten Wellenfront. Die gemessene Wellenfront zeigt bis zu einem Bereich von 0,5 mm zum Mittelpunkt eine gute Übereinstimmung mit den in Abschnitt 4.3.2 berechneten Werten für die Wellenfront. Weiter außerhalb des Zentrums liegen die berechneten Wellenfrontabweichungen über den gemessenen Werten. In Abbildung 5.6 rechts ist die Differenz zwischen der berechneten Wellenfront und der gemessenen Wellenfront dargestellt.

In der unteren Hälfte zeigt sich eine Abweichung zur berechneten Wellenfront von ca. 60 nm, die aus der Formabweichung der Kugellinse oder aus der Formabweichung der Transmissionsplatte herrühren können.

5.2 Untersuchung der Bahnabweichungen

Um die Referenzhemisphäre wie in Abschnitt 4.2 beschrieben kalibrieren zu können, darf der Kugelreflektor über den gesamten Bewegungsbereich des Rotationssystems nur eine Bewegung von weniger als $\pm 100 \mu\text{m}$ erfahren.

Versuchsaufbau

In einem vereinfachten Versuchsaufbau (siehe Abbildung 5.7) werden das Goniometer und Drehtisch wie im finalen Aufbau, jedoch ohne Justage-Elemente miteinander kombiniert und direkt an den Metrologie-Rahmen der NMM-1 angekoppelt. Im Kreuzungspunkt der Drehachsen und im Kreuzungspunkt der NMM-1 Interferometer befindet sich der mit dem

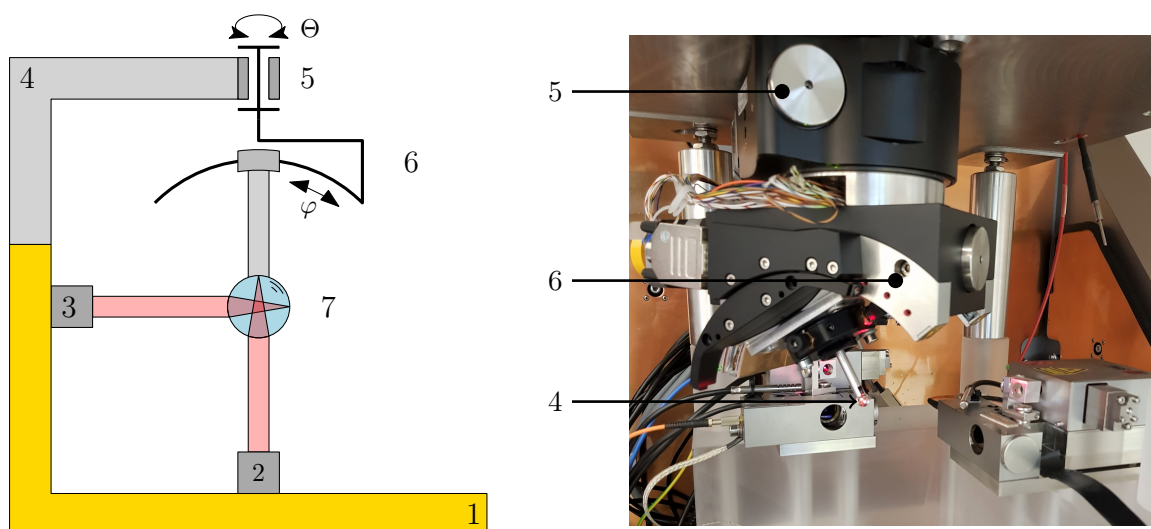


Abb. 5.7: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Bewegung des Antastpunktes mit Hilfe eines Kugelreflektors auf der NMM-1: **1** NMM-1 ohne Spiegelecke; **2** z -Interferometer; **3** x -Interferometer; **4** Verbindung zum metr. Rahmen; **5** Drehtisch; **6** Goniometer; **7** Kugelreflektor. **Links:** Schematische Darstellung des Messaufbaus. **Rechts:** Photographische Abbildung des Messaufbaus.

Goniometer verbundene Kugelreflektor, dessen Verschiebung von den NMM-1 Interferometern erfasst wurde. Wie auch bei der Kalibrierung erfolgt die Messung ohne Spiegelecke der NMM-1. Dieser Vorversuch erlaubt eine Aussage über die zu erwartende Bahnabweichung der Rotationspositionierer.

Bewegung des Kugelreflektors

Über einen Bewegungsbereich von $\Theta = 360^\circ$ des Drehtisches in Schritten von 30° und eine Goniometerbewegung zwischen 15° und 75° in Schritten von 15° wurde die Position des Kugelreflektors und damit die kombinierte Bahnabweichung der beiden Aktoren bestimmt. Vor Beginn der Messung wird der Kugelreflektor in der 45° -Stellung des Goniometers mit Hilfe eines x -, y -, z -Justierers in die Drehachse des Drehtisches justiert. Während der Messung werden 64 verschiedene Positionskombinationen aus Drehtisch und Goniometer angefahren und an jeder Stelle werden die Positionsmesswerte über 10 Sekunden gemittelt.

In Abbildung 5.8 sind die Positionsdaten des Kugelreflektors dargestellt. Dabei entspricht je eine Farbe je einer Goniometerstellung φ für einen vollständigen Umlauf des Drehtisches.

Die Bahnabweichungen liegen zwischen $\pm 50 \mu\text{m}$ in \vec{e}_x - und \vec{e}_y -Richtung sowie $\pm 35 \mu\text{m}$ in \vec{e}_z -Richtung. Aufgrund der fehlenden Justagemöglichkeit zwischen der Drehachse des Goniometers und Drehachse des Drehtisches kommt es bei der Rotation um die Goniometerachse zu einem systematischen Auswandern. Es ergibt sich der in Abbildung 5.8 rechts dargestellte Positionsverlauf.

Der oben beschriebene Messablauf wurde zehnmals wiederholt. In Abbildung 5.9 ist die Standardabweichung der zehn Wiederholungsmessungen pro Position dargestellt. Die Standardab-

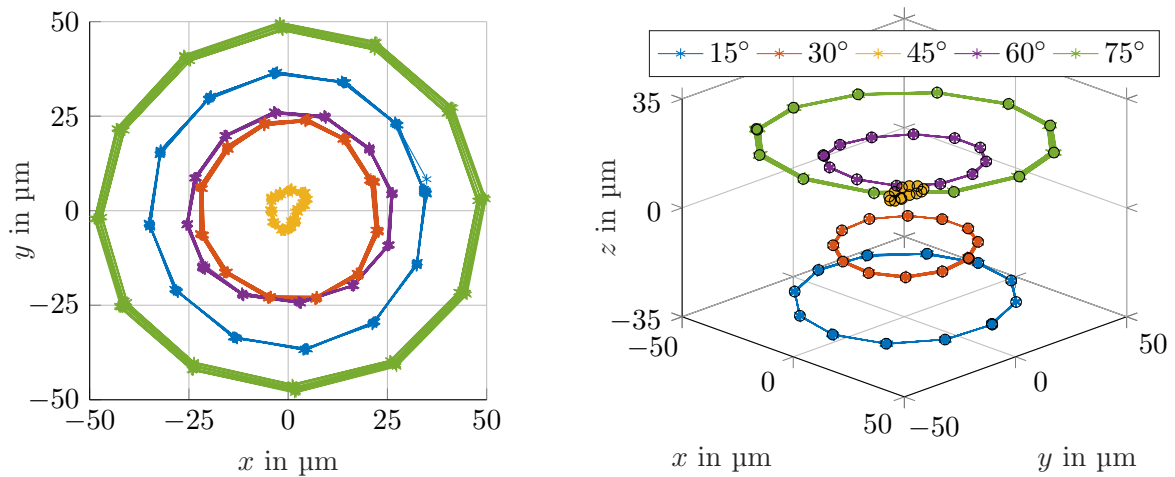


Abb. 5.8: Messergebnisse der Antastpunktmessung mit einem Kugelreflektor in drei Richtungen. **Links:** 2D-Darstellung der x -, y -Position des Antastpunktes bei verschiedenen Goniometerstellungen φ für einen vollständigen Umlauf des Drehtischs. **Rechts:** 3D-Darstellung der Position des Antastpunktes während der gleichen Messung.

weichung liegt in x - und y -Richtung bei maximal 800 nm, in z -Richtung liegt die Standardabweichung bei 200 nm. Die größere Standardabweichung in x - und y -Richtung ist auf die unterschiedlichen Eigenschaften bei der unkorrigierten Temperaturänderung zurückzuführen.

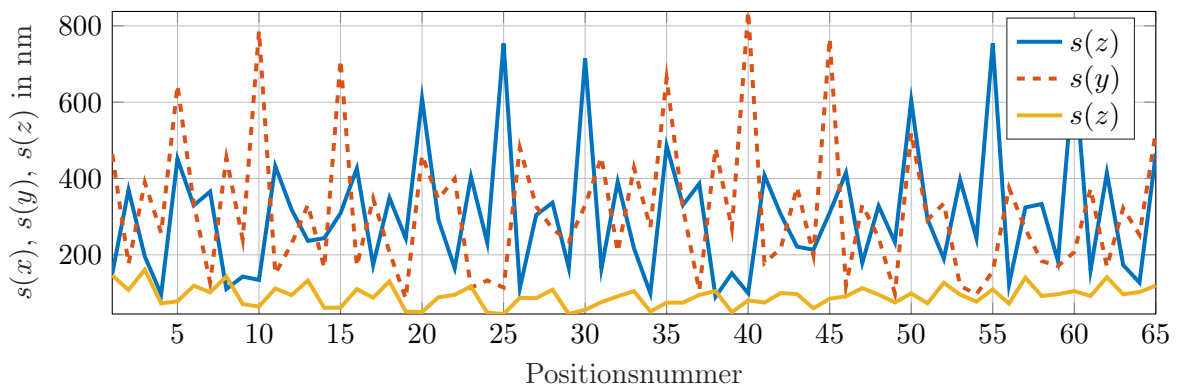


Abb. 5.9: Standardabweichung $s(x)$, $s(y)$, $s(z)$ der zehn Wiederholungsmessungen der Bewegung des Kugelreflektors für 64 unterschiedliche Positionen von Goniometer und Drehtisch.

5.3 Messtechnische Eigenschaften der Fabry-Pérot-Interferometer

Die Fabry-Pérot-Interferometer als Abstandssensoren des Referenzmesssystems werden hinsichtlich ihrer Eigenschaften bei der Messung auf gekrümmten Oberflächen untersucht. Dabei werden die Wiederholbarkeit der Messungen auf gekrümmten Oberflächen, aber auch die in Abschnitt 3.4.4 beschriebenen Nichtlinearitäten, experimentell untersucht.

Versuchsaufbau

Diese Voruntersuchungen erfolgten mit Hilfe der NMM-1. Zur Untersuchung der messtechnischen Eigenschaften des Fabry-Pérot-Interferometers wird das Interferometer anstelle des Sensors in die NMM-1 eingebaut. Auf der Spiegelecke wurde eine konkave Linse platziert und relativ zu dem ortsfesten Fabry-Pérot-Interferometer bewegt. Es wurden ausschließlich die Positioneigenschaften der NMM-1 zur Bewegung der konkaven Linse genutzt. Die Abbildung 5.10 zeigt den schematischen Versuchsaufbau und eine photographische Darstellung. Um

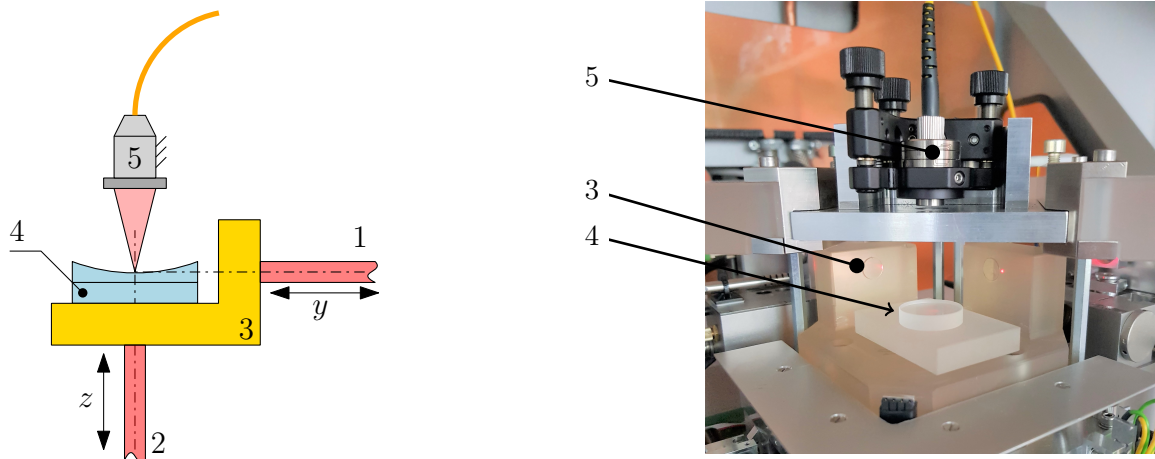


Abb. 5.10: Versuchsaufbau zur Untersuchung der messtechnischen Eigenschaften eines fokussierten Fabry-Pérot-Interferometers bei der Messung auf einer konkav gekrümmten ($r = 205,6 \text{ mm}$) Oberfläche mit Hilfe der NMM-1. **1** Messstrahl in y -Richtung; **2** Messstrahl in z -Richtung; **3** Spiegelecke der NMM-1; **4** Konkavspiegel ($r = 205,6 \text{ mm}$); **5** Fokussierte Fabry-Pérot-Interferometer. **Links:** Zweidimensionale, schematische Darstellung des Versuchsaufbaus. **Rechts:** Photographische Abbildung des Versuchsaufbaus.

die Messung auf der unverspiegelten, gekrümmten Referenzhemisphäre mit einem Radius von 200 mm möglichst genau nachbilden zu können, wurde ein unverspiegelter, sphärischer Konkavspiegel mit der Brennweite $f = 102,8 \text{ mm}$ und einer Formabweichung von $\lambda/8$ aus Borosilicatglas mit einem Durchmesser von 25,4 mm verwendet. Diese Brennweite entspricht einem Radius von 205,6 mm und damit in etwa dem Radius der Referenzhemisphäre von 200 mm. Die Messwertaufnahme erfolgte für alle Positionen statisch. Alle Messpositionen wurden für mehrere Sekunden gehalten und anschließend über die Positionsdaten der einzelnen Stufen gemittelt. Dynamische Effekte und Synchronisationsabweichungen zwischen der Auswerteeinheit der Fabry-Pérot-Interferometer und der NMM-1 können so vermieden werden. Die Messung erfolgt in der geschlossenen Kammer der NMM-1 ohne aktivierte Temperaturstabilisierung.

Bestimmung des Scheitelpunktes

Zur Bestimmung des Scheitelpunktes des Messobjektes wurde ein Flächenscan der Oberfläche auf konstanter Höhe in einem Messbereich von $4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ mit einer Abtastung von 25×25 Punkten durchgeführt. Dabei wurde das Messobjekt mit Hilfe der NMM-1 nur lateral zu dem Fabry-Pérot-Interferometers bewegt. In Abbildung 5.11 sind die Messwerte des Fabry-Pérot-Interferometers z_F während des Scans dargestellt. Die Messdaten zeigen deutlich die sphärische

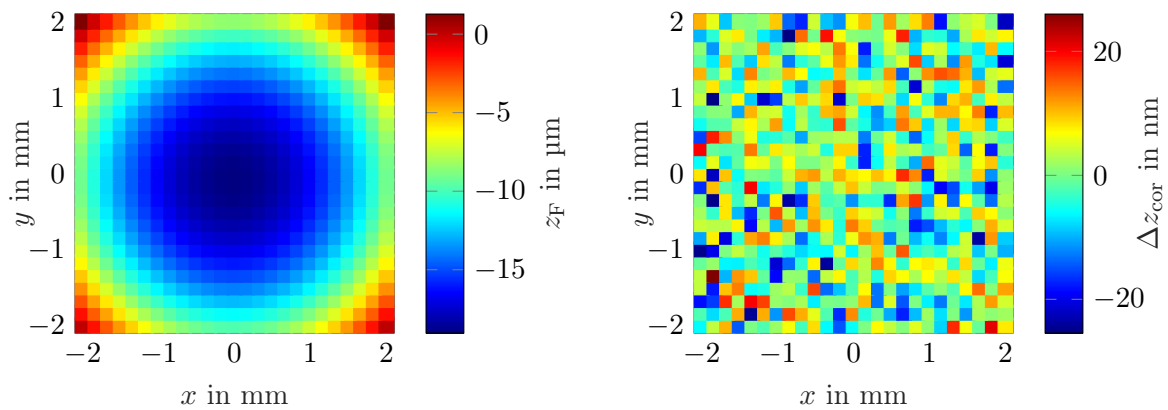


Abb. 5.11: **Links:** Längenmesswerte des Fabry-Pérot-Interferometers z_F bei einem Flächen-scans eines konkaven Messobjektes mit ($r = 205,6$ mm) in konstanter Höhe in einen Bereich von $4\text{ mm} \times 4\text{ mm}$ mit 25×25 Messpunkten. **Rechts:** Korrigierter Höhenunterschied Δz_{cor} der Längenmesswerte z_F abzüglich der sphärischen Sollform des Messobjekts.

Form des verwendeten Messobjekts. Anhand des Oberflächen-scans konnte der Scheitelpunkt der sphärischen, konkaven Linse in absoluten Koordinaten der NMM-1 bestimmt werden. So konnten alle nachfolgenden Messungen in und um diesen Scheitelpunkt durchgeführt werden. Abbildung 5.11 zeigt die Messdaten z_F abzüglich der sphärischen Sollform des Messobjektes Δz_{cor} . Die Abweichung von der Sollform liegt in einem Bereich von ± 20 nm und passt gut zu den zu erwartenden Nichtlinearitäten.

Wiederholbarkeit

Im späteren, realen Versuchsaufbau des Prototypen kommt es für die Fabry-Pérot-Interferometer zu Abweichungen von der orthogonalen Messung auf der Referenzhemisphäre. Diese Abweichungen entstehen durch systematische Effekte und zufällige Bahnabweichungen der Rotationspositionierer. Um diese Bewegungen abzubilden wurde das Messobjekt in einem Messvolumen relativ zu dem Fabry-Pérot-Interferometer bewegt. In dem Messvolumen wurden dazu 50 zufällig verteilte Messpunkte generiert, die nacheinander angefahren wurden. Durch die zufällige

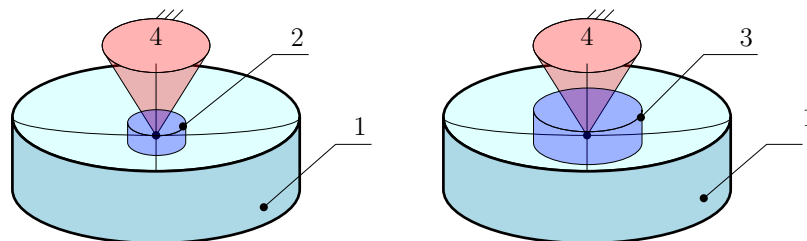


Abb. 5.12: Schematische Darstellung des Messvolumens für die zufällige relative Bewegung zwischen Fabry-Pérot-Interferometer und dem konkaven Messobjekt. **1** Messobjekt; **2** Kleines Messvolumen; **3** Größeres Messvolumen; **4** Messstrahl des Fabry-Pérot-Interferometer.

Punktauswahl wird gewährleistet, dass systematische Effekte, die beim systematischen Abtasten der Oberfläche entstehen können, vermieden werden und gleichzeitig wird so das zufällige Verhalten der Bahnabweichungen dargestellt. Um die Wiederholbarkeit bei der abweichungsbehafteten Messung zu bewerten, wurden diese 50 Punkte zehn mal wiederholt angefahren. Das Messvolumen wurde zwischen $50\ \mu\text{m}$ und $800\ \mu\text{m}$ variiert und für jedes Volumen wurde eine andere zufällige Punktwolke aus 50 Punkten generiert und jede Position zehn mal angefahren. In Abbildung 5.12 ist eine schematische Skizze des sich vergrößernden Messvolumens auf dem Messobjekt dargestellt.

Für jede der 50 Positionen innerhalb eines Messvolumens wird die Standardabweichung s zwischen den zehn Wiederholungen gebildet. Um einen Einfluss des Bewegungsvolumens auf die Wiederholbarkeit zu untersuchen, wurde aus den 50 ermittelten Standardabweichung pro Messvolumen eine mittlere Standardabweichung für dieses Messvolumen berechnet. In Abbildung 5.13 ist diese mittlere Standardabweichung s_m in Abhängigkeit des Messvolumens dargestellt. Die mittlere Standardabweichung s_m liegt für alle gewählten Bewegungsvolumen unterhalb von $2,1\ \text{nm}$. Ein signifikanter Anstieg der Standardabweichung mit zunehmendem Bewegungsvolumen ist nicht zu erkennen.

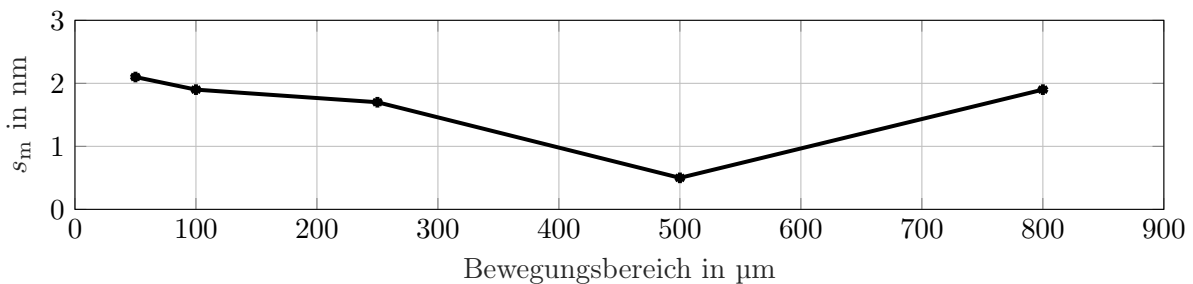


Abb. 5.13: Mittlere Standardabweichung in Abhängigkeit des Bewegungsvolumens bei der Differenzmessung zwischen Fabry-Pérot-Interferometer und NMM-1 z -Interferometer auf einer gekrümmten Spiegeloberfläche.

Kennlinie

Wie in Abschnitt 3.4.4 beschrieben, weisen die Fabry-Pérot-Interferometer periodische Nichtlinearitäten auf. Im oben beschriebenen Aufbau wurde das Messobjekt in \vec{e}_z -Richtung um $100\ \mu\text{m}$ in Schritten von $20\ \text{nm}$ verschoben. Abbildung 5.14 links zeigt die Rohdaten der Differenz Δz zwischen den Messwerten des NMM-1 z -Interferometers und der Messwerte des Fabry-Pérot-Interferometers, bereinigt um einen linearen Anstieg von $100\ \text{nm}/100\ \mu\text{m}$. Diese lineare Längenmessabweichung rührt aus der nicht optimalen koaxialen Ausrichtung zwischen NMM-1 z -Interferometer und Fabry-Pérot-Interferometer her (siehe Abschnitt 5.1). Langperiodische Schwankungen, die durch Variationen der Umgebungstemperatur hervorgerufen werden, werden durch ein Polynom 9. Grades entfernt (vergleiche Abbildung 5.14). Für die unkorrigierten Daten zeigt sich eine periodische Nichtlinearität von $\pm 17\ \text{nm}$ und für die mittels Polynom bereinigten Daten liegt die Nichtlinearität bei $\pm 13\ \text{nm}$.

Die Nichtlinearitäten treten bei Interferometern periodisch mit der Wellenlänge des verwendeten Lichtes auf. Um die periodischen Nichtlinearitäten des z -Interferometers der NMM-1 von denen

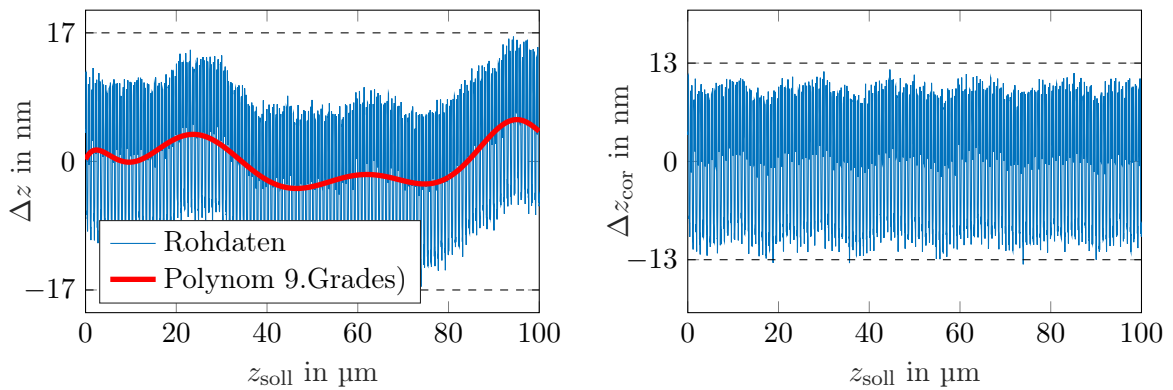


Abb. 5.14: **Links:** Rohdaten der Differenzmessung Δz zwischen NMM-1 z -Interferometer und Fabry-Pérot-Interferometer mit einem Temperaturkorrekturpolynom 9. Grades. **Rechts:** Temperaturkorrigierte Differenzmessung Δz_{cor} zwischen NMM-1 z -Interferometer und Fabry-Pérot-Interferometer.

der Fabry-Pérot-Interferometer zu trennen, kann das Fourierspektrum bestimmt werden. Hier wird die Fouriertransformation nicht über eine Abtastung der Zeit, sondern über eine Abtastung des Ortes berechnet. Der so ermittelte Ortsfrequenzgang wird direkt in die auftretenden Wellenlängen umgerechnet. Abbildung 5.15 zeigt das mittels Fast-Fourier-Transformation ermittelte Ergebnis der Fouriertransformation der korrigierten Differenz Δz_{cor} .

Das Ortsfrequenzspektrum zeigt verschieden starke Ausschläge bei unterschiedlichen Ortsfrequenzen. Die gefundenen Ortsfrequenzen der Nichtlinearitäten sind, wie zu erwarten, vielfache der in den jeweiligen Interferometern als Maßstab verwendeten Wellenlänge des Lichtes von

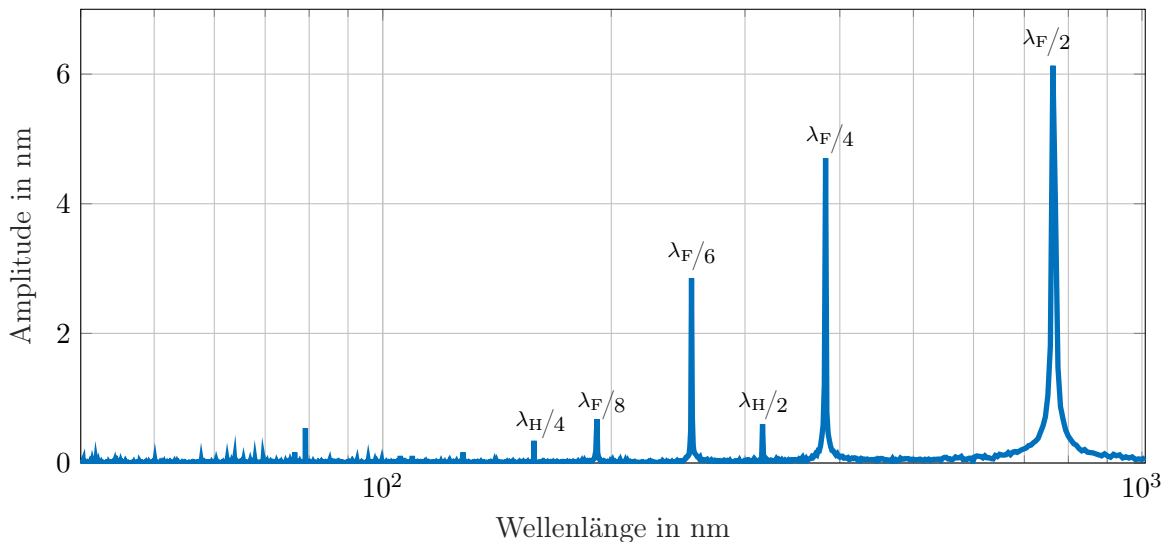


Abb. 5.15: Fouriertransformation der geglätteten Differenz zwischen NMM-1 z -Interferometer und Fabry-Pérot-Interferometer mit eingezeichneten Bruchteilen der Wellenlänge der Fabry-Pérot-Interferometer $\lambda_F = 1530$ nm und der Wellenlänge der He-Ne Laser $\lambda_H = 632,8$ nm.

$\lambda_F = 1530$ nm für die Fabry-Pérot-Interferometer und $\lambda_H = 632,8$ nm für die He-Ne-Laser des NMM-1 z -Interferometers.

Die Amplituden der Nichtlinearitäten der NMM-1 Interferometer sind um eine Größenordnung kleiner als die Nichtlinearitäten der Fabry-Pérot-Interferometer (siehe Tabelle 5.1) . Bei den Michelson-Planspiegelinterferometern entstehen $\lambda/2$ -Nichtlinearitäten durch einen Offset der Lisajous-Figur, wohingegen $\lambda/4$ -Nichtlinearitäten von einer elliptischen Verzerrung der Lisajous-Figur verursacht werden. Die gemessenen Werten stimmen gut mit den zu erwartenden Werten überein [98]. Im Fabry-Pérot-Interferometer entstehen diese $\lambda/2$ - und $\lambda/4$ -Nichtlinearitäten hauptsächlich durch Mehrfachreflektionen innerhalb der Fabry-Pérot-Kavität und durch das gewählte Demodulationsverfahren, siehe Abschnitt 3.4.4.

Tab. 5.1: Zusammenfassung der mittels Fouriertransformation bestimmten Ortsfrequenzen aus der Differenz Δz_{cor} zwischen NMM-1 z -Interferometer und dem Fabry-Pérot-Interferometer mit $\lambda_F = 1530$ nm, $\lambda_H = 632,8$ nm.

Peak Nr.	Amplitude	Wellenlänge	Faktor der Wellenlänge
1	6,1 nm	763,4 nm	$0,498 \cdot \lambda_F \approx \frac{\lambda_F}{2}$
2	4,7 nm	383,1 nm	$0,250 \cdot \lambda_F \approx \frac{\lambda_F}{4}$
3	0,6 nm	316,5 nm	$0,500 \cdot \lambda_H \approx \frac{\lambda_H}{2}$
4	2,9 nm	255,0 nm	$0,166 \cdot \lambda_F \approx \frac{\lambda_F}{6}$
5	0,7 nm	191,6 nm	$0,126 \cdot \lambda_F \approx \frac{\lambda_F}{8}$
6	0,3 nm	158,2 nm	$0,250 \cdot \lambda_H \approx \frac{\lambda_H}{4}$

5.4 Zusammenfassung und Bewertung

Die Voruntersuchungen zeigen, dass die in Kapitel 3 und Kapitel 4 erarbeiteten Grundlagen und Konzepte für den finalen Prototypen-Aufbau angewandt werden können.

Bei einer axialen Bewegung zwischen Kugelreflektor und dem zusätzlichen Planspiegelinterferometer kommt es zu Längenmessabweichungen in der Größenordnung von $\pm 1,5$ nm. Ein Vergleich mit den Ergebnissen aus Tabelle 5.1 zeigt, dass diese Abweichungen in der Größenordnung der gemessenen Nichtlinearitäten der Interferometer liegen. Diese Größen finden bei der Unsicherheitsbetrachtung des Kalibrierprozesses Anwendung (siehe Kapitel 7). Die Messungen bei der lateralen Bewegung zwischen Interferometer und Kugelreflektor zeigen, dass es zu keinem erkennbaren systematischen Übersprechen kommt. Es werden ausschließlich die Komponenten der Verschiebung entlang der Interferometerachsen gemessen. Die mit dem Fizeau-Interferometer bestimmte Wellenfront stimmt für die Bereiche nahe der optischen Achse gut überein. Tatsächlich verläuft die gemessene Wellenfront mit einem breiteren Plateau als in der Berechnung, wodurch die messtechnischen Eigenschaften weiter verbessert werden. Die unverspiegelten Kugelreflektoren können ohne Einschränkungen als Reflektor für die NMM-1 Planspiegelinterferometer genutzt werden (vergleiche Abschnitt 5.1).

Die Untersuchungen der Bahnabweichungen (vergleiche Abschnitt 5.2) zeigen, dass die Bewegung des gemessenen Kugelreflektors innerhalb des theoretisch berechneten und experimentell

nachgewiesenen $\pm 100 \mu\text{m}$ -Bereichs bleibt, in dem eine interferometrische Messung der Rotationsabweichung in den angestrebten Abweichungsgrenzen möglich ist. Im finalen Aufbau sollten die Bahnabweichungen noch deutlich kleiner sein, da die Abweichungen zwischen den Achsen vollständig justiert werden können. So können die gewählten Aktoren für den finalen Aufbau des Prototypen verwendet werden. Gleichzeitig unterstreichen die gemessenen Standardabweichungen als Maß für die Wiederholbarkeit die Notwendigkeit eines Referenzmesssystems, um die zufällig auftretende Bahnabweichungen bestimmen und korrigieren zu können. Die Messungen zeigen weiterhin, dass der gleiche Kugelreflektor gleichzeitig für verschiedene Interferometer ohne Einschränkungen als Reflektor genutzt werden kann.

Die Betrachtungen aus Abschnitt (5.3) zu den messtechnischen Eigenschaften der Fabry-Pérot-Interferometer zeigen deutlich, dass die Fabry-Pérot-Interferometer als Abstandssensoren für die Anwendung im Referenzmesssystem geeignet sind.

Die Messungen bei der zufälligen Bewegung zwischen Fabry-Pérot-Interferometer und Messobjekt als Vorversuch für die zufällige Bahnabweichung im späteren Versuchsaufbau zeigen eine Wiederholbarkeit von unter $2,1 \text{ nm}$ unabhängig vom Bewegungsvolumen. Diese Ergebnisse legen nahe, dass es selbst bei großen Abweichungen von der idealen orthogonalen Messung zu keinen zufälligen Messabweichungen kommt. Die periodischen Nichtlinearitäten entlang der Messachse liegen nach Abzug von allen Temperatureinflüssen bei $\pm 13 \text{ nm}$. Die Messungen zeigen weiterhin, dass die Nichtlinearitäten der Planspiegelinterferometer eine Größenordnung kleiner sind als die der Fabry-Pérot-Interferometer. Diese experimentell bestätigten Nichtlinearitäten müssen bei der Unsicherheitsbetrachtung sowohl im Kalibrierprozess der Referenzhemisphäre als auch bei der eigentlichen Positionsmessung berücksichtigt werden (siehe Kapitel 7).

Messtechnische Untersuchungen des Gesamtaufbaus

Basierend auf den gezeigten Grundlagen für eine fünfachsigige Nanomessmaschine erfolgte der Aufbau eines Prototypen. Das folgende Kapitel zeigt grundlegende messtechnische Eigenschaften dieses Prototypen-Aufbaus und liefert einen Funktionsnachweis für das beschriebene Konzept des Referenzmesssystems für eine fünfachsigige Nanomessmaschine.

6.1 Versuchsaufbau und Aufstellbedingungen

6.1.1 Mechanischer Aufbau

In Abbildung 6.1 ist der Prototypen-Aufbau photographisch dargestellt. Zur Untersuchung des vorgeschlagenen in-situ-Kalibrierverfahrens der Referenzhemisphäre und weiterer messtechnischer Eigenschaften wurde aus der NMM-1 die Antriebseinheit zusammen mit der Spiegelecke entfernt (vergleiche Abschnitt 4.3). Der vom Metrologie-Rahmen vollständig getrennte Kraft-

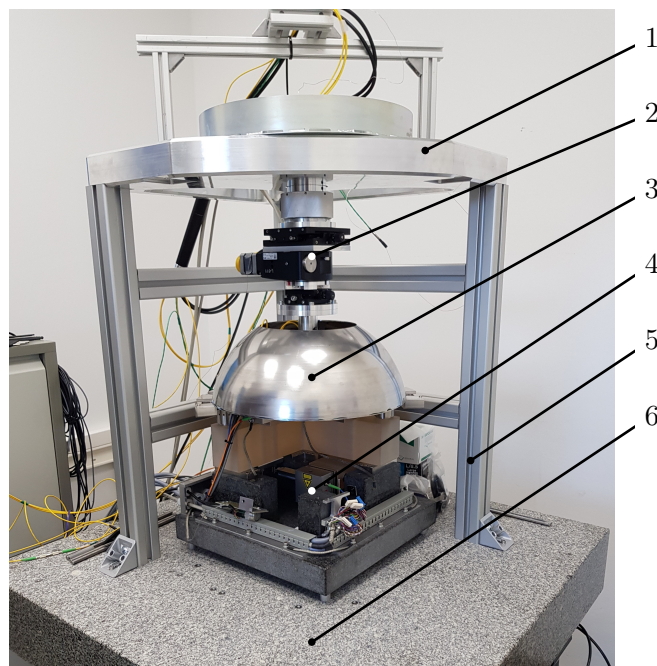


Abb. 6.1: Photographische Darstellung des Prototypen-Aufbaus der fünfachsigigen Nanomessmaschine mit ausgebauter Spiegelecke und Antriebseinheit. **1** Deckplatte des Kraft-Rahmens; **2** Drehtisch; **3** Referenzhemisphäre; **4** NMM-1 ohne Spiegelecke und Antriebseinheit; **5** Säule des Kraft-Rahmens; **6** Luftgedämpftes Granitfundament.

Rahmen besteht aus drei Säulen aus Konstruktionsprofilen, die fest mit dem Granitfundament verschraubt sind. Diese Säulen tragen eine Aluminiumdeckplatte, an der das Antriebssystem für die Rotationseinheit befestigt ist. Alle in diesem Kapitel gezeigten Messungen erfolgten mit diesem Versuchsaufbau.

6.1.2 Datenerfassung und Steuerung

Bei den folgenden Messungen an dem Prototypen-Aufbau müssen die verschiedenen Signale und Messwerte der einzelnen Sensoren und Messsysteme möglichst zeitsynchron erfasst werden. Es müssen folgende Geräte und Anforderungen berücksichtigt werden. Die NMM-1 stellt ihre Messdaten über USB 2.0 mit einer entsprechenden Toolbox für Matlab 32-Bit zur Verfügung. Die Antriebssysteme werden über den Controller von PI mittels Ethernet angesteuert. Die Attocube IDS-Interferometer stellen ihre Daten durch eine 64-Bit DLL in Matlab über eine Ethernet-Verbindung zur Verfügung. Die Temperaturmesswerte können über USB 2.0 abgerufen werden. Da bis auf die NMM-1 alle Geräte Matlab in der 64-Bit Version unterstützen oder

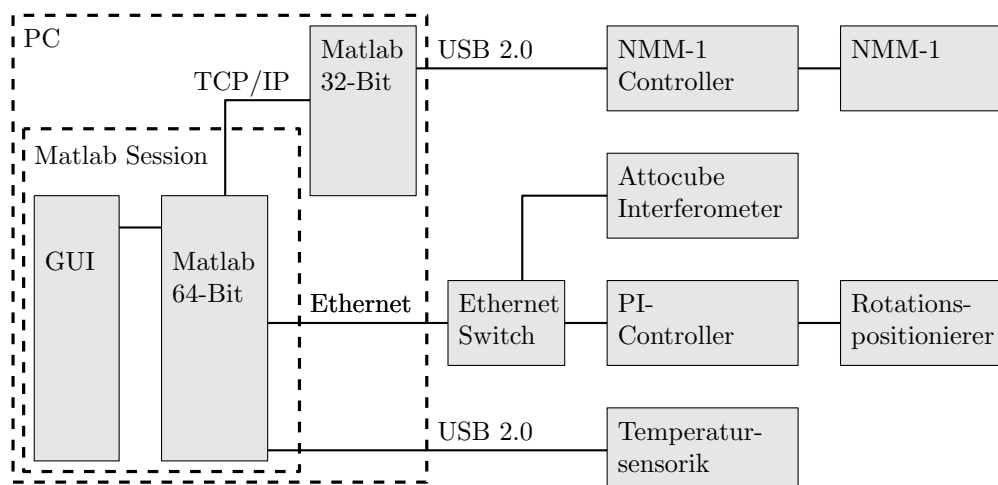


Abb. 6.2: Daten und Signalfluss bei der Messwertaufnahme und Steuerung des Prototypen-Aufbaus zur erweiterten NMM-1.

voraussetzen, erfolgt die Datenerfassung und Steuerung des Versuchsaufbaus unter Matlab 64-Bit. Die NMM-1 wird in einer separaten Matlab 32-Bit Session angesteuert. Der Daten- und Steuerungsaustausch zwischen den beiden Matlab Sessions erfolgt über eine interne TCP/IP-Verbindung mit einem eigens dafür erstellten Protokoll. Über eine Ethernet-Verbindung und einen Ethernet-Switch kommuniziert das 64-Bit Matlab mit dem PI-Controller zur Steuerung der Rotationspositionierer und zum Abfragen der Positionswerte. Der Datenaustausch mit dem Attocube Interferometer erfolgt ebenfalls über diese Ethernet Verbindung. Unter Matlab 64-Bit läuft die Datenerfassung über zeitdiskrete Timer. In Abbildung 6.2 ist ein Schema der beschriebenen Datenverarbeitung dargestellt.

Über eine grafische Benutzeroberfläche (GUI) unter Matlab 64-Bit lässt sich die Messwertaufnahme steuern und die Daten können in Echtzeit für die Justage und Überwachung angezeigt werden.

6.1.3 Umwelt- und Aufstellbedingungen

Die Temperaturstabilität sowie die Änderungen aller Umweltparameter haben einen Einfluss auf die Eigenschaften des Prototypen-Aufbaus. Der Versuchsaufbau steht in einer temperaturstabilisierten Kammer innerhalb eines an sich temperaturstabilisierten Labors. Im Folgenden wird die Messung der Temperatur näher erläutert und der Einfluss der Aufstellbedingungen hinsichtlich der von außen eingetragenen Vibrationen wird untersucht.

Temperaturmessung

Um die Einflüsse von Temperaturänderungen auf den Aufbau untersuchen zu können, erfolgt die Temperaturmessung an fünf zusätzlichen Messstellen im System. Die Messung erfolgt an der Außenseite der Referenzhemisphäre, am Antrieb des Drehtischs, am Antrieb des Goniometers, am Antastsensor und oberhalb des Aufbaus zur Bestimmung der Raumtemperatur. Als Sensorelemente werden Typ-K-Mantelthermoelemente verwendet. Die Thermospannungen werden mit einem Datenlogger für Thermoelemente TC-08 von Pico Technology aufgezeichnet [86]. Dieser stellt die Vergleichsstellentemperatur intern über einen integrierten PT-100-Widerstand bereit. Da hier nur Temperaturunterschiede im Verlauf der Messung untersucht wurden und keine absoluten Aussagen über die Temperatur, wie bei der Brechzahl-Korrektur, erforderlich sind, werden die Thermoelemente ohne weitere Kalibrierung verwendet. Da alle fünf verwendeten Thermoelemente aus der gleichen Produktionscharge stammen, werden die relativen Kennlinienabweichungen zwischen den einzelnen Thermoelementen vernachlässigt. Um den begrenzten Bauraum optimal zu nutzen und die Kraftrückwirkung der Verkabelung auf den Interferometerträger und die Antriebssysteme so gering wie möglich zu halten, wurden Miniatur-Mantelthermoelemente von Therma mit einem Fühlerdurchmesser von 0,5 mm verwendet. Die Sensoren wurden direkt auf die Oberfläche an den einzelnen Messstellen appliziert. Da nur kleine Temperaturänderungen zur Umgebung vorhanden waren, können die Einflüsse durch Wärmeableitung vernachlässigt werden. Aufgrund des geringen Durchmessers sind auch nur sehr kleine Zeitkonstanten des Sensorelementes zu erwarten, die deutlich unterhalb der Zeitkonstanten der zu messenden Größen liegen.

In Abbildung 6.3 ist der Temperaturverlauf im Raum T_R , die Temperatur am Drehtischantrieb

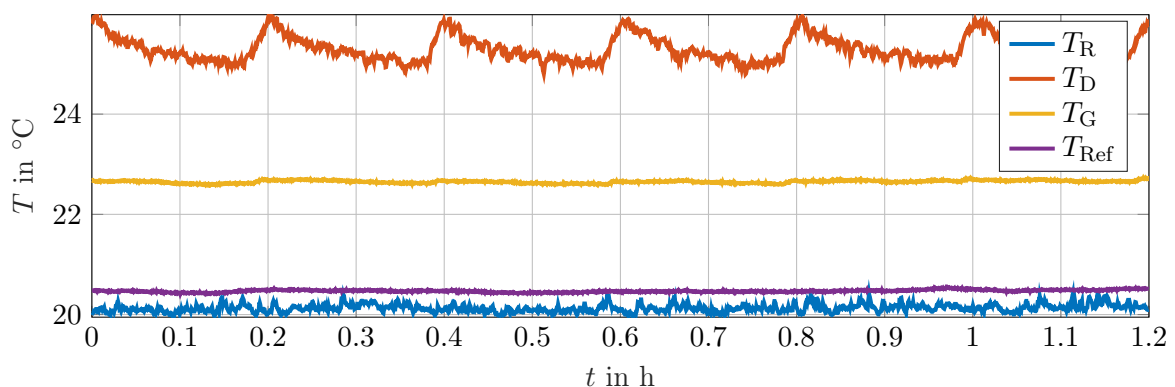


Abb. 6.3: Temperaturverlauf T_R , T_D , T_G , T_{Ref} bei einer typischen Bewegung des Drehtischs über einen Zeitraum von 1,2h. T_R - Temperatur im Raum, T_D - Temperatur Drehtischantrieb, T_G - Temperatur Goniometerantrieb, T_{Ref} - Temperatur der Referenzhemisphäre.

T_D , die Temperatur am Goniometerantrieb T_G und die Temperatur der Referenzhemisphäre T_{Ref} während einer Bewegung des Drehtischs dargestellt. Die Temperaturänderung am Antrieb des Drehtischs hat nur einen minimalen Einfluss auf die Temperatur am Goniometerantrieb. Diese Änderung wird durch die Wärmeleitung entlang der mechanischen Verbindung verursacht. Eine Beeinflussung der Temperatur der Referenzhemisphäre durch die an den Antrieben eingebrachte Wärme ist nicht zu erkennen. Die Raumtemperatur lag in einem Temperaturbereich von $\pm 0,2$ K und die an der Oberfläche der Referenzhemisphäre gemessene Temperatur war in einem Bereich von $\pm 0,075$ K.

Schwingungsisolierung

Wie in Abschnitt 3.5 beschrieben, ist der Prototypen-Aufbau fest mit einem luftgedämpften Messgranit verbunden. Der Gesamtaufbau mit dem luftgedämpften Messgranit steht auf einem vom Gebäude isolierten, ebenfalls luftgedämpften Fundament. Um die ideale Vibrationsisolierung zu bestimmen, wurden die Schwingungen bei einer statischen Position des Rotationssystems über 60 s für alle vier Möglichkeiten der Schwingungsisolierung untersucht. Die vier Möglichkeiten sind: ohne Vibrationsisolierung x_0 , nur die Isolation des Messgranits x_T , nur die Isolation des Fundaments x_F und Isolation des Messgranits und des Fundaments x_{TF} . Die Messungen erfolgten direkt hintereinander, um Einflüsse aus sich ändernden Umweltbedingungen zu minimieren. In Abbildung 6.4 sind die verbleibenden Schwingungen des Messwertes x_N in \vec{e}_x -Richtung für alle vier Dämpfungsmöglichkeiten dargestellt. Zur besseren Darstellung wird zu jeder Kurve ein Offset in Schritten von 100 nm addiert. Für alle vier Varianten der Vibrationsisolierung ist dem Rauschen ein niederfrequentes Verhalten überlagert, das nicht durch von außen eingetragene Vibrationen erklärt werden kann. Nach der Subtraktion des niederfrequenten Verhaltens kann die Standardabweichung der Position bestimmt werden. Das Signal ohne Vibrationsisolierung liefert eine Standardabweichung $s(x_0) = 15,0$ nm. Für die anderen Signale ergibt sich $s(x_F) = 8,7$ nm, $s(x_T) = 4,6$ nm und $s(x_{TF}) = 6,0$ nm. Die Vibrationsisolierung nur durch die Luftdämpfer am Messgranit liefert die niedrigste zu erwartende Standardabweichung. Die Standardabweichungen in den anderen Messrichtungen lagen in einem vergleichbaren Bereich.

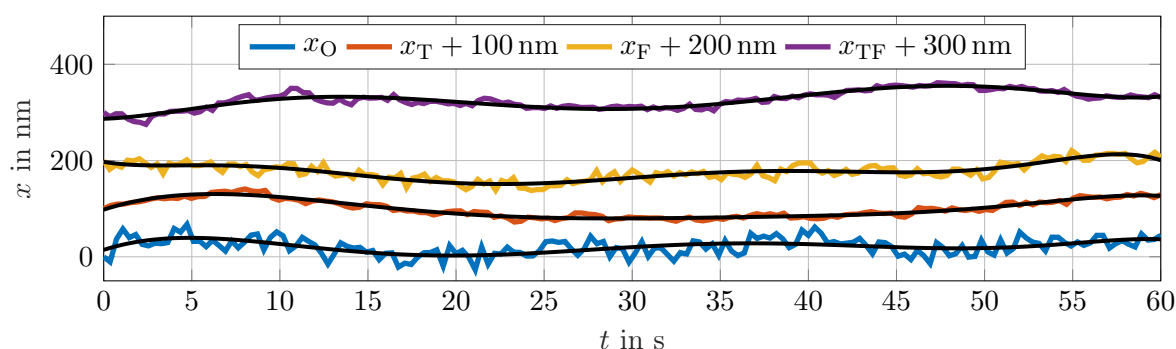


Abb. 6.4: Positionsrauschen der Abstandsmessung zum Kugelreflektor für vier verschiedene Möglichkeiten der Vibrationsisolierung über einen Zeitraum von 60 s. x_0 - ohne zusätzliche Isolation; x_T - nur die Isolation des Messgranits; x_F - nur die Isolation des Fundaments; x_{TF} - Isolation an Fundament und Messgranit.

6.2 Messergebnisse

Im Folgenden werden verschiedene Versuche beschrieben, die mit dem Prototypen-Aufbau durchgeführt wurden.

Benennung der Messgrößen

In den Betrachtungen werden verschiedene Messgrößen definiert. Dabei beschreiben x , y und z Größen im Maschinenkoordinatensystem $\langle \vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z \rangle$. Der Index N bei x_N , y_N , z_N gibt an, dass diese Größen von der NMM-1 am Kugelreflektor gemessen wurden. Der Index F steht für die Verschiebungen x_F , y_F , z_F , die aus dem Fabry-Pérot-Koordinatensystem $\langle \vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3 \rangle$ in das Maschinenkoordinatensystem transformiert wurden. Verschiebungen mit f_1 , f_2 und f_3 stehen für Verschiebungen im Fabry-Pérot-Koordinatensystem. Mit dem Index F (f_{F1} , f_{F2} und f_{F3}) wurden sie von den Fabry-Pérot-Interferometern bestimmt. Der Index N bedeutet, dass sie (f_{N1} , f_{N2} und f_{N3}) aus den Verschiebungen am Kugelreflektor in das Fabry-Pérot-Koordinatensystem transformiert wurden.

6.2.1 Translatorische Verschiebung am Justageelement

Um die Funktionsweise des Referenzmesssystems zu überprüfen, wurde an der Justageeinrichtung (siehe Abschnitt 4.4 und Abbildung 4.13) eine gezielte Verschiebung in \vec{e}_x - sowie

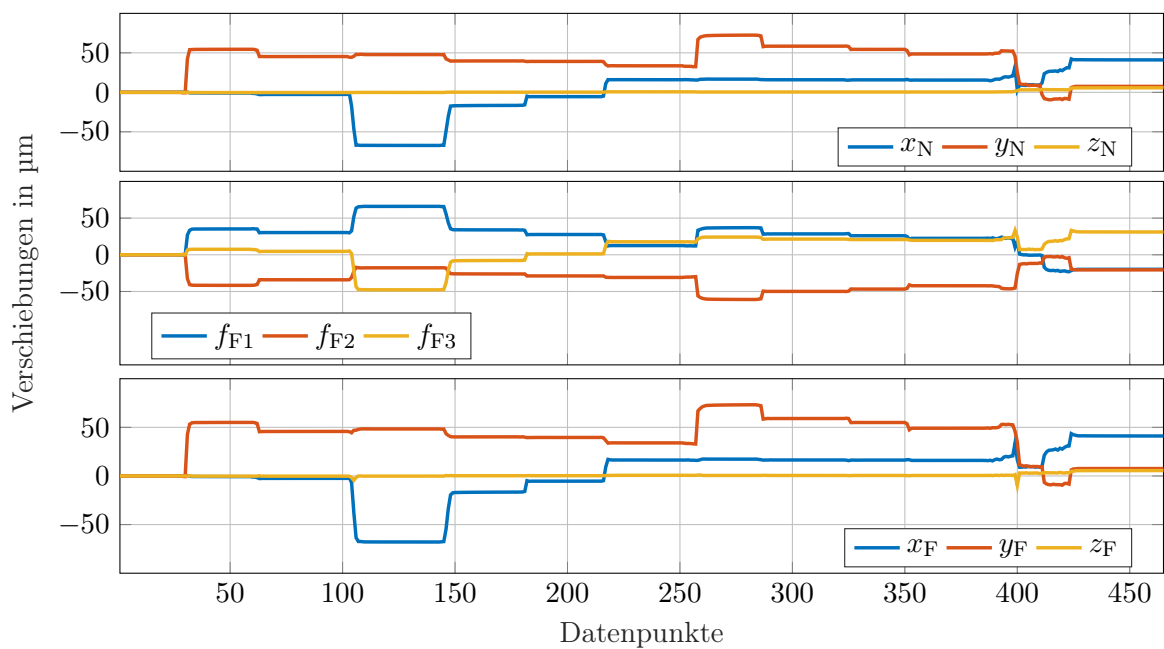


Abb. 6.5: Manuell erzeugte Verschiebungen des Antastpunktes mit Hilfe des Justageelementes. **Oben:** Gemessene Verschiebungen x_N , y_N , z_N des Kugelreflektors im Maschinenkoordinatensystem. **Mitte:** Gemessene Verschiebungen im Koordinatensystem der Fabry-Pérot-Interferometer (f_{F1} , f_{F2} und f_{F3}) für $\Theta = 90^\circ$ und $\varphi = 0^\circ$. **Unten:** Aus den Fabry-Pérot-Interferometern in das Maschinenkoordinatensystem zurücktransformierte Verschiebungen x_F , y_F , z_F .

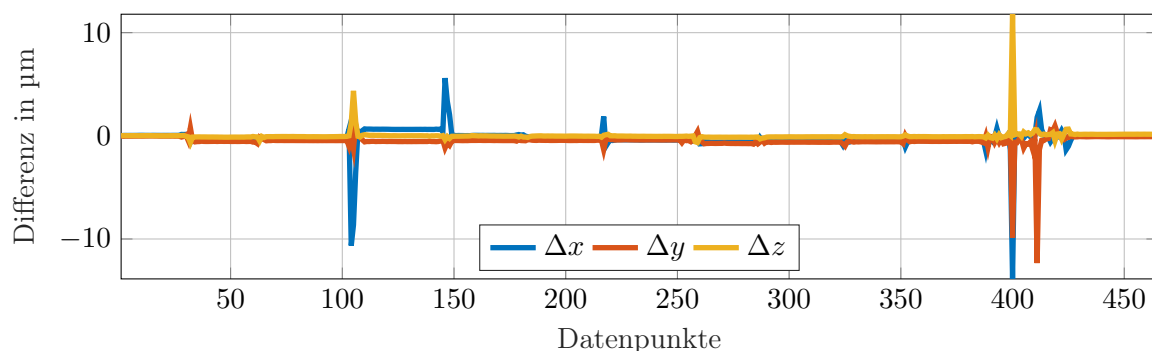


Abb. 6.6: Differenzen Δx , Δy und Δz zwischen den am Kugelreflektor gemessenen Verschiebungen x_N , y_N , z_N und den aus den Fabry-Pérot-Interferometern zurücktransformierten Verschiebungen x_F , y_F , z_F .

in \vec{e}_y -Richtung erzeugt. So bewegt sich die ganze Rotationseinheit mitsamt des Interferometerträgers der Fabry-Pérot-Interferometer relativ zur Referenzhemisphäre und zum Abbe-Punkt. Gleichzeitig wurde die Verschiebung am Kugelreflektor durch die NMM-1 und die Abstandsänderung zur Referenzhemisphäre durch die Fabry-Pérot-Interferometer bestimmt. Die Verschiebung wurde händisch erzeugt. In Abbildung 6.5 sind die Messdaten der am Kugelreflektor gemessenen Verschiebungen (x_N , y_N , z_N), die gemessenen Verschiebungen durch die Fabry-Pérot-Interferometer f_{F1} , f_{F2} , f_{F1} und die aus dem Fabry-Pérot-Koordinatensystem zurücktransformierten Verschiebungen x_F , y_F , z_F dargestellt.

Die Verschiebung am Justageelement beträgt ca. $80\ \mu\text{m}$ in \vec{e}_x -Richtung und $75\ \mu\text{m}$ in \vec{e}_y -Richtung. Diese Verschiebungen sind deutlich größer als die Verschiebungen, die während der regulären Verwendung auftreten (siehe Abschnitt 5.2). Für die hier gezeigte Messung lag die Ausrichtung des Referenzmesssystems bei $\varphi = 0^\circ$ und $\Theta = 90^\circ$. Die Differenzen Δx , Δy und Δz zwischen den am Kugelreflektor gemessenen Verschiebungen und den aus den Fabry-Pérot-Interferometern zurücktransformierten Verschiebungen sind in Abbildung 6.6 dargestellt. An den Stellen der per Hand erzeugten Verschiebungen kommt es zu größeren Differenzen zwischen den Fabry-Pérot-Interferometern und der Messung am Kugelreflektor. Diese großen Differenzen sind auf dynamische Effekte während der Verschiebung und eine nicht vollständig zeitsynchrone Abtastung der Signale zurückzuführen. Während der Zeiten der statischen Position liegen die Differenzen in einem Bereich von maximal $\pm 200\ \text{nm}$. Die verbleibenden Differenzen sind auf Orthogonalitätsabweichungen der Messachsen im Referenzmesssystem zurückzuführen (siehe Abschnitt 7.2.2).

6.2.2 Wiederholbarkeit zwischen zwei Stellungen des Rotationssystems

In einem weiteren Versuch wurde das Referenzmesssystem in einem kleinen Bewegungsbereich wiederholt zwischen zwei Winkelstellungen φ_1 , Θ_1 und φ_2 , Θ_2 bewegt. Dabei gilt $\varphi_1 = \varphi_2 = 0^\circ$ und $\Theta_1 = 170^\circ$ und $\Theta_2 = 190^\circ$. Die Bewegung wurde 70 mal wiederholt und die Messdauer betrug 15 Minuten. An jeder Position wurden die Messdaten über 5 s gemittelt. Die Temperatur am Drehtischantrieb (T_D) stieg in Folge des kontinuierlichen Energieeintrags um ca. $0,5\ \text{K}$ an. Die Temperatur an der Referenzhemisphäre lag in einem Bereich von $\pm 0,1\ \text{K}$. In Abbildung 6.7 sind die gemessenen Verschiebungen am Kugelreflektor x_N , y_N und z_N und die vom

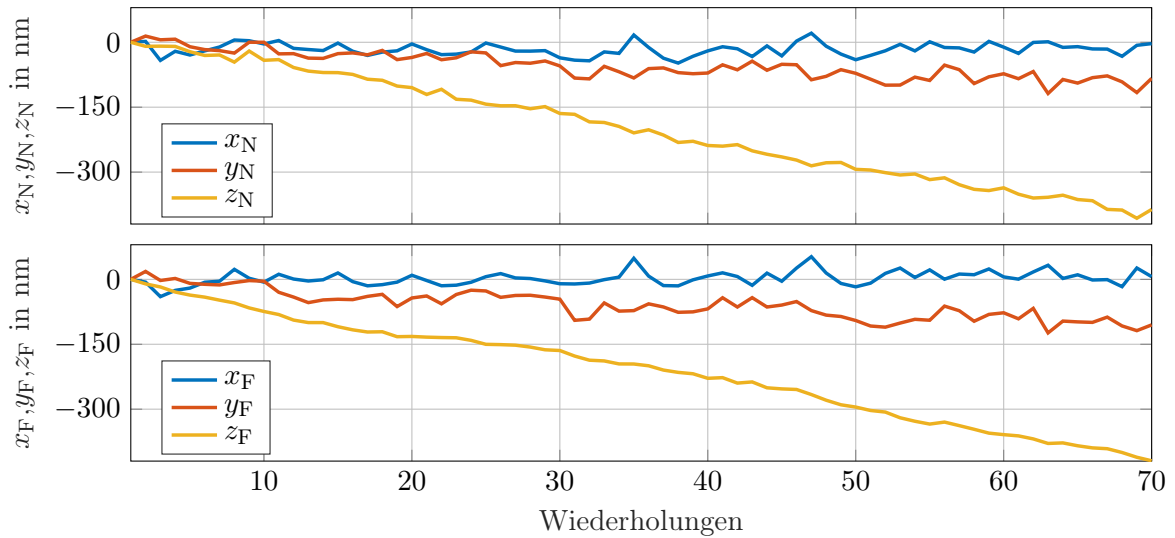


Abb. 6.7: Gemessene Verschiebung des Antastpunktes an Position $\Theta_1 = 170^\circ$ bei 70 Wechseln zwischen zwei Positionen $\Theta_1 = 170^\circ$ und $\Theta_2 = 190^\circ$. **Oben:** Verschiebungen x_N , y_N und z_N im Maschinenkoordinatensystem. **Unten:** Aus den Messdaten der Fabry-Pérot-Interferometer ermittelte Verschiebungen x_F , y_F und z_F .

Referenzmesssystem ermittelten Verschiebungen im Maschinenkoordinatensystem x_F , y_F und z_F für die Position $\Theta_1 = 170^\circ$ dargestellt. Hauptsächlich ist eine Drift entlang der \vec{e}_z -Richtung zu beobachten. Diese ist durch die Höhe des Kraft-Rahmens und durch dessen thermischen Ausdehnungskoeffizienten bedingt. Die gemessenen Verschiebungen am Kugelreflektor und die durch das Referenzmesssystem bestimmten Verschiebungen stimmen in erster Näherung gut überein. Charakteristische Bewegungen wie bei Wiederholung 35 oder Wiederholung 47 in \vec{e}_x -Richtung werden in beiden Messsignalen (x_F und x_N) erkannt. In Abbildung 6.8 ist die Differenz Δx , Δy und Δz zwischen den beiden gemessenen Verschiebungen in den jeweiligen Richtungen dargestellt. Über den vollständigen Signalverlauf bei 70 Wiederholungen liegen die Differenzen bei ± 20 nm in \vec{e}_x - und \vec{e}_y -Richtung und ± 27 nm in \vec{e}_z -Richtung. Diese Differenzen sind in der Größenordnung der Nichtlinearitäten der verwendeten Fabry-Pérot-Interferometer von 13 nm. Weitere Beiträge resultieren aus der Temperaturänderung der Referenzhemisphäre.

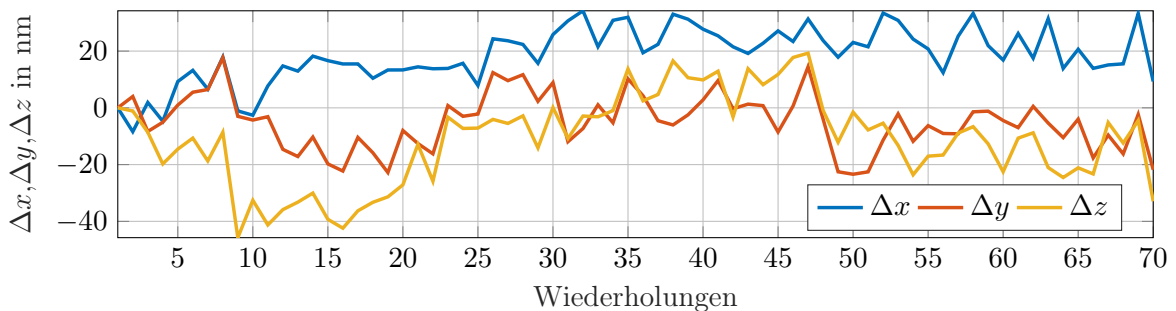


Abb. 6.8: Differenzen Δx , Δy und Δz der Längenmesswerte am Kugelreflektor und den aus den Fabry-Pérot-Interferometern berechneten Verschiebungen aus Abbildung 6.7 in \vec{e}_x -, \vec{e}_y - und \vec{e}_z -Richtung bei 70 Wiederholungen.

6.2.3 Rundheitsabweichung der Referenzhemisphäre

Um die Formabweichungen der Referenzhemisphäre sowie die Lage der Rotationsachsen zu bestimmen, wird das in Abschnitt 4.3 beschriebene Kalibrierverfahren für die Referenzhemisphäre angewandt. Die Referenzhemisphäre aus Edelstahl weist, wie die folgenden Messungen zeigen, eine hohe Formabweichung auf. Aufgrund dieser Formabweichung kann das Rotationssystem nicht über den vollständigen Bewegungsbereich betrieben werden, da es sonst zu Signalunterbrechungen und vermehrten so genannten Zählfehlern der Fabry-Pérot-Interferometer kommt.

Bei einer interferometrischen Längenmessung kann es zu Zählfehlern oder Sprüngen im Messsignal kommen. Diese sind hier durch eine sprunghafte Änderung des Signals um $\lambda/2$ zu erkennen. Dabei wird ein ganzer Interferenzdurchlauf übersprungen. Dies wird durch schnelle Bewegungen des Sensors oder Erschütterungen begünstigt. Sofern die Zählfehler nicht zu sehr gehäuft auftreten, können diese korrigiert werden. Die hier verwendeten Fabry-Pérot-Interferometer neigen zu deutlich mehr Zählfehlern, wenn der Fokuspunkt hinter der Referenzhemisphäre liegt. Liegt der Fokus vor der Referenzhemisphäre, können diese Zählfehler minimiert werden.

Nachfolgend wird das vorgeschlagene Kalibrierverfahren, aufgrund der genannten Beschränkungen, für eine feste Winkellage des Goniometers $\varphi = 0^\circ$ über eine vollständige Umdrehung des Drehtisches demonstriert. In einem ersten Schritt werden aus allen drei Fabry-Pérot-Interferometern die Rundheitsinformationen bestimmt. Anschließend erfolgt die Bestimmung und Anwendung der Korrekturdaten zur Bahnabweichung aus den Messsignalen am Kugelfreflektor, wie in Abschnitt 4.3 beschrieben.

Rundheitsbestimmung

Bei der Messung lagen die Messpunkte des \vec{F}_1 -Interferometers und des \vec{F}_2 -Interferometers auf der gleichen Höhenlinie bzw. dem gleichen Polarwinkel der Referenzhemisphäre. Der Unterschied des Polarwinkels zum \vec{F}_3 -Interferometer liegt bei $-0,4^\circ$. Die Messwertaufnahme erfolgt über 6 Umdrehungen um die e_Θ -Achse in Schritten von 5° . An jeder Stelle wird der Positionswert für alle Signale über 2 Sekunden gemittelt. Die Aufnahme der 438 Positionen

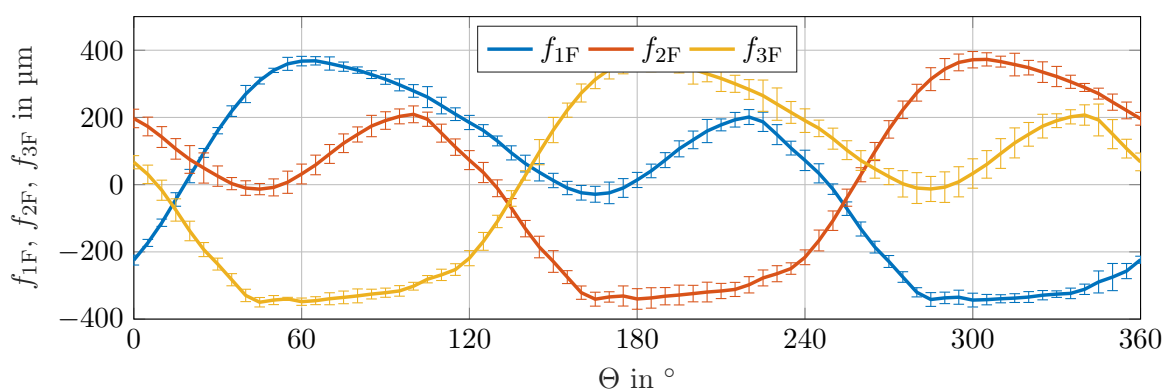


Abb. 6.9: Mittelwert der Verschiebungen f_{1F} , f_{2F} , f_{3F} entlang der \vec{F}_1 -, \vec{F}_2 - und \vec{F}_3 -Richtung bei einer vollständigen Rotation um $\Theta = 360^\circ$ bei sechs Wiederholungen mit den zugehörigen Standardabweichungen. Zur besseren Darstellung sind die Standardabweichung mit dem Faktor $1 \cdot 10^3$ multipliziert.

dauert ca. 1,2 h. Da der Bewegungsbereich um die e_{Θ} -Achse durch die Kabelführung und die Lichtwellenleiter auf $\pm 200^\circ$ beschränkt ist, wird das System nach einer Umdrehung von 360° in die Ausgangsstellung zurück bewegt. Zur Vermeidung von Umkehrspiel wurden die Winkelpositionen auf der Rückstellbewegung nicht angefahren.

Da die Interferometer nur eine relative Längenänderung messen, müssen sie an derselben Stelle der Referenzhemisphäre genullt werden. Die Nullung erfolgt für jedes Interferometer, wenn es den Azimutwinkel $\Theta = 0^\circ$ der Referenzhemisphäre erreicht. Aufgrund der konstanten Schrittweite bei der Rotation um die e_{Θ} -Achse und der dazu phasenverschobenen Lage der Fabry-Pérot-Interferometer-Messachsen werden die gleichen Positionen an der Referenzhemisphäre nicht erreicht. Die Nullung erfolgt also durch lineare Interpolation zwischen den benachbarten Azimutwinkeln.

Die Längenmesswerte pro Position werden über alle sechs hintereinander durchgeführten Umdrehungen gemittelt. In Abbildung 6.9 sind die gemittelten Messwerte, nach der gemeinsamen Nullung wie oben beschrieben, über den Drehwinkel Θ zusammen mit der Standardabweichung pro Position dargestellt. Die so gemessenen Formabweichungen für alle Messrichtungen betragen ohne Korrekturen ca. $\pm 350 \mu\text{m}$. Die maximale Standardabweichung bei der Mittelung über 6 Durchläufe beträgt für $s(f_{1F}) = 40 \text{ nm}$, für $s(f_{2F}) = 45 \text{ nm}$ und für $s(f_{3F}) = 48 \text{ nm}$. Zur besseren Darstellung ist die Standardabweichung in Abbildung 6.9 um den Faktor $1 \cdot 10^3$ vergrößert dargestellt. In Abbildung 6.10 erfolgt die Darstellung der gemessenen Verschiebungen f_{F1} in den Polarkoordinaten des \vec{F}_1 -Interferometers. Zu den gemessenen Verschiebungen wird der konstante absolute Radius der Referenzhemisphäre ($r=200 \text{ mm}$) hinzu addiert. Die gemessenen Verschiebungen werden zur besseren Darstellung um den Faktor 100 vergrößert dargestellt.

Da die Messpunkte der Fabry-Pérot-Interferometer \vec{F}_1 und \vec{F}_2 auf dem gleichen Polarwinkel der Referenzhemisphäre liegen, messen sie die gleichen Formabweichungen der Referenzhemisphäre.

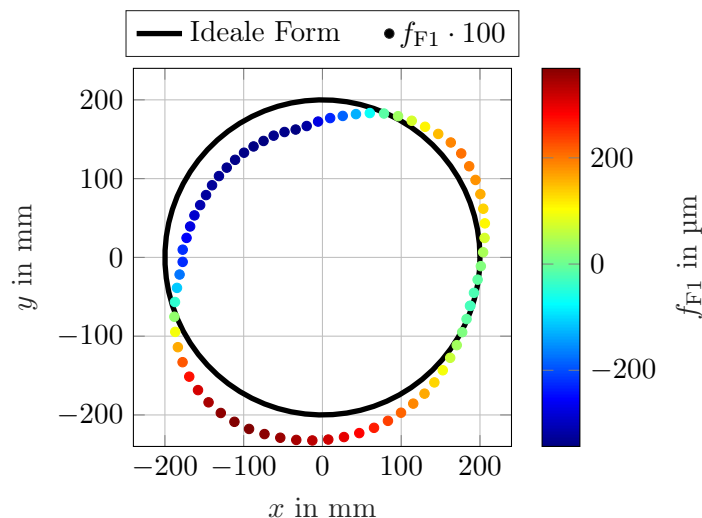


Abb. 6.10: Messwerte des \vec{F}_1 -Interferometers, f_{F1} um den Faktor 100 vergrößert dargestellt, in radialer Richtung und die ideale Form der Referenzhemisphäre.

Das \vec{F}_3 -Interferometer misst um nur $-0,4^\circ$ versetzt dazu. Abbildung 6.11 zeigt die Differenz zwischen den gemessenen Verschiebungen der drei Fabry-Pérot-Interferometer über dem Azimutwinkel der entsprechenden Basisvektoren. Die Differenzen D_{12} , D_{13} und D_{23} werden wie folgt berechnet:

$$\begin{aligned} D_{12} &= f_{F1} - f_{F2} \\ D_{13} &= f_{F1} - f_{F3} \\ D_{23} &= f_{F2} - f_{F3} \end{aligned} \quad (6.1)$$

Da die Messung in diskreten Schritten des Drehtisches erfolgt, sind nicht für alle Interferometer die gleichen Positionen auf der Referenzhemisphäre gemessen worden. Die Zwischenpositionen für die Differenzbildung werden mittels linearer Interpolation zwischen den benachbarten Messpunkten berechnet. Die Differenzen D_{12} , D_{13} und D_{23} liegen bei maximal $15 \mu\text{m}$ für D_{12} , $25 \mu\text{m}$ für D_{13} und $12 \mu\text{m}$ für D_{23} .

Da das \vec{F}_1 -Interferometer und das \vec{F}_2 -Interferometer auf dem gleichen Polarwinkel der Referenzhemisphäre liegen, ist hier theoretisch die kleinste Abweichung zu erwarten. Diese Differenzen sind jedoch von den systematischen Bahnabweichungen des Rotationspositionierers überlagert, die mit Hilfe der Positionsmessung am Kugelreflektor bestimmt werden können.

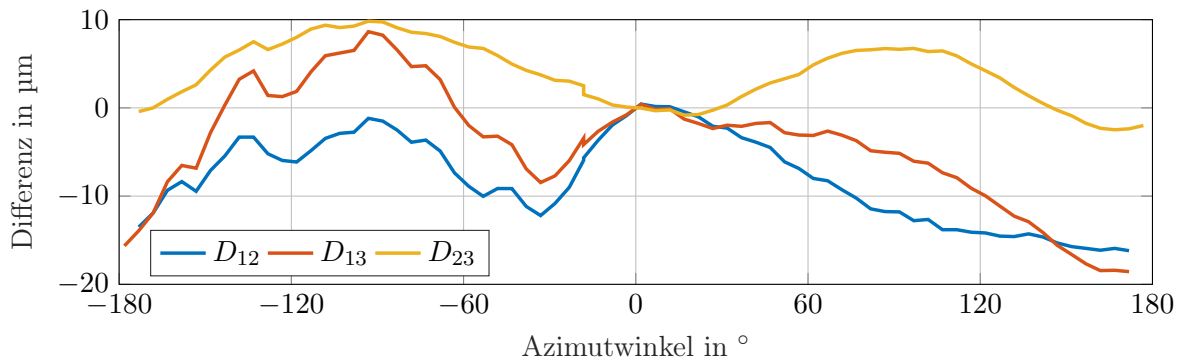


Abb. 6.11: Differenz zwischen den drei Interferometer-Messwerten f_{F1} , f_{F2} und f_{F3} an den gleichen Azimutwinkeln ihrer Basisvektoren. $D_{12} = f_{F1} - f_{F2}$; $D_{13} = f_{F1} - f_{F3}$; $D_{23} = f_{F2} - f_{F3}$.

Positionsmessung am Kugelreflektor

Während des oben beschriebenen Messablaufs wurden die am Kugelreflektor gemessenen Verschiebungen x_N , y_N und z_N aufgezeichnet. In Abbildung 6.12 ist die pro Messposition gemittelte Verschiebung des Kugelreflektors x_N und y_N dargestellt. Die Mittelwertbildung erfolgt über alle 6 Wiederholungen der Messwerte. Weiterhin sind die Standardabweichungen $s(x_N)$ und $s(y_N)$ pro Position über die sechs Durchläufe dargestellt. Zur besseren Darstellung ist die Standardabweichung um den Faktor $1 \cdot 10^3$ vergrößert dargestellt. Über den vollständigen Bewegungsbereich liegt die Bewegung des Kugelreflektors bei $\pm 10 \mu\text{m}$ für x_N und $\pm 15 \mu\text{m}$ für y_N , die Standardabweichung pro Position ist in einer Größenordnung von ca. $\pm 30 \text{ nm}$ für beide Messrichtungen.

Bei einer vollständigen Umdrehung um 360° kommt es zu keiner geschlossenen Kurve. Es existiert für $\Theta = 0^\circ$ und $\Theta = 360^\circ$ ein Positionsunterschied von ca. $1,4\mu\text{m}$ in \vec{e}_x -Richtung und $0,2\mu\text{m}$ in \vec{e}_y -Richtung. Dieser ist zum einen auf ein Umkehrspiel zurückzuführen, da die $\Theta = 0^\circ$ Position aus positiver Richtung und die $\Theta = 360^\circ$ Position aus negativer Richtung erreicht wird. Zum anderen ist der Positionsunterschied auf ein 720° -periodisches Verhalten der Wälzlager zurückzuführen. Wälzlager zeigen diese Eigenschaft, da sich die Wälzkörper im Käfig nur mit der halben Geschwindigkeit des bewegten Innenrings bewegen. Erst nach zwei Umdrehungen herrschen wieder die gleichen geometrischen Beziehungen zwischen Innenring, Außenring und den Wälzkörpern wie zu Beginn der Bewegung. Unter der Annahme, dass der Einfluss hauptsächlich aus den verschiedenen Durchmessern der Wälzkörper entsteht, kann die daraus entstehende Bewegung als linear mit dem Drehwinkel ansteigend beschrieben werden. Die Einflüsse werden für die weiteren Betrachtungen von den Messsignalen berücksichtigt.

Bestimmung der Exzentrizität

Durch das Einbringen des Kugelreflektors in einem Abstand zur Drehachse \vec{e}_Θ tritt eine zusätzliche Exzentrizität auf, deren Einfluss von den gemessenen Verschiebungen des Kugelreflektors getrennt werden muss (siehe Abschnitt 4.1.1). Durch einen Sinus-Fit kann die Summe der Exzentrizitäten bestimmt werden. Es ergibt sich eine Amplitude $A_x = 11,52\mu\text{m}$ von einer Phase $\psi_x = 1,799\text{rad}$ in \vec{e}_x -Richtung sowie eine Amplitude von $A_y = 16,06\mu\text{m}$ mit einer Phasenlage von $\psi_y = 0,0492\text{rad}$ in \vec{e}_y -Richtung. In Abbildung 6.12 sind die gefitteten Sinus-Daten dargestellt. Die Messdaten in z -Richtung können direkt übernommen werden, da diese nicht von einer Exzentrizität zur \vec{e}_Θ -Achse beeinflusst werden. Nach Abzug der berechneten Sinus-Funktionen ergeben sich die Korrekturdaten:

$$\begin{aligned}x_{\text{Nc}} &= x_{\text{N}} - A_x \sin(\Theta + \psi_x) \\y_{\text{Nc}} &= y_{\text{N}} - A_y \sin(\Theta + \psi_y) \\z_{\text{Nc}} &= z_{\text{N}}\end{aligned}\tag{6.2}$$

Die so ermittelten Korrekturdaten x_{Nc} , y_{Nc} und z_{Nc} werden zur Korrektur der Fabry-Pérot-Messdaten in das Fabry-Pérot-Koordinatensystem transformiert. In Abbildung 6.13 links

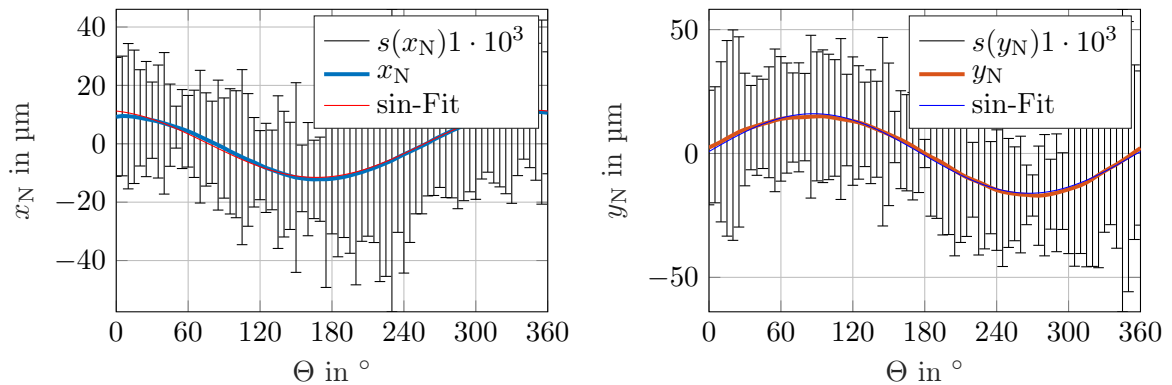


Abb. 6.12: Gemittelte Verschiebungen x_N und y_N am Kugelreflektor über 6 Wiederholungen mit der Standardabweichung pro Winkelstellung und Best-Fit-Sinus. Zur besseren Darstellung ist die Standardabweichung $1 \cdot 10^3$ vergrößert dargestellt.

Links: Gemittelte Messwerte und Standardabweichung ($s(x_N)$) in \vec{e}_x -Richtung.

Rechts: Gemittelte Messwerte und Standardabweichung ($s(y_N)$) in \vec{e}_y -Richtung.

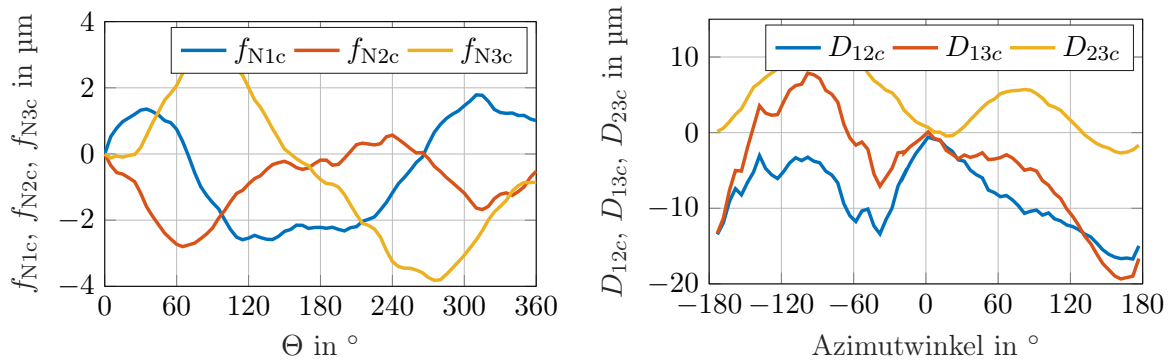


Abb. 6.13: **Links:** Korrekturdaten zur Bahnabweichung f_{N1c} , f_{N2c} und f_{N3c} , berechnet aus den Verschiebungen am Kugelreflektor abzüglich der aus einem Sinus-Fit bestimmten Exzentrizitäten. **Rechts:** Differenzen D_{12c} , D_{13c} und D_{23c} zwischen den drei Interferometer Messwerten f_{F1} , f_{F2} und f_{F3} an den gleichen Azimutwinkeln ihrer Basisvektoren nach der Korrektur der systematischen Bahnabweichungen.

sind die ins Fabry-Pérot-Koordinatensystem transformierten Korrekturdaten f_{N1c} , f_{N2c} und f_{N3c} dargestellt. Die Korrekturen liegen in einer Größenordnung von maximal $5\ \mu\text{m}$ für alle drei Messrichtungen der Fabry-Pérot-Interferometer. Anhand der Korrekturdaten können die korrigierten Differenzen D_{12c} , D_{13c} und D_{23c} zwischen den Messsignalen der Fabry-Pérot-Interferometer berechnet werden:

$$\begin{aligned}
 D_{12c} &= (f_{F1} - f_{F1c}) - (f_{F2} - f_{F2c}) \\
 D_{13c} &= (f_{F1} - f_{F1c}) - (f_{F3} - f_{F3c}) \\
 D_{23c} &= (f_{F2} - f_{F2c}) - (f_{F3} - f_{F3c})
 \end{aligned}
 \tag{6.3}$$

In Abbildung 6.13 rechts sind die Differenzen zwischen den Messsignalen der Fabry-Pérot-Interferometer abzüglich der gemessenen Bahnabweichungen am Kugelreflektor dargestellt. Die Differenzen liegen nach der Korrektur der systematischen Bahnabweichungen bei maximal $15\ \mu\text{m}$ für D_{12c} , $27\ \mu\text{m}$ für D_{13c} und $17\ \mu\text{m}$ für D_{23c} . Im Vergleich zu den unkorrigierten Differenzen aus Abbildung 6.11 sind die Differenzen für den korrigierten Fall geringer. Entsprechend den Erwartungen ist die Differenz zwischen den Messwerten des \vec{F}_1 - und \vec{F}_2 -Interferometers am kleinsten, da diese auf der gleichen Höhenlinie messen.

Die vergleichsweise großen verbleibenden Abweichungen sind auf eine nicht optimale Ausrichtung des Koordinatensystems des Referenzmesssystems zurückzuführen. Abweichungen, die aus der Formabweichung des Kugelreflektors herrühren, sind unter Betrachtung der im Datenblatt angegebenen Formabweichung $\pm 2\ \mu\text{m}$ deutlich geringer. Minimale Einflüsse entstehen auch durch die Interpolation der Messsignale für die verschiedenen Winkelstellungen. Der Verlauf der Differenzen (Abbildung 6.11 und Abbildung 6.13 rechts) legt nahe, dass das Messsignal des \vec{F}_1 -Interferometers von einem weiteren unbekanntem systematischen Effekt überlagert ist. Dieser unbekanntem Effekt erzeugt in den Differenzen D_{12} und D_{13} den deutlich unrunderen Verlauf im Vergleich zu D_{23} .

6.3 Zusammenfassung und Bewertung

Die vorgestellten Messungen zeigen, dass alle wesentlichen Elemente des Prototypen-Aufbaus wie beschrieben funktionieren. Durch die Trennung des Metrologie-Rahmens vom Kraft-Rahmen wird gleichzeitig auch der Energieeintrag der Antriebssysteme in den Metrologie-Rahmen reduziert. Trotz der hohen Temperaturänderung am Drehtischantrieb bleibt die Temperatur an der Referenzhemisphäre konstant. Der luftgedämpfte Messgranit als Fundament reduziert den Schwingungseintrag in das Gesamtsystem und erlaubte somit kürzere Messzeiten pro Messpunkt. So konnte die Messgeschwindigkeit erhöht werden und die Einflüsse aus einer nicht stabilen Temperatur weiter reduziert werden.

Die Versuche zur manuellen, translatorischen Verschiebung des Referenzmesssystems zeigen, dass die Verschiebungsbestimmung bis auf ± 200 nm bei einer Verschiebung von bis zu $80 \mu\text{m}$ möglich ist. Die verbleibenden Unterschiede sind hier auf die nicht korrigierte Formabweichung der Referenzhemisphäre und die Orthogonalitätsabweichungen der Basisvektoren des Referenzmesssystems zurückzuführen. Bei einer Wiederholungsmessung zwischen zwei Positionen auf der Referenzhemisphäre konnte die Verschiebung des Antastpunktes bei dieser Bewegung verfolgt werden. Der direkte Vergleich zwischen der Messung an dem Kugelreflektor und der aus dem Referenzmesssystem bestimmten Verschiebung zeigt eine Übereinstimmung von ± 27 nm. Die vergleichsweise guten Ergebnisse sind mit der kurzen Messdauer zu begründen. Vergleichbare Messungen über einen längeren Zeitraum sind deutlich von temperaturänderungsbedingten Effekten überlagert.

Messungen über den vollständigen Bewegungsbereich des Drehtisches zeigen die Formabweichung der Referenzhemisphäre in einer Größenordnung von ca. $350 \mu\text{m}$. Die Standardabweichung als Maß für die Wiederholbarkeit der einzelnen Positionen auf der Referenzhemisphäre liegt für sechs Wiederholungen der gleichen Positionen für alle F-Interferometer unterhalb von 50 nm. Nach Anwendung des Kalibrierverfahrens wie in Abschnitt 4.3 beschrieben liegen die Differenzen zwischen den einzelnen Messachsen der Fabry-Pérot-Interferometer bei maximal $27 \mu\text{m}$. Diese Unterschiede werden von den Orthogonalitätsabweichungen der Basisvektoren des Referenzmesssystems und der hohen Formabweichung der Referenzhemisphäre hervorgerufen. Aufgrund der hohen Formabweichung liegt der maximal notwendige Messbereich deutlich über dem vom Hersteller zugesicherten Bewegungsbereich der Fabry-Pérot-Interferometer und kann so für die systematischen Abweichungen verantwortlich sein. Zufällige Effekte und thermisch induzierte Probleme, die diese Differenzen beeinflussen, können aufgrund der geringen Standardabweichung der Wiederholungsmessung ausgeschlossen werden.

Die Bestimmung der einer Messung zugeordneten Messunsicherheit ist eine zentrale Aufgabe in der Messtechnik. Das Vorgehen zur Ermittlung der Messunsicherheit ist im *Guide to the expression of uncertainty in measurement*, kurz GUM, beschrieben [10]. Die Bestimmung der Messunsicherheit erfolgt dabei in sieben Schritten [110]:

1. Darlegen der Kenntnisse über die Messung und die Eingangsgrößen
2. Modellieren der Messung
3. Einschätzen der Eingangsgrößen
4. Kombinieren der Werte und Unsicherheiten
5. Berechnen der erweiterten Messunsicherheit
6. Angabe des vollständigen Messergebnisses
7. Aufstellen des Messunsicherheits-Budgets

Dabei kommt der Modellbildung (2.) und dem Einschätzen der Größen (3.) eine zentrale Rolle bei der Messunsicherheitsbestimmung zu. Die Modellgleichung liefert den Zusammenhang zwischen der Messgröße Y und n verschiedener Eingangsgrößen x_i . Jeder dieser Eingangsgrößen muss eine entsprechende Unsicherheit u_i zugeordnet werden. Diese Zuordnung erfolgt entweder durch statistische Messreihen, die so genannte Typ-A-Ermittlung oder als Typ-B-Ermittlung auf Basis von beispielsweise Kalibrierscheinen, Eichfehlergrenzen oder aus persönlichen Erfahrungen. Die kombinierte Unsicherheit der Messgröße $u(Y)$ wird anhand der Gleichung für die Gaußsche Fehlerfortpflanzung für den Fall unkorrelierter Eingangsgrößen bestimmt (4):

$$u(Y) = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial L}{\partial x_i} u_i \right)^2} \quad (7.1)$$

Für normalverteilte Eingangsgrößen liefert die kombinierte Unsicherheit einen Überdeckungsbereich von $p = 68\%$. Dieser Überdeckungsbereich, in dem 68% der Werte liegen, wird mit $k = 1$ bezeichnet. Mit Hilfe größerer k -Faktoren können größere Überdeckungsbereiche von $p = 95\%$ oder $p = 98\%$ berechnet werden (5). Das Messunsicherheitsbudget liefert eine Aufschlüsselung der gesamten Messunsicherheit auf die einzelnen Eingangsgrößen und deren Unsicherheiten.

Im folgenden Kapitel wird das Unsicherheitsmodell und das zugehörige Messunsicherheitsbudget für das Referenzmesssystem systematisch aufgestellt und beschrieben. Die Berechnungen erfolgen mit Hilfe des Python Packages GUM Tree Calculator (GTC) [41] des Neuseeländischen Metrologieinstituts (Measurement Standards Laboratory of New Zealand).

7.1 Vektoriellens Unsicherheitsmodell der NMM-1

Die Ermittlung der Messunsicherheit für Koordinatenmessgeräte und im Besonderen auch für Nano-Koordinatenmessgeräte ist ein komplexer Vorgang. Dabei müssen die verwendeten Messsysteme sowie die Umwelteinflüsse und andere Größen exakt in einem Modell abgebildet werden. Es hat sich für die NMM-1 und die NPMM-200 als sinnvoll herausgestellt, den Messvorgang eines Einzelpunktes als einen geschlossenen Vektorzug aus verschiedenen Teilvektoren zu betrachten. Durch diese vektorbasierte Darstellung können Messunsicherheiten für 3D-Bewegungen berechnet werden [32]. Jeder dieser Teilvektoren ist dabei das Ergebnis eines Untermodells der gesamten Maschine. Durch Differenzbildung zwischen zwei dieser Vektorzüge kann der Abstand zweier beliebiger Messpunkte sowie die zugehörige Unsicherheit bestimmt werden. Im bisherigen, vektoriellen Unsicherheitsmodell der NMM-1 wird das Gesamt-Modell in sieben Untermodelle zerlegt. Diese Untermodelle sind das Antastsystemmodell, das Rahmenmodell, das Interferometerreferenzarmmodell, das Interferometermessmodell, das Cosinusfehlermodell, das Abbefehlermodell und schließlich das Spiegeleckenfehlermodell.

7.2 Unsicherheitsmodell des Rotationssystems

Für das Referenzmesssystem wird unter der Annahme unkorrelierter Eingangsgrößen ebenfalls ein vektorisiertes Unsicherheitsmodell aufgestellt, das als Ausgangsgröße die Verlagerung des Antastpunktes in Folge der Rotation X_{Ref} , Y_{Ref} und Z_{Ref} im Maschinenkoordinatensystem $(\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z)$ neben den zugehörigen Unsicherheiten liefert. Aus dem Modell des Referenzmesssystems und dem Modell der NMM-1 ergibt sich die gesamte relative Verschiebung zwischen Antastsensor und Messobjekt X_{Ges} , Y_{Ges} und Z_{Ges} . Das Unsicherheitsmodell der NMM-1 mit den Ausgangsgrößen $X_{\text{NMM-1}}$, $Y_{\text{NMM-1}}$ und $Z_{\text{NMM-1}}$ kann so unverändert übernommen werden.

$$\begin{aligned} X_{\text{Ges}} &= X_{\text{NMM-1}} - X_{\text{Ref}} \\ Y_{\text{Ges}} &= Y_{\text{NMM-1}} - Y_{\text{Ref}} \\ Z_{\text{Ges}} &= Z_{\text{NMM-1}} - Z_{\text{Ref}} \end{aligned} \tag{7.2}$$

Das Unsicherheitsmodell für das gesamte Rotationssystem besteht aus sechs Untermodellen:

1. Koordinatentransformationsmodell
2. Orthogonalitätsmodell des Koordinatensystems
3. Fabry-Pérot-Interferometer-Modell
4. Modell des metrologischen Rahmens
5. Abbe-Abweichungs-Modell
6. Formabweichungsmodell der Referenzhemisphäre

Diese Untermodelle und die zugehörigen Modellgleichungen werden im Folgenden beschrieben und diskutiert. Die Eigenschaften jedes Untermodells werden anhand von synthetischen Datensätzen betrachtet, da für viele Eingangsgrößen keine Messdaten vorliegen. Dabei werden Verlagerungen des Antastpunktes in der Größenordnung der Bahnabweichungen aus Kapitel 6 genutzt. Es gilt für die Verschiebungen entlang der Messachsen der Fabry-Pérot-Interferometer:

$$f_{F1} = f_{F2} = f_{F3} = 30 \mu\text{m} \tag{7.3}$$

Einige Untermodelle (Abbe-Abweichungs-Modell, Orthogonalitätsmodell des Koordinatensystems) weisen ein stark nichtlineares Verhalten auf. Deren Einflüsse auf das Messergebnis werden mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen untersucht [9]. Die Ergebnisse der Untermodelle können dann anschließend in das lineare Unsicherheitsbudget übernommen werden. So können die Einflüsse der einzelnen Eingangsgrößen auf die Gesamtunsicherheit separat betrachtet werden, die bei einer Monte-Carlo-Simulation des Gesamtmodells nicht mehr getrennt werden könnten.

7.2.1 Koordinatentransformation

Die Rücktransformation der im $\langle \vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3 \rangle$ Koordinatensystem gemessenen Verschiebungen in das $\langle \vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z \rangle$ Maschinenkoordinatensystem ist unsicherheitsbehaftet. Die Rücktransformation setzt sich aus der Unsicherheit der erzeugten Rotation um die Rotationsachsen \vec{e}_φ und \vec{e}_Θ sowie der Ausgangslage des Koordinatensystems zusammen. Die Ausgangslage (siehe Abschnitt 3.4.1), definiert durch die Winkel α_0 und γ_0 , wird hauptsächlich durch Fertigungsabweichungen beeinflusst, wohingegen die Unsicherheiten bei den Rotationen um die \vec{e}_φ -Achse und die \vec{e}_Θ -Achse durch die Winkelmesssysteme in den Rotationspositionierern beeinflusst werden. Die Bestimmung der Verschiebung des Antastpunktes bei Rotation erfolgt im Maschinenkoordinatensystem $V_{xyz} = (x_F, y_F, z_F)$ anhand der in Abschnitt 3.4.2 angegebenen Gleichungen.

$$V_{xyz} = f_{F1}\vec{F}_1 + f_{F2}\vec{F}_2 + f_{F3}\vec{F}_3 \quad (7.4)$$

Dazu müssen die Basisvektoren des Koordinatensystems des Referenzmesssystems bestimmt werden (vergleiche Abschnitt 3.4.2):

$$\begin{aligned} \vec{F}_1 &= R_z(\Theta) R_y(\varphi) R_x(\alpha_0) R_z(\gamma_0) \vec{e}_x \\ \vec{F}_2 &= R_z(\Theta) R_y(\varphi) R_x(\alpha_0) R_z(\gamma_0) \vec{e}_y \\ \vec{F}_3 &= R_z(\Theta) R_y(\varphi) R_x(\alpha_0) R_z(\gamma_0) \vec{e}_z \end{aligned} \quad (7.5)$$

Demzufolge ist die Unsicherheit der Verschiebung auch von der Unsicherheit der Basisvektoren abhängig. Um die Messunsicherheit bei der Koordinatentransformation exemplarisch zu bestimmen, werden ideale Verschiebungen des Antastpunktes x_i , y_i und z_i im Maschinenkoordinatensystem in die entsprechenden idealen Verschiebungen entlang der Messachsen der Fabry-Pérot-Interferometer f_{F1i} , f_{F2i} und f_{F3i} transformiert. Dazu werden die idealen Basisvektoren des Koordinatensystems der Fabry-Pérot-Interferometer ohne Unsicherheiten verwendet.

$$\begin{aligned} f_{F1i} &= x_i \vec{e}_x \cdot \vec{F}_1 + y_i \vec{e}_y \cdot \vec{F}_1 + z_i \vec{e}_z \cdot \vec{F}_1 \\ f_{F2i} &= x_i \vec{e}_x \cdot \vec{F}_2 + y_i \vec{e}_y \cdot \vec{F}_2 + z_i \vec{e}_z \cdot \vec{F}_2 \\ f_{F3i} &= x_i \vec{e}_x \cdot \vec{F}_3 + y_i \vec{e}_y \cdot \vec{F}_3 + z_i \vec{e}_z \cdot \vec{F}_3 \end{aligned} \quad (7.6)$$

Danach erfolgt aus den so berechneten Verschiebungen die Rücktransformation in die Verschiebungen im Maschinenkoordinatensystem x_F , y_F und z_F mit den unsicherheitsbehafteten Basisvektoren (siehe Gleichung 7.4). In Tabelle 7.1 ist das Messunsicherheitsbudget für die so berechnete Verschiebung des Antastpunktes in \vec{e}_x -Richtung dargestellt. Die Koordinatentransformation erfolgt ohne systematische Abweichung mit einer Unsicherheit $u(x) = 3$ nm, $u(y) = 2$ nm und $u(z) = 5$ nm. Da die Koordinatentransformation nichtlinear ist, gelten die Unsicherheiten für die Verschiebung im Maschinenkoordinatensystem nur genau für die in Tabelle 7.1 angegebene Winkelstellung.

Tab. 7.1: Messunsicherheitsbudget des Untermodells zur Beschreibung der Koordinatentransformation aus dem rotierenden $\langle \vec{F}_1, \vec{F}_2, \vec{F}_3 \rangle$ in das $\langle \vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z \rangle$ Maschinenkoordinatensystem für die Antastpunktverschiebung x_F .

Eingangsgröße	Wert	Unsicherheit u_i	Verteilung	$\frac{\partial L}{\partial x_i} u_i$	Beitrag
f_{F1i}	$-17,019 \mu\text{m}$	$0 \mu\text{m}$	-	-	-
f_{F2i}	$12,084 \mu\text{m}$	$0 \mu\text{m}$	-	-	-
f_{F3i}	$47,585 \mu\text{m}$	$0 \mu\text{m}$	-	-	-
α_0	55°	$100 \mu\text{rad}$	Rechteck	$2,5 \text{ nm}$	88%
γ_0	45°	$100 \mu\text{rad}$	Rechteck	$0,8 \text{ nm}$	$9,6 \%$
Θ	150°	$17,5 \mu\text{rad}$	Rechteck	$0,3 \text{ nm}$	$1,3 \%$
φ	20°	$17,5 \mu\text{rad}$	Rechteck	$0,3 \text{ nm}$	$1,1 \%$
$x_F = 30,000 \pm 0,003 \mu\text{m} (k = 1)$ $[y_F = 30,000 \pm 0,002 \mu\text{m} (k = 1)]$ $[z_F = 30,000 \pm 0,005 \mu\text{m} (k = 1)]$					

Eine Betragsbildung des Verschiebungsvektors V_{xyz} zur Bestimmung einer 3D-Unsicherheit, wie im Modell für die NMM-1 üblich, ist hier nicht sinnvoll.

$$|V_{xyz}| = \sqrt{x_F^2 + y_F^2 + z_F^2} \quad (7.7)$$

Denn bei einer Rotation eines Vektors tritt keine Längenänderung des Vektors auf. Es kürzen sich alle Anteile der Koordinatentransformation bei der Betragsbildung heraus und die partiellen Ableitungen werden so zu Null. Die berechnete Unsicherheit der Koordinatentransformation wird dann ebenfalls zu Null.

Die Unsicherheit und deren Aufteilung auf die einzelnen Messrichtungen ist stark von der Winkellage des Systems abhängig und muss in der praktischen Anwendung für jede Winkellage berechnet werden. Mit einer Reduktion der auftretenden Verschiebung reduzieren sich auch die zu erwartenden Unsicherheiten.

7.2.2 Orthogonalitätsabweichung des Koordinatensystems

Im idealen Modell stehen die Messachsen \vec{F}_1, \vec{F}_2 und \vec{F}_3 der Fabry-Pérot-Interferometer senkrecht aufeinander und die zwischen den Achsen eingeschlossenen Winkel sind gleich groß.

$$\varphi_{12} = \varphi_{23} = \varphi_{13} = 90^\circ \quad (7.8)$$

Dabei ist φ_{12} der Winkel zwischen \vec{F}_1 und \vec{F}_2 , φ_{23} der Winkel zwischen \vec{F}_2 und \vec{F}_3 und φ_{13} der Winkel zwischen \vec{F}_1 und \vec{F}_3 . Im tatsächlichen System stehen die Messachsen jedoch nicht zwangsläufig vollständig orthogonal aufeinander und bilden ein schiefwinkliges Koordinatensystem $\langle \vec{F}_{1S}, \vec{F}_{2S}, \vec{F}_{3S} \rangle$. Diese Abweichungen werden durch Fertigungsabweichungen und eine unzureichende Justage hervorgerufen. Sofern die Orthogonalitätsabweichungen bekannt sind, können diese vollständig korrigiert werden. Unter der Annahme $\vec{F}_{3S} = \vec{F}_{3O}$ gilt für die Umrechnung der im schiefwinkligen Koordinatensystem gemessenen Verschiebungen f_{F1S}, f_{F2S}

und f_{F3S} in die Verschiebungen im orthogonalen Koordinatensystem f_{F1O} , f_{F2O} und f_{F3O} [29]:

$$\begin{pmatrix} f_{F1O} \\ f_{F2O} \\ f_{F3O} \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} f_{F1S} \\ f_{F2S} \\ f_{F3S} \end{pmatrix} \quad (7.9)$$

Dabei ist die Transformationsmatrix A :

$$A = \begin{pmatrix} \frac{\sin(\varphi_{23})}{\sqrt{C}} & \frac{\cos(\varphi_{13})\cos(\varphi_{23}) - \cos(\varphi_{12})}{\sin(\varphi_{23})\sqrt{C}} & \frac{\cos(\varphi_{12})\cos(\varphi_{23}) - \cos(\varphi_{13})}{\sin(\varphi_{23})\sqrt{C}} \\ 0 & \frac{1}{\sin(\varphi_{23})} & -\frac{\cos(\varphi_{23})}{\sin(\varphi_{23})} \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (7.10)$$

mit:

$$C = 1 + 2 \cos(\varphi_{12}) \cos(\varphi_{13}) \cos(\varphi_{23}) - \cos(\varphi_{12})^2 - \cos(\varphi_{13})^2 - \cos(\varphi_{23})^2 \quad (7.11)$$

Über die Winkel zwischen den schiefwinkligen Basisvektoren liegen keine Messdaten vor. Für einen Erwartungswert von $\varphi_{12} = \varphi_{23} = \varphi_{13} = 90^\circ$ ist die Transformationsmatrix gleich der Einheitsmatrix. Die partiellen Ableitungen werden so zu Null und die Gesamtunsicherheit wird unabhängig von der Unsicherheit der Eingangsgrößen ebenfalls zu Null. Um die Unsicherheit zu bestimmen, kann eine Monte-Carlo-Simulation, wie im GUM Supplement 1 beschrieben, durchgeführt werden [9]. Tabelle 7.2 zeigt die Eingangsgrößen der Monte-Carlo-Simulation sowie die Ergebnisse für die Verschiebungen. Die Verschiebungen im schiefwinkligen Koordinatensystem werden als konstant angenommen, um nur den Einfluss des unbekanntem schiefwinkligen Koordinatensystems zu ermitteln. In Abbildung 7.1 sind die Histogramme für die Verschiebungen f_{F1O} , f_{F2O} und f_{F3O} dargestellt. Die Größen sind in erster Näherung rechteckverteilt. Die Standardunsicherheit kann für eine Rechteckverteilung direkt anhand der Verteilungshalbbreite a_R angegeben werden.

$$u_{\text{Rechteck}} = \frac{a_R}{\sqrt{3}} \quad (7.12)$$

Es ergibt sich eine Unsicherheit von $u(f_{F1O}) = 75 \text{ nm}$ bzw. $u(f_{F2O}) = 45 \text{ nm}$ (vergleiche Tabelle 7.2). Die rechteckverteilten Ausgangsgrößen legen nahe, dass die Ausgangsgrößen nur

Tab. 7.2: Eingangsgröße der Monte-Carlo-Simulation zur Bestimmung der Unsicherheiten der gemessenen Verschiebungen im orthogonalen f_{F1O} , f_{F2O} und f_{F3O} Koordinatensystem in Folge eines unbekanntem schiefwinkligen Koordinatensystems.

Eingangsgröße	Wert	Verteilungsbreite	Verteilung
f_{F1S}	30 μm	0	Konstant
f_{F1S}	30 μm	0	Konstant
f_{F1S}	30 μm	0	Konstant
φ_{12}	90°	0,125°	Rechteck
φ_{23}	90°	0,125°	Rechteck
φ_{13}	90°	0,125°	Rechteck
$f_{F1O} = 30,000 \pm 0,075 \mu\text{m} (p = 68 \%)$ $f_{F2O} = 30,000 \pm 0,045 \mu\text{m} (p = 68 \%)$ $f_{F3O} = 30,000 \pm 0,000 \mu\text{m} (p = 68 \%)$			

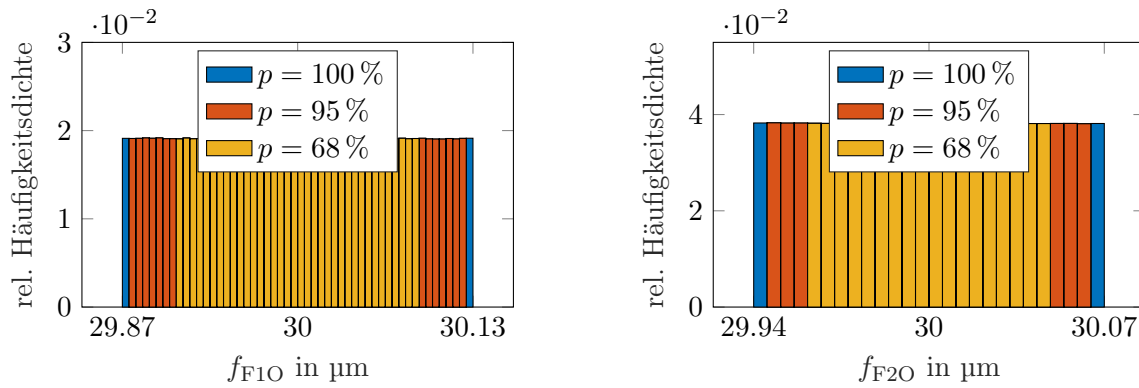


Abb. 7.1: **Links:** Histogramm der Verschiebung in f_{F1O} in Folge eines schiefwinkligen Koordinatensystems, ermittelt mit einer Monte-Carlo-Simulation mit $n = 1 \cdot 10^8$ Wiederholungen. **Rechts:** Histogramm der Verschiebung in f_{F2O} in Folge eines Schiefwinkligen Koordinatensystems, ermittelt mit einer Monte-Carlo-Simulation mit $n = 1 \cdot 10^8$ Wiederholungen.

von je einer Winkeländerung (ebenfalls rechteckverteilt) beeinflusst werden. Andernfalls wäre die mittels Monte-Carlo-Methode berechnete Verteilung keine Rechteckverteilung. Um die Einflüsse zu identifizieren, wird gezielt in der Monte-Carlo-Simulation nur eine Eingangsgröße als unsicher angenommen und die Auswirkung auf die Gesamtunsicherheit betrachtet. Diese Betrachtungen zeigen, dass die Unsicherheiten von f_{F1O} hauptsächlich vom Winkel φ_{13} und die Unsicherheit von f_{F2O} hauptsächlich vom Winkel φ_{23} beeinflusst wird. Die Verteilungen sind wieder rechteckverteilt und die Unsicherheiten liegen hier ebenfalls bei $u(f_{F1O}) = 75$ nm bzw. $u(f_{F2O}) = 45$ nm.

Unsicherheit der Basisvektoren

Um das Gesamtunsicherheitsmodell des Referenzmesssystems ohne Monte-Carlo-Simulation zu berechnen, werden die Unsicherheiten der Basisvektoren ermittelt, da diese nicht von den Verschiebungen abhängig sind. Diese unsicherheitsbehafteten Basisvektoren können dann in der Messunsicherheitsermittlung nach dem Standard GUM berücksichtigt werden. Die unsicheren Basisvektoren $\langle e_{xu}^{\vec{}}, e_{yu}^{\vec{}}, e_{zu}^{\vec{}} \rangle$ können aus den Basisvektoren des Maschinenkoordinatensystems $\langle e_x^{\vec{}}, e_y^{\vec{}}, e_z^{\vec{}} \rangle$ anhand der Transformationsmatrix A (siehe Gleichung 7.10) berechnet werden.

$$e_{xu}^{\vec{}} = Ae_x^{\vec{}} \quad e_{yu}^{\vec{}} = Ae_y^{\vec{}} \quad e_{zu}^{\vec{}} = Ae_z^{\vec{}} \quad (7.13)$$

Die Bestimmung der Unsicherheiten erfolgt mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation auf Basis der Eingangsgrößen aus Tabelle 7.2. Es folgen daraus die unsicherheitsbehafteten Basisvektoren:

$$e_{xu}^{\vec{}} = \begin{pmatrix} 1 \pm 9,7 \cdot 10^{-7} \\ 0 \pm 0,0 \\ 0 \pm 0,0 \end{pmatrix} \quad e_{yu}^{\vec{}} = \begin{pmatrix} 0 \pm 1,4 \cdot 10^{-3} \\ 1 \pm 7,7 \cdot 10^{-7} \\ 0 \pm 0,0 \end{pmatrix} \quad e_{zu}^{\vec{}} = \begin{pmatrix} 0 \pm 1,4 \cdot 10^{-3} \\ 0 \pm 1,4 \cdot 10^{-3} \\ 1 \pm 0,0 \end{pmatrix} \quad (7.14)$$

Bemerkung Für kleine Winkelabweichungen und kleine Verschiebungen kann die Transformation auch mit einer linearisierten Transformationsmatrix bestimmt werden.

7.2.3 Fabry-Pérot-Interferometer

Wie in Abschnitt 3.4.4 beschrieben, ergibt sich die gemessene Weglänge (s) aus der demodulierten Phase Ψ , der Anzahl der durchlaufenen Interferenzmaxima k sowie der Wellenlänge des verwendeten Lichts λ und dem Interferometerfaktor $p = 2$.

$$s = \left(k + \frac{\Psi}{2\pi} \right) \cdot \frac{\lambda}{2p} \quad (7.15)$$

Die Wellenlänge ist jedoch direkt abhängig von der Lichtgeschwindigkeit im Medium c_1 und der Laserfrequenz f_L .

$$\lambda_1 = \frac{c_1}{f_L} \quad (7.16)$$

In einem Medium ist die Lichtgeschwindigkeit abhängig von der Brechzahl dieses Mediums n_1 . Daher folgt für die Lichtgeschwindigkeit im Medium c_1 :

$$c_1 = \frac{c_0}{n_1} \rightarrow \lambda_1 = \frac{c_0}{f_L \cdot n_1} \quad (7.17)$$

Die Brechzahl des Mediums hat daher einen direkten Einfluss auf die gemessene Strecke. Da die Messung in Luft stattfindet, ist die Brechzahl des Mediums die Luftbrechzahl. Diese ist abhängig von der Lufttemperatur, der relativen Feuchte, dem Druck, dem CO₂-Gehalt der Luft und der verwendeten Wellenlänge selbst. Der Zusammenhang zwischen diesen Eingangsgrößen und dem Brechungsindex wurde von Edlén 1966 empirisch ermittelt [25] und mehrfach überarbeitet [19]. Für die Wellenlänge von $\lambda = 1530$ nm sind die Empfindlichkeitskoeffizienten in Tabelle 7.3 dargestellt [116].

Tab. 7.3: Empfindlichkeitskoeffizienten des Brechungsindex der Luft bezüglich einer Änderung der Temperatur, des Drucks, der Feuchte des CO₂-Gehalts der Luft bei einer Wellenlänge von $\lambda = 1530$ nm [116].

Größe	Arbeitspunkt	Einheit	Part. Ableitung
Temperatur T	20 °C	n/°C	$\frac{\partial n}{\partial T} = 9,32 \cdot 10^{-7}$
Druck p	101 325 Pa	n/°C	$\frac{\partial n}{\partial p} = 2,70 \cdot 10^{-9}$
Feuchte h	50 %rF	n/°C	$\frac{\partial n}{\partial h} = -8,72 \cdot 10^{-9}$
CO ₂ c	400 ppm	n/°C	$\frac{\partial n}{\partial c} = 1,42 \cdot 10^{-10}$
Wellenlänge λ	1530 nm	n/°C	$\frac{\partial n}{\partial \lambda} = -8,59 \cdot 10^{-10}$

Als Totstrecke L_{tot} bezeichnet man den Gangunterschied beim Nullen des Interferometers zwischen Messarm und Referenzarm. Da es beim Fabry-Pérot-Interferometer keinen Referenzarm im eigentlichen Sinne gibt, entspricht die Länge der Fabry-Pérot-Kavität der Totstrecke [43]. Abhängig von der Wellenlänge beim Nullen λ_0 ergibt sich ein zusätzlicher Anteil des Längenmesswerts.

$$\Delta s_{\text{tot}} = \frac{L_{\text{tot}}}{\lambda_0} \Delta \lambda \quad \text{mit} \quad \Delta \lambda = \lambda_1 - \lambda_0 \quad (7.18)$$

Die Totstrecke kann aus der Modulationstiefe bei der Frequenzmodulation mit einer Grenzabweichung von wenigen Mikrometern bestimmt werden [116]. So ergibt sich für den Längenmesswert:

$$s = \left(k + \frac{\Psi}{2\pi} \right) \frac{\lambda_1}{2p} + \frac{L_{\text{tot}}}{\lambda_0} \Delta \lambda \quad (7.19)$$

Die Umwelteinflüsse werden während der Messung kontinuierlich erfasst und korrigiert. Die relative Frequenzstabilität des verwendeten Lasers wird mit $1 \cdot 10^{-8}$ angegeben.

Bemerkung: In der Fabry-Pérot-Kavität befinden sich optische Elemente, die ebenfalls eine temperaturabhängige Brechzahländerung aufweisen. Diese Einflüsse sind vernachlässigbar klein und werden in der Betrachtung nicht weiter berücksichtigt.

Nichtlinearitäten

Die verwendeten Fabry-Pérot-Interferometer weisen nichtlineares Verhalten des Messsignals auf. Hauptsächlich sind diese Nichtlinearitäten von der Art der Demodulierung (siehe Abschnitt 3.4.4) und der Finesse der eigentlichen Fabry-Pérot-Kavität abhängig. Diese Nichtlinearitäten wiederholen sich periodisch. Theoretische Betrachtungen sowie Messungen (siehe Abschnitt 5.15) haben gezeigt, dass die zu erwartenden Nichtlinearitäten bei ± 13 nm liegen. Es ergibt sich für die Längenmessung s :

$$s = \left(k + \frac{\Psi}{2\pi} \right) \frac{\lambda_1}{2p} + \frac{L_{\text{tot}}}{\lambda_0} \Delta\lambda + Nl \quad (7.20)$$

Obwohl die Nichtlinearitäten periodisch auftreten und nicht rechteckverteilt sind, werden sie in der konservativen Abschätzung als rechteckverteilt angenommen. In Tabelle 7.4 ist das Messunsicherheitsbudget für die Messung mit den Fabry-Pérot-Interferometern angegeben. Es ergibt sich eine Gesamtunsicherheit für die gemessene Strecke s von 8 nm ($k = 1$). Das

Tab. 7.4: Messunsicherheitsbudget für die Abstandsmessung mit den Fabry-Pérot-Interferometern.

Eingangsgröße	Wert	Unsicherheit u_i	Verteilung	$\frac{\partial L}{\partial x_i} u_i$	Beitrag
Nl	0 nm	7,5 nm	Rechteck	7,5 nm	95,3 %
Δp	0 Pa	57,7 Pa	Rechteck	0,6 nm	4,1 %
ΔT	0 °C	0,1 °C	Rechteck	0,5 nm	0,5 %
Δh	0 ‰rF	3 ‰rF	Rechteck	0,2 nm	0,0 %
f_L	195,842 765 THz	1,113 MHz	Rechteck	0,1 nm	0 %
$k + \Psi/2\pi$	130,683	0,01 %	Rechteck	0,0 nm	0,0 %
L_{tot}	40 mm	10 μm	Rechteck	0,0 nm	0,0 %

$$s = 30,000 \pm 0,008 \mu\text{m} (k = 1)$$

Messunsicherheits-Budget zeigt deutlich, dass die Nichtlinearitäten den mit Abstand größten Einfluss (83,3 %) auf die Messunsicherheit der Fabry-Pérot-Interferometer haben, gefolgt von der Frequenzstabilität des verwendeten Lasers (12,6 %). Die Brechzahländerungen als Folge von nicht stabilen Umweltbedingungen haben aufgrund der vergleichsweise kleinen Totstrecke nur einen sehr geringen Einfluss.

7.2.4 Metrologie-Rahmen

Alle Bestandteile des Metrologie-Rahmens werden durch verschiedene Umgebungsparameter beeinflusst. Langzeiteffekte wie Kriechen werden hier jedoch nicht weiter betrachtet. Die

Bestandteile des Metrologie-Rahmens haben, trotz der daraufhin optimierten Materialauswahl, einen verbleibenden thermischen Ausdehnungskoeffizienten. Das System ist symmetrisch in allen drei Messrichtungen des Referenzmesssystems aufgebaut. Es ergibt sich für die Längenmessabweichung M_{F1} , M_{F2} und M_{F3} des Metrologie-Rahmens in Richtung der Basisvektoren des Referenzmesssystems:

$$\begin{aligned} M_{F1} &= (r \alpha_R - L_{IF} \alpha_{IF}) \Delta T \\ M_{F2} &= (r \alpha_R - L_{IF} \alpha_{IF}) \Delta T \\ M_{F3} &= (r \alpha_R - L_{IF} \alpha_{IF}) \Delta T \end{aligned} \quad (7.21)$$

Dabei sind α_{IF} und α_R die linearen thermischen Ausdehnungskoeffizienten des Interferometerträgers und der Referenzhemisphäre, L_{IF} die Länge des Interferometerträgers in radialer Richtung und r der Radius der Referenzhemisphäre.

7.2.5 Abbe-Abweichung

Wie in Abschnitt 3.4 beschrieben, ist das Referenzmesssystem nach dem Abbe-Komparatorprinzip aufgebaut. Im Folgenden werden die Modelle für die verbleibenden Abbe-Abweichungen 1. und 2. Ordnung diskutiert.

Abbe-Abweichung 1. Ordnung

In der praktischen Umsetzung tritt jedoch ein minimaler Abstand zwischen dem Abbe-Punkt und dem tatsächlichen Antastpunkt auf. Die so entstehende Abbe-Abweichung 1. Ordnung kann analytisch mit dem Kreuzprodukt aus den zufälligen Führungsverkippungen $\vec{\omega} = (\omega_{F1}, \omega_{F2}, \omega_{F3})$ und dem Abstandsvektor $\vec{a}_F = (a_{F1}, a_{F2}, a_{F3})$ zum Abbe-Punkt ausgedrückt werden [32]. Dabei gilt die Kleinwinkelnäherung $\sin(\omega_{F_i}) = \omega_{F_i}$. Es gilt für die Abbe-Abweichung 1. Ordnung $A1_F$

$$A1_F = \begin{pmatrix} A1_{F1} \\ A1_{F2} \\ A1_{F3} \end{pmatrix} \vec{\omega} \times \vec{a}_f = \begin{pmatrix} a_{f3} \omega_{F2} - a_{F3} \omega_{F3} \\ a_{f1} \omega_{F3} - a_{F3} \omega_{F1} \\ a_{f2} \omega_{F1} - a_{F1} \omega_{F2} \end{pmatrix} \quad (7.22)$$

Für den zweidimensionalen Fall ergibt sich die von Abbe beschriebene Gleichung für die Abbe-Abweichung 1. Ordnung [1].

Abbe-Abweichungen 2. Ordnung

Bei der rechteckigen Raumspegelecke der Nanomessmaschine treten die Abbe-Abweichungen 2. Ordnung bei einer Rotation um den Antastpunkt des Sensors auf [45]. Im Vergleich dazu erzeugen hier Rotationen um den Messpunkt der Fabry-Pérot-Interferometer auf der Referenzhemisphäre die Längenmessabweichungen 2. Ordnung. In Abbildung 7.2 ist die Abweichung 2. Ordnung im zweidimensionalen Fall dargestellt. Dabei erzeugt die translatorische Bewegung (ohne Winkeländerung) der Interferometer auf der Kreisbahn K_1 (blau) aus der ursprünglichen Position P_0 näherungsweise die gleichen Längenmesswerte f_{11} und f_{21} wie die Bewegungen auf der Kreisbahn K_2 bei einer Rotation um den Punkt P_F mit den Längenmesswerten f_{12} und f_{22} . Nach der Korrektur des Übersprechens (siehe Abschnitt 4.1.3) wird die Verschiebung in den Punkt P_1 ermittelt. Durch eine zufällige Winkelabweichung ω_{F3} um den Punkt P_F könnte bei gleichen Messwerten aber auch eine Verschiebung in den Punkt P_2 (rot) aufgetreten sein. Der Abstand $A2$ zwischen den Punkten P_1 und P_2 ist die Längenmessabweichung 2. Ordnung.

Es gilt anhand von Abbildung 7.2 mit dem Radius der Referenzhemisphäre r :

$$A2 = 2r(1 - \cos(\omega_{F3})) \quad (7.23)$$

Die Längenmesswerte bzw. die Abstände zur Referenzhemisphäre f_{11} und f_{12} sind für beide Bewegungen exakt gleich, wohingegen die Längenmesswerte f_{21} und f_{22} nur für kleine Winkeländerungen gleich groß sind. Numerische Berechnungen zeigen für den zweidimensionalen Fall, dass die Differenz zwischen f_{21} und f_{22} bis zu einer Winkeländerung von 10 mrad kleiner als 0,25 nm ist. Der Verlauf dieser Differenz ist in Abbildung 7.2 rechts dargestellt. Diese Aussage gilt für den hier verwendeten Radius der Referenzhemisphäre von $r=200$ mm. Daher werden in beiden Fällen (P_1 , P_2) die gleichen und korrekten Verschiebungen in \vec{F}_2 -Richtung berechnet. Es ist zu bemerken, dass die Längenmessabweichungen 2. Ordnung für diesen Fall maximal sind. Liegt die Rotationsachse im Antastpunkt des Sensors, verschwinden die Längenmessabweichungen 2. Ordnung. Die Gleichung kann sinngemäß für den dreidimensionalen Fall erweitert werden und es ergeben sich die Abbe-Abweichungen $A2_{F_1}$, $A2_{F_2}$ und $A2_{F_3}$ entlang der Koordinatenachsen des Referenzmesssystems:

$$\begin{aligned} A2_{F_1} &= 2r [2 - \cos(\omega_{F_2}) - \cos(\omega_{F_3})] \\ A2_{F_2} &= 2r [2 - \cos(\omega_{F_1}) - \cos(\omega_{F_3})] \\ A2_{F_3} &= 2r [2 - \cos(\omega_{F_1}) - \cos(\omega_{F_2})] \end{aligned} \quad (7.24)$$

Wie schon bei der Transformationsmatrix für das nicht-orthogonale Koordinatensystem sind die partiellen Ableitungen für einen Erwartungswert von $\vec{\omega} = \vec{0}$ ebenfalls 0. Um die Einflüsse der Abbe-Abweichung 2. Ordnung korrekt abzuschätzen, wird erneut eine Monte-Carlo-Simulation durchgeführt. Da die Abbe-Abweichung entlang aller Koordinatenachsen gleich groß ist, erfolgt die Berechnung exemplarisch für die Abbe-Abweichung $A2_{F_1}$ in \vec{F}_1 -Richtung. Die Eingangsgrößen für die Simulation werden aus den Datenblättern der verwendeten Rotationspositionierer gewonnen. Die Datenblattwerte der verwendeten Rotationspositionierer für das Taumeln werden als Abschätzung des ungünstigsten Falls aufsummiert und als rechteckverteilt angenommen. Es

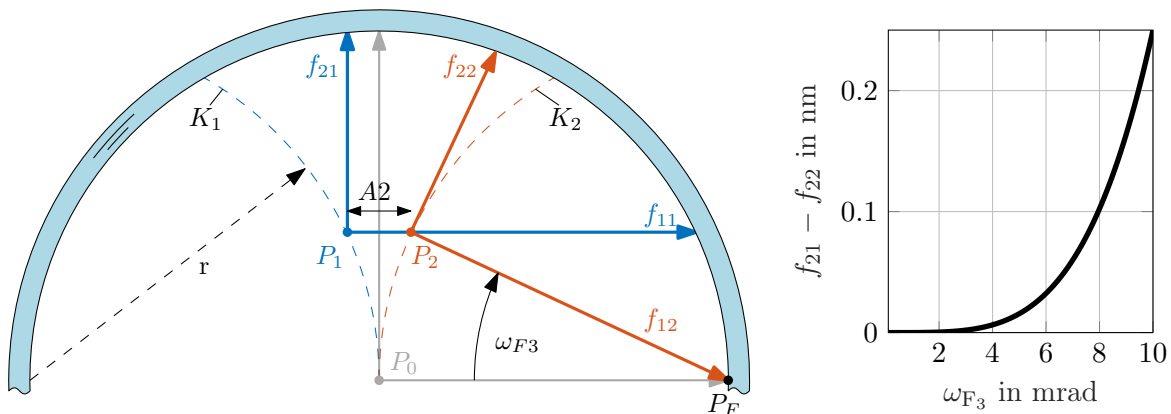


Abb. 7.2: **Links:** Zweidimensionale Darstellung der Abbe-Abweichung $A2$ 2. Ordnung in Folge einer zufälligen Verkippfung ω_{F_3} um den Punkt P_F . **Rechts:** Numerische Differenz zwischen den beiden Längenmesswerten f_{21} und f_{22} in Abhängigkeit von ω_{F_3} bei $r=200$ mm.

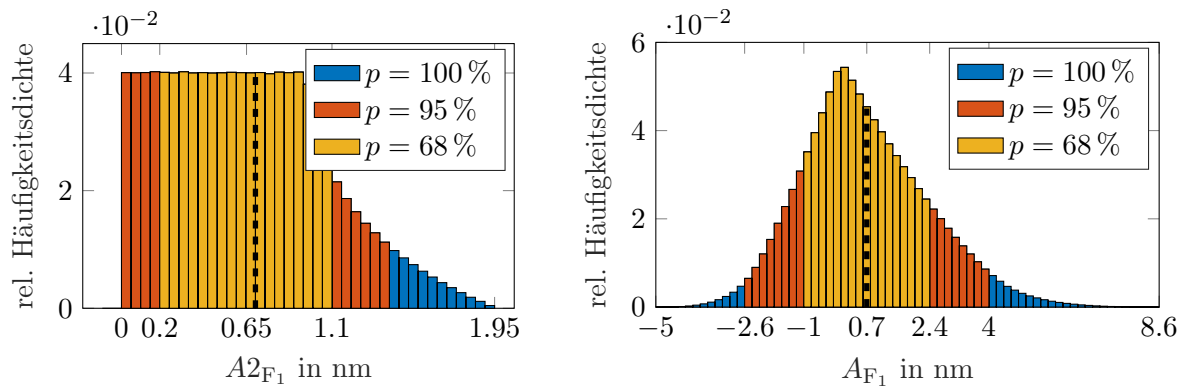


Abb. 7.3: **Links:** Relative Häufigkeitsdichte der Abbe-Abweichung 2. Ordnung A_{2F_1} in \vec{F}_1 -Richtung, berechnet durch eine Monte-Carlo-Simulation für verschiedene Überdeckungsintervalle. **Rechts:** Relative Häufigkeitsdichte für die gesamte Abbe-Abweichung A_{F_1} , berechnet durch eine Monte-Carlo-Simulation mit den Eingangsgrößen aus Tabelle 7.5 für verschiedene Überdeckungsintervalle.

gilt für die Verteilungsbreite a der Rechteckverteilung $a(\omega_{F_1}) = a(\omega_{F_2}) = a(\omega_{F_3}) = 140 \mu\text{rad}$. In Abbildung 7.3 ist die Häufigkeitsdichte als Ergebnis der Monte-Carlo-Simulation dargestellt. Es ergibt sich eine Abbe-Abweichung A_{2F_1} von $0,65 \text{ nm}$ mit einer Unsicherheit von $0,42 \text{ nm}$ ($p = 68 \%$).

Gesamtmodell der Abbe-Abweichung

Die Unsicherheiten für die Abbe-Abweichungen 1. Ordnung können analytisch nach dem GUM berechnet werden. Da die Abbe-Abweichungen 1. und 2. Ordnung jedoch von den gleichen Verkippungen $\vec{\omega}$ verursacht werden, müssen sie in einem gemeinsamen Modell be-

Tab. 7.5: Eingangsgrößen der Monte-Carlo-Simulation zur Bestimmung der Abbe-Abweichung in allen drei Richtungen des Referenzmesssystems A_{F_1} , A_{F_2} , A_{F_3} zusammen mit den Abbe-Abweichungen und deren Unsicherheiten.

Eingangsgröße	Wert	Verteilungsbreite	Verteilung
a_{F_1}	$0 \mu\text{m}$	$100 \mu\text{m}$	Rechteck
a_{F_2}	$0 \mu\text{m}$	$100 \mu\text{m}$	Rechteck
a_{F_3}	$0 \mu\text{m}$	$100 \mu\text{m}$	Rechteck
r	200 mm	1 mm	Rechteck
ω_{F_1}	0 rad	$140 \mu\text{rad}$	Rechteck
ω_{F_2}	0 rad	$140 \mu\text{rad}$	Rechteck
ω_{F_3}	0 rad	$140 \mu\text{rad}$	Rechteck

$A_{F_1} = 0,7 \pm 1,7 \text{ nm}$ ($p = 68 \%$)	$A_{F_1} = 0,7 \pm 3,3 \text{ nm}$ ($p = 95 \%$)
$A_{F_2} = 0,7 \pm 1,7 \text{ nm}$ ($p = 68 \%$)	$A_{F_2} = 0,7 \pm 3,3 \text{ nm}$ ($p = 95 \%$)
$A_{F_3} = 0,7 \pm 1,7 \text{ nm}$ ($p = 68 \%$)	$A_{F_3} = 0,7 \pm 3,3 \text{ nm}$ ($p = 95 \%$)

trachtet und mittels Monte-Carlo-Simulation untersucht werden. Es gilt für die gesamten Abbe-Abweichungen:

$$\begin{aligned} A_{F_1} &= A1_{F_1} + A2_{F_1} \\ A_{F_2} &= A1_{F_2} + A2_{F_2} \\ A_{F_3} &= A1_{F_3} + A2_{F_3} \end{aligned} \quad (7.25)$$

Tabelle 7.5 zeigt die Eingangsgrößen der Monte-Carlo-Simulation zur Bestimmung der gesamten Abbe-Abweichung. In Abbildung 7.3 ist das Histogramm als Ergebnis der gesamten Abbe-Abweichung dargestellt. Es ergibt sich ein Erwartungswert von 0,7 nm mit einer Unsicherheit von $u=1,7$ nm bei einem Überdeckungsintervall von $p = 68\%$ bzw. mit einer Unsicherheit von 3,3 nm für $p = 95\%$.

7.2.6 Formabweichung der Referenzhemisphäre

Die Formabweichung der Referenzhemisphäre wird anhand des in-situ-Kalibrierverfahrens bestimmt (siehe Abschnitt 4.2). Dabei umfasst der Kalibriervorgang, da er auf den im System vorhandenen Messsystemen beruht, einige der bisher beschriebenen Untermodelle sowie die entsprechenden Untermodelle der bisherigen NMM-1. Zusätzlich müssen die Unsicherheitseinflüsse aus der Positionsmessung des Kugelreflektors berücksichtigt werden.

Positionsmessung am Kugelreflektor

Die Positionsmessung des Kugelreflektors wird durch die Orthogonalität der NMM-1 Interferometer beeinflusst. Für die kleinen zu erwartenden Bewegungen und die gut bekannte Orthogonalität [127] können diese vernachlässigt werden. Messungen und theoretische Betrachtungen haben gezeigt, dass die Längenmessabweichungen bei der interferometrischen Positionsmessung bei ± 2 nm liegen (vergleiche Abschnitt 5.1). Die interferometrisch gemessenen Verschiebungen x_N , y_N und z_N müssen zur Korrektur in das Koordinatensystem der Fabry-Pérot-Interferometer transformiert werden. Zur Kalibrierung der Referenzhemisphäre wird hier im Beispiel das F_1 -Interferometer verwendet. Es ergibt sich für die gemessene Verschiebung F_{N1} entlang der \vec{F}_1 -Richtung:

$$f_{N1} = (x_N \vec{e}_x) \cdot \vec{F}_1 + (y_N \vec{e}_y) \cdot \vec{F}_1 + (z_N \vec{e}_z) \cdot \vec{F}_1 \quad (7.26)$$

Die Lage des F_1 -Interferometers ist, wie in Abschnitt 7.2.1 beschrieben, selbst unsicherheitsbehaftet. Als Eingangsgrößen für die gemessenen Verschiebungen werden in Anlehnung an die Messergebnisse aus Kapitel 7 $x_N = y_N = z_N = 15 \mu\text{m}$ gewählt.

Gesamtmodell der Kalibrierung

Aus den beschriebenen Einflussgrößen ergibt sich das Gesamtunsicherheitsmodell für die in-situ-Kalibrierung. Die Einflüsse auf die Position durch die Abbe-Abweichungen 1. und 2. Ordnung werden durch die direkte Messung am Kugelreflektor vollständig erfasst und werden daher nicht berücksichtigt. Aufgrund der langwelligen Formabweichung der Referenzhemisphäre führen die kleinen Winkeländerungen zu einem vernachlässigbaren kleinen Einfluss auf das Messergebnis. Die Nicht-Orthogonalität des Koordinatensystems der Referenzhemisphäre kann hier, da nur eine Messrichtung benötigt wird, ebenfalls vernachlässigt werden.

Das Modell der interferometrischen Messung mit den Fabry-Pérot-Interferometern (siehe Gleichung (7.19)) und das thermische Verhalten des Metrologie-Rahmens (siehe Gleichung 7.21) werden direkt übernommen. Es ergibt sich für den Kalibrierwert L_{cal} die folgende Gleichung:

$$L_{\text{cal}} = s_{F1} - f_{N1} + M_{F1} \quad (7.27)$$

Daraus resultiert das in Tabelle 7.6 dargestellte Messunsicherheitsbudget für eine Referenzhemisphäre aus Quarzglas (vergleiche Abschnitt 3.5.2). Der Erwartungswert stellt dabei die bestimmte Formabweichung dar und ist hier in der theoretischen Betrachtung in der Größenordnung der zu erwartenden Formabweichung gewählt. Die zu erwartende Unsicherheit der Formabweichung L_{cal} der Quarzglas-Hemisphäre liegt bei 11 nm und wird maßgeblich von den Nichtlinearitäten der Fabry-Pérot-Interferometer (83,2%), der Laserfrequenz (7,3%) und der Temperaturdifferenz (5,0%) beeinflusst. Aufgrund der nichtlinearen Koordinatentransformation muss diese Unsicherheit für jede Winkelstellung separat ermittelt werden. Aus den Ergebnissen für die Kalibrierung ergibt sich ein zusätzlicher Ausdruck für die Verschiebung entlang der \vec{F}_i -Richtungen.

Bei einer Unsicherheitsbetrachtung für die Referenzhemisphäre aus Edelstahl (wie im Versuchsaufbau des Prototypen) wird das Budget maßgeblich (96,9%) von der Temperaturdifferenz ΔT dominiert. Der kombinierte Unsicherheitsbeitrag steigt auf 59,0 nm.

Tab. 7.6: Messunsicherheitsbudget für das in-situ-Kalibrierverfahren einer Referenzhemisphäre aus Quarzglas ($\alpha_T = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$).

Eingangsgröße	Wert	Verteilungsbreite	Verteilung	$\frac{\partial L}{\partial x_i} u_i$	Beitrag
Nl	0 nm	13 nm	Rechteck	9,8 nm	83,2 %
f_L	195,842 THz	1,958 MHz	Rechteck	2,9 nm	7,3 %
ΔT	0 °C	0,07 °C	Rechteck	2,4 nm	5,0 %
α_0	55°	174 μrad	Rechteck	1,7 nm	2,5 %
x_{n2}	15 μm	2 nm	Rechteck	1,1 nm	1,0 %
Δp	0 Pa	100 Pa	Rechteck	0,8 nm	0,5 %
γ_0	45°	174 μrad	Rechteck	0,6 nm	0,3 %
z_{n2}	15 μm	2 nm	Rechteck	0,3 nm	0,1 %
Θ	150°	17,5 μrad	Rechteck	0,2 nm	0,0 %
Δh	0 %rF	3 %rF	Rechteck	0,2 nm	0,0 %
φ	150°	17,5 μrad	Rechteck	0,1 nm	0,0 %
y_{n2}	15 μm	2 nm	Rechteck	0,1 nm	0,0 %
\vec{e}_{x1}	1	$1,4 \cdot 10^{-3}$	Rechteck	0,0 nm	0,0 %
L_{tot}	40 mm	10 μm	Rechteck	0,0 nm	0,0 %
$k_1 + \Psi_1/2\pi$	13,071	0,01 %	Rechteck	0,0 nm	0,0 %

$$L_{\text{cal}} = 1,493 \pm 0,011 \mu\text{m} (k = 1)$$

7.3 Gesamt-Messunsicherheitsbudget

Basierend auf den aufgestellten Untermodellen kann ein gesamtes Messunsicherheitsbudget für die Bestimmung der Verschiebung des Antastpunktes mit Hilfe des Referenzmesssystems angegeben werden. Aufgrund der teilweise nichtlinearen Zusammenhänge ist es grundsätzlich sinnvoll, für das gesamte Modell eine Monte-Carlo-Simulation durchzuführen. Jedoch liefert das Ergebnis der Monte-Carlo-Simulation keine Aussage bezüglich der Einflussfaktoren auf die Gesamtunsicherheit. Daher wird eine Betrachtung der Unsicherheit nach GUM durchgeführt. Da die Untermodelle, wie beispielsweise bei der Schiefstellung der Koordinatenachsen, unabhän-

Tab. 7.7: Gesamt-Messunsicherheitsbudget für die Positionsbestimmung mit Hilfe des Referenzmesssystems X_{Ref} .

Eingangsgröße	Wert	Unsicherheit u_i	Verteilung	$\frac{\partial L}{\partial x_i} u_i$	Beitrag
$e_{S_z1}^{\vec{}}$	0	$1,4 \cdot 10^{-3}$	Monte-Carlo	65,3 nm	85,8 %
$e_{S_y1}^{\vec{}}$	0	$1,4 \cdot 10^{-3}$	Monte-Carlo	18,1 nm	6,6 %
$e_{S_z2}^{\vec{}}$	0	$1,4 \cdot 10^{-3}$	Monte-Carlo	13,8 nm	3,8 %
Gesamt	0			69,15 nm	96,2 %
L_{calF_1}	1,493 μm	11 nm	-	10,4 nm	2,2 %
L_{calF_3}	1,493 μm	11 nm	-	2,6 nm	0,1 %
L_{calF_2}	1,493 μm	11 nm	-	2,2 nm	0,1 %
Gesamt:				10,9 nm	2,4 %
Nl_1	0 nm	7,5 nm	Rechteck	7,1 nm	1,0 %
Nl_3	0 nm	7,5 nm	Rechteck	1,8 nm	0,0 %
Nl_2	0 nm	7,5 nm	Rechteck	1,5 nm	0,0 %
Gesamt:				9,8 nm	1,0 %
γ_0	45°	100 μrad	Rechteck	6,2 nm	0,4 %
α_0	55°	100 μrad	Rechteck	4,7 nm	0,2 %
f_L	195,842 THz	1,113 MHz	Rechteck	1,5 nm	0,0 %
ΔT	0 °C	0,04 °C	Rechteck	1,2 nm	0,0 %
A_{F1}	0,7 nm	1,7 nm	Monte-Carlo	0,9 nm	0,0 %
φ	150°	10,1 μrad	Rechteck	0,8 nm	0,0 %
Δp	0 Pa	28,9 Pa	Rechteck	0,4 nm	0,0 %
A_{F3}	0,7 nm	1,7 nm	Monte-Carlo	0,2 nm	0,0 %
A_{F2}	0,7 nm	1,7 nm	Monte-Carlo	0,2 nm	0,0 %
Θ	150°	10,1 μrad	Rechteck	0,2 nm	0,0 %
Δh	0 %rF	1,73 %rF	Rechteck	0,1 nm	0,0 %
$k_1 + \Psi_1/2\pi$	-22,247	0,01 %	Rechteck	0,0 nm	0,0 %
$k_2 + \Psi_2/2\pi$	15,796	0,01 %	Rechteck	0,0 nm	0,0 %
$k_3 + \Psi_3/2\pi$	62,203	0,01 %	Rechteck	0,0 nm	0,0 %
$X_{\text{Ref}} = 29,247 \pm 0,070 \mu\text{m} (p = 68 \%)$ $[Y_{\text{Ref}} = 30,460 \pm 0,043 \mu\text{m} (p = 68 \%)]$ $[Z_{\text{Ref}} = 32,438 \pm 0,060 \mu\text{m} (p = 68 \%)]$					

gig von anderen Einflussgrößen sind, können die Ergebnisse dieser Monte-Carlo-Simulationen direkt in das klassische Unsicherheitsbudget eingebracht werden.

Die Untermodelle für die interferometrische Messung (siehe Gleichung (7.19), das thermische Verhalten des Metrologie-Rahmens (siehe Gleichung (7.21), die ermittelten Kalibrierdaten (siehe Gleichung (7.27) und die Abbe-Abweichung (siehe Gleichung (7.25) werden zu einer Gleichung entlang der Messachsen zusammengefasst. Es ergibt sich für die drei Messrichtungen der Fabry-Pérot-Interferometer:

$$\begin{aligned} f_{F1} &= s_{F1} + M_{F1} + A_{F1} + L_{cal1} \\ f_{F2} &= s_{F2} + M_{F2} + A_{F2} + L_{cal2} \\ f_{F3} &= s_{F3} + M_{F3} + A_{F3} + L_{cal3} \end{aligned} \quad (7.28)$$

Als Eingangsgröße für die gemessene Verschiebung entlang der Messachsen der Fabry-Pérot-Interferometer werden die idealen Verschiebungen aus Tabelle 7.1 verwendet und in die entsprechende Phase der Fabry-Pérot-Interferometer ($k + \Psi/2\pi$) (siehe Gleichung (7.19)) umgerechnet.

In Tabelle 7.7 ist das Unsicherheitsbudget der ermittelten Verschiebung X_{Ref} dargestellt. Wie auch bei der Betrachtung für die Kalibrierung der Referenzhemisphäre erfolgt die Angabe des Unsicherheitsbudgets für eine Referenzhemisphäre aus Quarzglas, da das Budget sonst von den Temperaturänderungen dominiert würde. Eingangsgrößen, die einen Unsicherheitsbeitrag deutlich kleiner als 0,1 % liefern, werden im Unsicherheitsbudget nicht dargestellt.

Die berechneten Verschiebungen X_{Ref} , Y_{Ref} und Z_{Ref} des Antastpunktes weichen von den erwarteten idealen Verschiebungen (30 μm siehe Tabelle 7.7) ab. Diese Abweichungen resultieren aus den angewandten Kalibrierdaten und den Abbe-Abweichungen, die einen von Null verschiedenen Erwartungswert haben. Die Unsicherheit der Verschiebung in \vec{e}_x -Richtung liegt bei $u(X_{Ref}) = 70 \text{ nm}$. Die Unsicherheiten für die Verschiebung in \vec{e}_y -Richtung und \vec{e}_z -Richtung sind geringer und liegen bei $u(Y_{Ref}) = 43 \text{ nm}$ bzw. $u(Z_{Ref}) = 60 \text{ nm}$. Das Unsicherheitsbudget wird für alle drei Richtungen von der Unsicherheit der Basisvektoren des Referenzmesssystems dominiert. Diese Unsicherheiten liefern den mit Abstand größten Beitrag (96,2 %) zur gesamten Messunsicherheit. Im realen Aufbau ist die Orthogonalitätsabweichung des Koordinatensystems konstant und würde zu einer systematischen Abweichung führen. Die Angabe des gesamten Messunsicherheitsbudgets erfolgt, wie auch bei den vorangegangenen Beispielen, für eine bestimmte Winkelstellung φ und Θ . Da das Unsicherheitsbudget hier von der Orthogonalitätsabweichung dominiert wird, sind die Änderungen des Unsicherheitsbudget für eine andere Winkellage vernachlässigbar klein.

Modifiziertes Unsicherheitsbudget

Die Unsicherheiten über die Orthogonalitätsabweichung der Messachsen der Fabry-Pérot-Interferometer sind sehr konservativ geschätzt. In einem einfachen Versuchsaufbau kann die Winkellage deutlich genauer bestimmt werden (siehe Abschnitt 8.2). Eine erneute Monte-Carlo-Simulation mit:

$$\varphi_{12} = \varphi_{13} = \varphi_{23} = 90^\circ \pm 0,04^\circ \quad (7.29)$$

führt zu Basisvektoren mit verringerter Unsicherheit:

$$e_{\vec{S}_x} = \begin{pmatrix} 1 \pm 1,9 \cdot 10^{-8} \\ 0 \pm 0,0 \\ 0 \pm 0,0 \end{pmatrix} \quad e_{\vec{S}_y} = \begin{pmatrix} 0 \pm 2,2 \cdot 10^{-4} \\ 1 \pm 1,9 \cdot 10^{-8} \\ 0 \pm 0,0 \end{pmatrix} \quad e_{\vec{S}_z} = \begin{pmatrix} 0 \pm 2,2 \cdot 10^{-4} \\ 0 \pm 2,2 \cdot 10^{-4} \\ 1 \pm 0,0 \end{pmatrix} \quad (7.30)$$

In Tabelle 7.8 ist das Unsicherheitsbudget für die berechnete Verschiebung X_{Ref} bei einer Reduktion der Orthogonalitätsunsicherheiten angegeben. Einflussfaktoren mit weniger als 0,5 % Anteil an der Gesamtunsicherheit werden nicht dargestellt. Der Erwartungswert der ermittelten Verschiebung des Antastpunktes stimmt, wie zu erwarten, mit den Ergebnissen der hohen Orthogonalitätsabweichung überein. Die Unsicherheit reduziert sich auf $u(X_{\text{Ref}}) = 18 \text{ nm}$. Für die Verschiebungen Y_{Ref} und Z_{Ref} ergeben sich die Unsicherheiten von $u(Y_{\text{Ref}}) = 15 \text{ nm}$ bzw. $u(Z_{\text{Ref}}) = 18 \text{ nm}$. Im Vergleich zum Messunsicherheitsbudget aus Tabelle 7.7 wird die Unsicherheit durch die reduzierten Abweichungen der Orthogonalität deutlich reduziert. Die Kalibrierdaten haben den größten Anteil im Unsicherheitsbudget mit 39,4 %, dicht gefolgt von den Orthogonalitätsabweichungen (38,2 %) und schließlich den Nichtlinearitäten der Fabry-Pérot-Interferometer mit 18,3 %. Da die Unsicherheiten der Kalibrierung hauptsächlich von den Nichtlinearitäten der Fabry-Pérot-Interferometer hervorgerufen werden, ist der praktische Einfluss dieser Nichtlinearitäten noch deutlich größer.

Tab. 7.8: Gesamt-Messunsicherheitsbudget für die Positionsbestimmung mit Hilfe des Referenzmesssystems mit reduzierten Orthogonalitätsabweichungen der Messachsen des Referenzmesssystems.

Eingangsgröße	Wert	Unsicherheit u_i	Verteilung	$\frac{\partial L}{\partial x_i} u_i$	Beitrag
L_{calF_1}	1,493 μm	11 nm	-	10,4 nm	35,4 %
L_{calF_3}	1,493 μm	11 nm	-	2,6 nm	2,3 %
L_{calF_2}	1,493 μm	11 nm	-	2,2 nm	1,6 %
Gesamt:				10,9 nm	39,4 %
$e_{\vec{S}_{z1}}$	0	$2,2 \cdot 10^{-4}$	Monte-Carlo	10,3 nm	34,1 %
$e_{\vec{S}_{y1}}$	0	$2,2 \cdot 10^{-4}$	Monte-Carlo	2,8 nm	2,6 %
$e_{\vec{S}_{z2}}$	0	$2,2 \cdot 10^{-4}$	Monte-Carlo	2,2 nm	1,5 %
Gesamt:				14,6 nm	38,2 %
Nl_1	0 nm	7,5 nm	Rechteck	7,1 nm	16,5 %
Nl_3	0 nm	7,5 nm	Rechteck	1,8 nm	1,1 %
Nl_2	0 nm	7,5 nm	Rechteck	1,5 nm	0,7 %
Gesamt:				7,5 nm	18,3 %
α_0	55°	100 μrad	Rechteck	2,6 nm	2,2 %
γ_0	45°	100 μrad	Rechteck	1,0 nm	0,3 %
f_L	195,842 THz	1,113 MHz	Rechteck	1,5 nm	0,7 %
ΔT	0 °C	0,04 °C	Rechteck	1,2 nm	0,5 %
$X_{\text{Ref}} = -27,383 \pm 0,018 \mu\text{m} (p = 68 \%)$ $[Y_{\text{Ref}} = 30,460 \pm 0,015 \mu\text{m} (p = 68 \%)]$ $[Z_{\text{Ref}} = 32,438 \pm 0,018 \mu\text{m} (p = 68 \%)]$					

Das finale Kapitel umfasst eine Zusammenfassung der vorliegenden Arbeit und gibt abschließend einen Ausblick auf mögliche Ansätze zur weiteren Optimierung des vorgestellten Konzeptes für eine fünfsichtige Nanomessmaschine.

8.1 Zusammenfassung

Asphären und Freiform-Flächen mit starker Krümmung eröffnen neue Möglichkeiten bei der Auslegung von optischen Systemen. Mit zunehmender Krümmung und Abweichung von der sphärischen Grundform steigen die Anforderungen an die verwendete Messtechnik. Eine ausführliche Betrachtung des aktuellen Standes der Technik zur Messung von stark gekrümmten Freiform-Flächen zeigt, dass es eine Vielzahl an Verfahren und Geräten zur Bestimmung der Formabweichungen eben solcher Flächen gibt. Diese unterteilen sich in die flächig interferometrischen Messverfahren und die (Nano-) Koordinatenmessgeräte. Ein Vergleich der beiden Ansätze legt nahe, dass die Nano-Koordinatenmessgeräte bezüglich der möglichen messbaren Oberflächen flexibler sind, da sie auf keine der Oberfläche angepasste Referenz angewiesen sind. Dabei sind vor allem Nano-Koordinatenmessgeräte mit erhöhtem Freiheitsgrad hervorzuheben, die eine Messung auf Freiform-Flächen mit starker Krümmung ermöglichen. Der erhöhte Freiheitsgrad resultiert aus zusätzlichen Rotationsmöglichkeiten zwischen Messobjekt und Sensor. Dabei werden die zusätzlichen Positionierabweichungen, die aus dem erhöhten Freiheitsgrad resultieren, direkt gemessen. Die im Stand der Technik beschriebenen Nano-Koordinatenmessgeräte haben jedoch neben den rotatorischen Freiheiten nur zwei translatorische Freiheiten. Basierend auf diesen Kenntnissen soll die NMM-1 mit bisher drei translatorischen Freiheiten um zwei zusätzliche rotatorische Freiheiten erweitert werden, mit dem Ziel, die Messung auf stark gekrümmten Freiform-Flächen zu ermöglichen.

Auf Grundlage dieser Anforderungen wurde ein Konzept erarbeitet, um die NMM-1 um zwei zusätzliche rotatorische Freiheiten zu erweitern. Es wurden drei kinematische Ketten miteinander verglichen, die eine Erhöhung des rotatorischen Freiheitsgrades zwischen Antastsensor und Messobjekt ermöglichen. Die Einteilung erfolgte nach dem Ort der Rotation in die Messobjekt-Rotation, die Sensor-Rotation und die verteilte Rotation. Dabei zeigte die Sensor-Rotation für die Anwendung in der NMM-1 mit punktförmig messenden Sensoren die besten Eigenschaften. In diesem Prinzip stehen die zusätzlichen Drehachsen rechtwinklig aufeinander und sind so angeordnet, dass sie sich im Antastpunkt des Sensors schneiden. Der Schnittpunkt ist der konstante Momentanpol der kinematischen Kette und liegt im Abbe-Punkt der NMM-1. Um diesen Punkt rotiert der Sensor. So bleibt das Messvolumen der bisherigen NMM-1 vollständig erhalten und die Position des Antastpunktes ist unabhängig von der Winkelstellung des Sensors. Passend zu dieser optimalen kinematischen Kette wurde ein Referenzmesssystem vorgestellt, das die zufälligen und systematischen Bahnabweichungen der verwendeten Positioniersysteme erfasst. Dabei messen drei kartesisch angeordnete Fabry-Pérot-Interferometer, deren Messach-

sen sich ebenfalls im Antastpunkt des Sensors schneiden, den Abstand zu einer hemisphärischen, konkaven Referenzfläche. Durch diese Anordnung können die systematischen und zufälligen Bahnabweichungen der Rotationssysteme erfasst und die daraus entstehende unerwünschte Verschiebung des Antastpunktes korrigiert werden. Aufgrund des beschränkten Bauraums bei der Erweiterung der NMM-1 liegt der maximal mögliche Neigungswinkel des Antastsensors bei 60° . Durch diese Einschränkung kann die Ursprungslage des Koordinatensystems der Fabry-Pérot-Interferometer so optimiert werden, dass die Referenzhemisphäre möglichst klein und damit ökonomisch sinnvoll herstellbar wird. Ein Vergleich verschiedener Fertigungstechnologien und Werkstoffe zeigt, dass sich Quarzglas ideal als Werkstoff für die Referenzhemisphäre eignet.

Um die Formabweichungen der Referenzhemisphäre in der Einbausituation bestimmen zu können, wurde ein in-situ-Kalibrierverfahren zur Bestimmung der Formabweichung der Referenzhemisphäre vorgestellt. Dazu wird anstelle des Antastsensors ein Kugelreflektor (Kugellinse mit $n = 2$) in den Aufbau integriert. Der Kugelmittelpunkt der Kugellinse befindet sich im Abbe-Punkt. Durch die Entfernung der Spiegelecke aus der NMM-1 können die Interferometer der NMM-1 den Kugelreflektor als Retroreflektor nutzen. Mit Hilfe der Fabry-Pérot-Interferometer wird der Abstand zur Referenzhemisphäre in allen Winkellagen bestimmt. Die durch den Kugelreflektor gemessenen Bewegungen werden zur Korrektur der Bahnabweichung genutzt. Nähere Betrachtungen zur Verwendung eines Kugelreflektors als Messspiegel für ein Planspiegelinterferometer zeigten, dass in einem lateralen Bewegungsbereich von $\pm 100 \mu\text{m}$ mit keiner Beeinflussung der axialen Längenmessung zu rechnen ist.

Nach den grundlegenden, theoretischen Betrachtungen lieferten Voruntersuchungen eine Aussage über verschiedene Komponenten des Konzeptes einer fünfsichtigen Nanomessmaschine. Die Eigenschaften der im in-situ-Kalibrierverfahren eingesetzten Kugelreflektoren wurden in einem separaten Versuchsaufbau untersucht. Die Messungen zeigten, dass die Messabweichungen in axialer Messrichtung bei weniger als 2 nm liegen. Bei einer lateralen Verschiebung des Kugelreflektors zur Messrichtung kommt es zu keiner systematischen Längenmessabweichung. In einem vereinfachten Aufbau der vorgeschlagenen kinematischen Kette ohne das Referenzmesssystem und die Justagemöglichkeiten wurde die Bewegung des Antastpunktes mit Hilfe des beschriebenen Kugelreflektors untersucht. Die Messungen zeigen, dass die Bewegungen des Kugelreflektors in einem Bereich von $\pm 50 \mu\text{m}$ liegen. Eine Voruntersuchung zur Bestimmung der messtechnischen Eigenschaften der Fabry-Pérot-Interferometer auf einer gekrümmten, konkaven Oberfläche unterstrich, dass selbst große Fehlansichtungen von bis zu $800 \mu\text{m}$ die Wiederholbarkeit nicht beeinflussen. In axialer Messrichtung wurde die Kennlinie der Fabry-Pérot-Interferometer bei der Abstandsmessung untersucht. Die gemessenen Abweichungen weisen periodische Nichtlinearitäten von $\pm 13 \text{ nm}$ auf.

Die Untersuchungen des Referenzmesssystems am Prototypen-Aufbau lieferten den Funktionsnachweis für das vorgestellte Referenzmesssystem. Bei einer translatorischen Verschiebung des Antastpunktes von bis zu $80 \mu\text{m}$ kann die Antastpunktposition bis auf wenige 100 nm bestimmt werden. Wiederholmessungen zwischen zwei Positionen des Rotationssystems zeigten, dass der Antastpunkt bis auf maximal 27 nm bestimmt werden kann. Aufgrund der hohen Formabweichung von $350 \mu\text{m}$ und der unbekanntenen Orthogonalitätsabweichung des Koordinatensystems des Referenzmesssystems konnte die Funktionsweise des vorgeschlagenen Kalibrierverfahrens nur begrenzt verifiziert werden.

Abschließend gibt eine ausführliche Unsicherheitsbetrachtung Auskunft über die zu erwartende Messunsicherheit des Referenzmesssystems bei der Bestimmung des Antastpunktes. Angelehnt an das vektorielle Unsicherheitsmodell der NMM-1 wird das Referenzmesssystem in sechs verschiedene Untermodelle zerlegt. Die Abbe-Abweichungen und die Orthogonalitätsabweichung des Referenz-Koordinatensystems weisen um den Arbeitspunkt einen Anstieg von 0 auf. Um deren Auswirkungen auf die Messunsicherheit zu untersuchen, liefern Monte-Carlo-Simulationen die notwendigen Eingangsgrößen für das Gesamtmodell der Messunsicherheit. Das Gesamt-Unsicherheitsmodell wird hauptsächlich von den Orthogonalitätsabweichungen des Referenz-Koordinatensystems dominiert. Es ergibt sich eine Messunsicherheit von maximal 103 nm ($k=1$) (vergleiche Tabelle 7.6) für die Antastpunktposition. Durch eine Reduktion der Schiefwinkligkeit kann die Unsicherheit des Antastpunktes jedoch auf unter 18 nm ($k=1$) reduziert werden. Die verbleibende Unsicherheit wird hauptsächlich von den Nichtlinearitäten der Fabry-Pérot-Interferometer verursacht.

Die Ergebnisse aus Kapitel 6 zeigen eine gute Wiederholbarkeit der Messdaten. Zusammen mit den in Kapitel 7 vorgestellten Messunsicherheitsbetrachtungen zeigt der Prototypen-Aufbau ein zum Stand der Technik vergleichbares metrologisches Verhalten.

8.2 Ausblick

Die in dieser Arbeit dargestellten Betrachtungen und Untersuchungen zeigen eine Eignung des Referenzmesssystems für die Anwendung in einer fünfachsigem Nanomessmaschine. Gleichzeitig liefern die dargestellten Messergebnisse und Messunsicherheitsbetrachtungen einige Ansatzpunkte zur Optimierung der messtechnischen Eigenschaften. Die im Folgenden vorgestellten Ansätze können in den bisherigen Prototypen-Aufbau integriert oder als Grundlage für eine Neukonstruktion genutzt werden.

Optimierte Referenzhemisphäre

Wie in Abschnitt 3.5.2 beschrieben ist Quarzglas ein Werkstoff, der aufgrund seines geringen thermischen Ausdehnungskoeffizienten deutlich besser als Werkstoff für eine Referenzhemisphäre geeignet ist als der im Prototypen-Aufbau verwendete Werkstoff Edelstahl. Darüber hinaus können mit den Fertigungsverfahren für optische Bauelemente aus Glas-Werkstoffen deutlich geringere Formabweichungen erreicht werden. Der bisherige Prototypen-Aufbau ist bereits so ausgelegt, dass die metrologischen Eigenschaften eines entsprechenden Aufbaus mit einer Quarzglas-Referenzhemisphäre untersucht werden können. Gleichzeitig führt die niedrigere Reflektivität einer Quarzglas-Referenzhemisphäre zu einem verbesserten Interferenzkontrast der verwendeten Fabry-Pérot-Interferometer.

Reduktion der Orthogonalitätsabweichungen

Das aufgestellte Messunsicherheitsbudget zeigt, dass die Messunsicherheit hauptsächlich (97,7 %) von der Orthogonalitätsabweichung des Koordinatensystems des Referenzmesssystems hervorgerufen wird. Durch eine Reduktion der Winkelunsicherheit kann, wie in Tabelle 7.8 dargestellt, die Gesamtunsicherheit deutlich reduziert werden.

In der NMM-1 wird die Orthogonalität der Interferometer von der Orthogonalität der Spiegelfläche bestimmt. Analog dazu kann das Koordinatensystem des Referenzmesssystems durch eine

innen verspiegelte Spiegelecke definiert werden. Diese ist jedoch nur mit hohem Aufwand zu fertigen. Alternativ können drei rechtwinklig angeordnete, justierbare Einzelspiegel verwendet werden. Deren Winkellage kann zueinander durch ein konventionelles Koordinatenmessgerät bestimmt und auf Orthogonalität justiert werden. Mit Hilfe eines Koordinatenmessgerätes kann die Winkellage bei 25 mm-Spiegeln auf ca. 200 μrad bestimmt werden. Der Interferometerträger wird dann in die Innenspiegelecke gestellt und mit Hilfe der Justageelemente der Fabry-Pérot-Interferometer deren Winkellage so eingestellt, dass das reflektierte Signal maximal wird. Bei orthogonaler Ausrichtung zu den Einzelspiegeln wird die Intensität maximal. So kann der Unsicherheitsbeitrag durch die Orthogonalitätsabweichungen auf ca. 5% des Gesamtbudgets reduziert werden.

Tetraeder-Spiegelecke

Während der Entwicklung der NMM-1 und NPMM-200 sind verschiedene andere Konzepte für Nanomessmaschinen erprobt worden, darunter auch ein Konzept mit einer tetraederförmigen Spiegelecke. Bei diesem Prinzip liegt das Messvolumen auf der Oberseite eines mit der Spitze

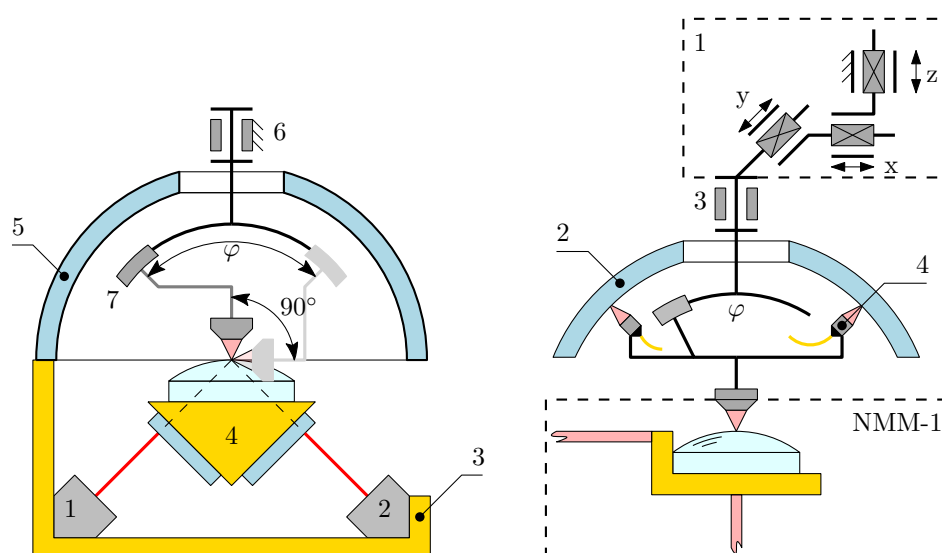


Abb. 8.1: **Links:** Ausblick auf ein Konzept für eine fünfachsig Nanomessmaschine auf Basis einer tetraederförmigen Spiegelecke zum Erreichen eines größeren möglichen Neigungswinkels. **1** Interferometer; **2** Interferometer; **3** Metrologischer Rahmen; **4** Tetraeder-Spiegelecke; **5** Referenzhemisphäre; **6** Drehtisch; **7** Goniometer; **Rechts:** Ausblick auf ein Konzept zur aktiven Korrektur der gemessenen Verschiebung des Anstaptpunktes. **1** x -, y - und z -Translationssystem; **2** Referenzhemisphäre; **3** Drehtisch; **4** Abstandssensoren.

nach unten aufgestellten, außen verspiegelten Tetraeders (siehe Abbildung 8.1 links). So ist das Messvolumen im Vergleich zur NMM-1 und NPMM-200 von allen Seiten frei zugänglich und wird nicht von den x - und y -Spiegeln umfasst. Um das gleiche, rechteckförmige Messvolumen wie bei der NMM-1 oder NPMM-200 zu erreichen, sind jedoch größere, verspiegelte Flächen notwendig. In dem bisherigen Prototypen-Aufbau auf Basis der NMM-1 ist die Rotation prinzipbedingt auf maximal 60° zur Vermeidung von Kollisionen mit der Spiegelecke beschränkt. Mit diesem

frei zugänglichen Messbereich eines Nano-Koordinatenmessgerätes kann die maximale Neigung des Sensorrotationssystems auf bis zu 90° erweitert werden.

Miniaturisierung

Der Aufwand zur Herstellung einer Referenzhemisphäre ist neben der Werkstoffauswahl maßgeblich von deren Durchmesser abhängig. In dem in dieser Arbeit vorgestellten Prototypen-Aufbau wird der Durchmesser der Referenzhemisphäre durch die Abmessungen des Goniometers bestimmt. Durch eine gezielte Entwicklung von Antriebssystemen, die an die Anforderungen im Rotationssystem angepasst sind, kann die Referenzhemisphäre deutlich verkleinert werden. Da die Bahnabweichungen durch das Referenzmesssystem bestimmt werden, sinken die Anforderungen an die Bahnabweichungen der angepassten Antriebssysteme. Diese Miniaturisierung erlaubt die Nutzung von so genannten Glas-Domen aus der Unterwasserphotographie, die es bis zu einem Durchmesser von 200 mm kommerziell zu erwerben gibt. Darüber hinaus können Unsicherheitsbeiträge, die direkt von der Dimension der Referenzhemisphäre abhängig sind, wie das Temperatur-Ausdehnungsverhalten und die Abbe-Abweichung 2. Ordnung, deutlich reduziert werden.

Aktive Abweichungskompensation

Die messtechnischen Eigenschaften können weiter verbessert werden, wenn die Abstandssensoren ausschließlich als Nulllageindikator genutzt werden. Dazu müssen die gemessenen Bahnabweichungen, die zu den gemessenen Abständen führen, direkt kompensiert werden. Das kann mit einem zusätzlichen dreiachsigen Positioniersystem erfolgen, welches das Rotationssystem, bestehend aus Goniometer und Drehtisch, relativ zur Referenzhemisphäre bewegt. In Abbildung 8.1 rechts ist eine schematische zweidimensionale Darstellung des Konzeptes abgebildet. Mit den zu erwartenden Abweichungen von ca. $\pm 50 \mu\text{m}$ kann zur Erzeugung der Kompensationsbewegung ein entsprechender Piezoaktor mit drei translatorischen Freiheiten genutzt werden.

Durch diese Kompensationsbewegung sinkt die Abstandsänderung zwischen Abstandssensoren und der Referenzhemisphäre und damit der notwendige Messbereich der Abstandssensoren. So eröffnet das Kompensationssystem die Möglichkeit zur Verwendung von anderen Sensorsystemen wie beispielsweise kapazitiven Sensoren (siehe Abschnitt 3.4.3). Weiterhin begünstigen andere, kompaktere Sensoren die im vorangegangenen Abschnitt beschriebene Miniaturisierung und durch eine aktive Kompensation der Bahnabweichung sinken die Anforderungen an die miniaturisierten Antriebssysteme. Neben diesen Eigenschaften bleibt der Antastpunkt durch die Kompensation an einer konstanten Position. So kann das Rotationssystem mit deutlich verringertem Aufwand in die vorhandenen Maschinen integriert werden, die für den Betrieb mit einer konstanten Antastpunktposition ausgelegt sind. Weiterhin wird so auch die Integration von laser- und spitzenbasierten Bearbeitungssystemen, die für die NMM-1 entwickelt wurden, erleichtert [59, 61].

Literatur

- [1] E. Abbe. “Messapparate für Physiker”. In: *Zeitschrift für Instrumentenkunde* 10 (1890), S. 446–448.
- [2] M. A. Abdulkadyrov u. a. “Astrosital application in astronomical and space optics production”. In: *Modern Technologies in Space- and Ground-based Telescopes and Instrumentation II*. SPIE Proceedings. 2012, S. 84502L.
- [3] E. Atad-Ettdedgui u. a. “Opto-mechanical design of SCUBA-2”. In: *Optomechanical Technologies for Astronomy*. SPIE Proceedings. 2006, 62732H.
- [4] attocube systems AG. *Displacement Measuring Interferometer. Datenblatt*. 2019.
- [5] G. Berger und M. Wendel. “Optical Metrology of Freeforms and Complex Lenses”. In: *Optik & Photonik* 13.1 (2018), S. 40–43.
- [6] R. H. Bergmans u. a. “Comparison of asphere measurements by tactile and optical metrological instruments”. In: *Measurement Science and Technology* 26.10 (2015), S. 105004.
- [7] B. Bhushan. *Springer Handbook of Nanotechnology*. Springer Berlin Heidelberg, 2010.
- [8] G. Binnig u. a. “Surface Studies by Scanning Tunneling Microscopy”. In: *Physical Review Letters* 49.1 (1982), S. 57–61.
- [9] BIPM. *Evaluation of measurement data — Supplement 1 to the “Guide to the expression of uncertainty in measurement” — Propagation of distributions using a Monte Carlo method. JCGM 101:2008*. 2008.
- [10] BIPM. *Evaluation of measurement data - Guide to the expression of uncertainty in measurement. JCGM 100:2008*. 2008.
- [11] T. Blalock, K. Medicus und J. DeGroote Nelson. “Fabrication of freeform optics”. In: *Optical Manufacturing and Testing XI*. SPIE Proceedings. 2015, 95750H.
- [12] M. Born u. a. *Principles of Optics*. Cambridge University Press, 2013.
- [13] B. Braunecker und R. Hentschel. *Advanced optics using aspherical elements*. Bd. 173. SPIE PM. SPIE Press, 2008. 414 S.
- [14] H.-J. Büchner und G. Jäger. “A novel plane mirror interferometer without using corner cube reflectors”. In: *Measurement Science and Technology* 17.4 (2006), S. 746–752.
- [15] H. Büchner und G. Jäger. “Interferometrisches Meßverfahren zur berührungslosen und quasi punktförmigen Antastung von Meßoberflächen / Interferometric measuring technique for the contactless and quasi-pointlike scanning of measuring surfaces”. In: *tm - Technisches Messen* 59.2 (1992).
- [16] Carl Zeiss Industrielle Messtechnik GmbH. *Große Portal- und Brückenmessgeräte*. 2019.
- [17] Carl Zeiss Industrielle Messtechnik GmbH. *Portalmessgeräte*. 2019.

- [18] Z. X. Chao, S. L. Tan und G. Xu. "Evaluation on the probing error of a micro-coordinate measuring machine". In: *Ninth International Symposium on Laser Metrology*. SPIE Proceedings. 2008, 71550K.
- [19] P. E. Ciddor. "Refractive index of air: new equations for the visible and near infrared". In: *Applied optics* 35.9 (1996), S. 1566–1573.
- [20] Corning Advanced Optics. *ULE® Corning Code 7972 Ultra Low Expansion Glass. Datenblatt*. 2016.
- [21] G. Dai u. a. "Measurements of CD and sidewall profile of EUV photomask structures using CD-AFM and tilting-AFM". In: *Measurement Science and Technology* 25.4 (2014), S. 044002.
- [22] DIN EN ISO 17450-1:2012-04. *Geometrische Produktspezifikation (GPS) - Grundlagen - Teil-1: Modell für die geometrische Spezifikation und Prüfung (ISO 17450-1:2011)*; Beuth Verlag GmbH, 2012.
- [23] DIN ISO 10110-19:2016-04. *Optik und Photonik - Erstellung von Zeichnungen für optische Elemente und Systeme - Teil-19: Allgemeine Beschreibung von Oberflächen und Komponenten (ISO_10110-19:2015)*. Beuth Verlag GmbH, 2016.
- [24] J. F. Donnelly und N. M. Massa. *Light. Introduction to optics and photonics*. New England Board of Higher Education, 2010, 2007. 371 S.
- [25] B. Edlén. "The Refractive Index of Air". In: *Metrologia* 2.2 (1966), S. 72–80.
- [26] I. EPOXY TECHNOLOGY. *EPO-TEK 301. Technical Data Sheet*. 2019.
- [27] C. Evans und J. B. Bryan. "Cryogenic Diamond Turning of Stainless Steel". In: *CIRP Annals* 40.1 (1991), S. 571–575.
- [28] F. Z. Fang u. a. "Manufacturing and measurement of freeform optics". In: *CIRP Annals* 62.2 (2013), S. 823–846.
- [29] F. Fern u. a. "Coordinate transformation and its uncertainty under consideration of a non orthogonal coordinate base". In: *Measurement Science and Technology* (2020).
- [30] I. Fortmeier. *Zur Optimierung von Auswerteverfahren für Tilted-Wave Interferometer*. Dissertation. Universität Stuttgart, 2016.
- [31] F. Fournier und J. Rolland. "Design Methodology for High Brightness Projectors". In: *Journal of Display Technology* 4.1 (2008), S. 86–91.
- [32] R. Füll, R. Grünwald und I. Schmidt. "Messunsicherheitsanalyse von Nanopositionier- und Nanomessmaschinen mit Hilfe eines neuen vektoriellen Modellansatzes". In: *Technisches Messen* 73.9 (2006), S. 465–471.
- [33] R. Füll, E. Manske und P. Kreutzer. "Modeling of 3D-measurement chains in nanopositioning and nanomeasuring machines". In: *Proceedings of the 14th Joint International IMEKO TC1 + TC7 + TC 13 Symposium*. 2011.
- [34] E. Garbusi, G. Baer und W. Osten. "Advanced studies on the measurement of aspheres and freeform surfaces with the tilted-wave interferometer". In: *Optical Measurement Systems for Industrial Inspection VII*. SPIE Proceedings. 2011, 80821F.
- [35] E. Garbusi, C. Pruss und W. Osten. "Interferometer for precise and flexible asphere testing". In: *Optics letters* 33.24 (2008), S. 2973–2975.

-
- [36] J. M. Geary. *Introduction to optical testing*. Bd. v. TT15. Tutorial texts in optical engineering. SPIE, 1993. 149 S.
- [37] *Geometrische Produktspezifikation (GPS) - Annahmeprüfung und Bestätigungsprüfung für Koordinatenmessgeräte (KMG) - Teil-1: Begriffe (ISO 10360-1:2000 + Corr 1:2002)*. Beuth Verlag GmbH, 2003.
- [38] S. L. Gilbert und W. C. Swann. “Acetylene 12C2H2 Absorption Reference for 1510 nm to 1540 nm Wavelength Calibration SRM 2517a”. In: *Special Publication (NIST SP) - 260-133* 2001 (2001).
- [39] P. de Groot, T. Dresel und B. Truax. “Axial alignment for high-precision interferometric measurements of steeply-curved spheres”. In: *Surface Topography: Metrology and Properties* 3.4 (2015), S. 044004.
- [40] C.-S. Guo u. a. “Phase-shifting with computer-generated holograms written on a spatial light modulator”. In: *Applied optics* 42.35 (2003), S. 6975–6979.
- [41] Hall, B. Blair und Joseph. *GUM Tree Calculator Documentation. Release 1.2.0*. 2019.
- [42] H. N. Hansen u. a. “Dimensional Micro and Nano Metrology”. In: *CIRP Annals* 55.2 (2006), S. 721–743.
- [43] P. Hariharan. *Optical Interferometry*. 1. Aufl. Elsevier textbooks, 2003. 351 S.
- [44] T. Hausotte u. a. “Dimensional metrology in the macroscopic range with sub-nanometre resolution”. In: *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part B: Journal of Engineering Manufacture* 227.5 (2013), S. 657–661.
- [45] T. Hausotte u. a. *Nanopositionier- und Nanomessmaschinen*. 1. Aufl. Pro Business, 2011. 258 S.
- [46] E. Hecht. *Optik*. 5. Aufl. Oldenbourg, 2009. 1125 S.
- [47] R. Henselmans u. a. “Design of a machine for the universal non-contact measurement of large free-form optics with 30 nm uncertainty”. In: *Optical Manufacturing and Testing VI*. SPIE Proceedings. 2005, S. 586919.
- [48] R. Henselmans u. a. “Nanometer level freeform surface measurements with the NANO-MEFOS non-contact measurement machine”. In: *Optical Manufacturing and Testing VIII*. SPIE Proceedings. 2009, S. 742606.
- [49] N. Hofmann u. a. “A compact tactile surface profiler for multi-sensor applications in nano measuring machines”. In: *Proceedings 58. Ilmenauer wissenschaftliches Kolloquium* 2014 (2014).
- [50] N. Hofmann u. a. “Ein kompakter Tastschnittsensor als Teil eines Multi-Sensor-Systems für Nanomessmaschinen”. In: *tm - Technisches Messen* 82.7-8 (2015).
- [51] M. R. Howells u. a. “Nickel-plated invar mirrors for synchrotron radiation beam lines”. In: *X-Ray Mirrors, Crystals, and Multilayers II*. SPIE Proceedings. 2002, S. 94.
- [52] IBS Precision Engineering. *Datenblatt ISARA 400*. 2019.
- [53] G. Jäger u. a. “Nanomeasuring and nanopositioning engineering”. In: *Measurement* 43.9 (2010), S. 1099–1105.

- [54] G. Jäger u. a. “Nanopositioning and nanomeasuring machine NPMM-200—a new powerful tool for large-range micro- and nanotechnology”. In: *Surface Topography: Metrology and Properties* 4.3 (2016), S. 034004.
- [55] G. Jäger u. a. “Nanomessmaschine zur abbefehlerfreien Koordinatenmessung (Nano Measuring Machine for Zero Abbe Offset Coordinate-measuring)”. In: *tm - Technisches Messen* 67.7-8 (2000).
- [56] G. Jäger u. a. “The Metrological Basis and Operation of Nanopositioning and Nanomeasuring Machine NMM-1”. In: *tm - Technisches Messen* 76.5 (2009), S. 524.
- [57] KEYENCE DEUTSCHLAND GmbH. *Konfokaler Wegmesssensor Modellreihe CL-3000. Datenblatt.* 2019.
- [58] Y. Kimura, S. Sugama und Y. Ono. “Compact optical head using a holographic optical element for CD players”. In: *Applied optics* 27.4 (1988), S. 668–671.
- [59] J. Kirchner u. a. “Anwendungen eines fasergekoppelten chromatisch konfokalen Sensors in Nanopositionier- und Nanomessmaschinen / Applications of a fiber coupled chromatic confocal sensor in nanopositioning and nanomeasuring machines”. In: *tm - Technisches Messen* 86.s1 (2019), S. 17–21.
- [60] R. Kizu u. a. “Development of a metrological atomic force microscope with a tip-tilting mechanism for 3D nanometrology”. In: *Measurement Science and Technology* 29.7 (2018), S. 075005.
- [61] M. Kuehnel u. a. “Towards alternative 3D nanofabrication in macroscopic working volumes”. In: *Measurement Science and Technology* (2018).
- [62] E. Langlotz, D. Dontsov und W. Schott. “3D-Messtechnik mit Nanometergenauigkeit”. In: *MIKROPRODUKTION* 2013.06 13 (2013), S. 10–14.
- [63] R. Leach. *Fundamental Principles of Engineering Nanometrology*. 2nd ed. Micro and Nano Technologies. Elsevier Science, 2014. 384 S.
- [64] M. Löffler-Mang, H. Naumann und G. Schröder. *Handbuch Bauelemente der Optik. Grundlagen, Werkstoffe, Geräte, Messtechnik*. 8., aktualisierte Auflage. 2020. 770eiten.
- [65] Mahr GmbH. *MarOpto TWI 60. Datenblatt.* 2019.
- [66] Mahr GmbH. *MarSurf LD 130 / 260 Aspheric. Datenblatt.* 2018.
- [67] E. Manske, T. Fröhlich und R. Füßl. “Measurement uncertainty consideration in the case of nonlinear models for precision length measurement”. In: *Measurement Science and Technology* 588 (2015), S. 012033.
- [68] E. Manske und G. Jäger. “Multi-sensor Approach for Multivalent Applications in Nanometrology”. In: *International Journal of Automation and Smart Technology* 2.2 (2012), S. 141–145.
- [69] E. Manske u. a. “New applications of the nanopositioning and nanomeasuring machine by using advanced tactile and non-tactile probes”. In: *Measurement Science and Technology* 18.2 (2007), S. 520–527.
- [70] R. Mastylo. “Optische und taktile Nanosensoren auf der Grundlage des Fokusverfahrens für die Anwendung in Nanopositionier- und Nanomessmaschinen”. @Ilmenau, Techn. Univ., Diss., 2012. 2012. 121 S.

-
- [71] R. Mastlylo u. a. “A focus sensor for an application in a nanopositioning and nanomeasuring machine”. In: *Proc. SPIE 5856, Optical Measurement Systems for Industrial Inspection IV*. 2005, S. 238.
- [72] MICRO-EPSILON MESSTECHNIK GmbH & Co. KG. *capaNCDT // Kapazitive Sensoren für Weg, Abstand & Position. Datenblatt*. 2019.
- [73] MICRO-EPSILON MESSTECHNIK GmbH & Co. KG. *confocalDT // Konfokalchromatisches Sensorsystem. Datenblatt*. 2019.
- [74] R. C. Moore und F. H. Slaymaker. “Direct measurement of phase in a spherical-wave Fizeau interferometer”. In: *Applied optics* 19.13 (1980), S. 2196–2200.
- [75] P. Murphy u. a. “Measurement of high-departure aspheric surfaces using subaperture stitching with variable null optics”. In: *Optical Manufacturing and Testing VIII*. SPIE Proceedings. 2009, 74260P.
- [76] P. Murphy u. a. “Subaperture stitching interferometry for testing mild aspheres”. In: *Interferometry XIII: Applications*. SPIE Proceedings. 2006, 62930J.
- [77] OHARA GmbH. *Ohara S-LAH79. Datenblatt*. 2019.
- [78] OHARA GmbH. *SK-1310 - Fused Silica. Datenblatt*. 2019.
- [79] Panasonic Production Engineering Co., Lt. *UA3P Ultrahigh Accurate 3D Profilometer. Datenblatt*. Ver. 20150601. 2015.
- [80] J. Petter und G. Berger. “Non-contact profiling for high precision fast asphere topology measurement”. In: *Optical Measurement Systems for Industrial Inspection VIII*. SPIE Proceedings. 2013, S. 878819.
- [81] Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG. *Abbildung Goniometer WT-90*. 2019.
- [82] Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG. *Abbildung L-611*. 2019.
- [83] Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG. *Motorisiertes Präzisions-Goniometer WT-90. Datenblatt*. 2018.
- [84] Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG. *PISeca Kapazitive Sensoren. Datenblatt*. 2019.
- [85] Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG. *Präzisions-Rotationstisch L-611. Datenblatt*. 2018.
- [86] Pico Technology Ltd. *TC-08 8-channel thermocouple data logger. Datenblatt*. 2020.
- [87] C. Pruss und H. Tiziani. “Dynamic null lens for aspheric testing using a membrane mirror”. In: *Optics Communications* 233.1-3 (2004), S. 15–19.
- [88] QED Technologies. *ASI(Q) / Aspheric Stitching Interferometer with QIS. PRODUCT BULLETIN TM*. 2019.
- [89] QED Technologies. *ASI(Q) / Aspheric Stitching Interferometer with QIS. Datenblatt. Version RevH*. 2019.
- [90] M. Rahlves, B. Roth und E. Reithmeier. “Systematic errors on curved microstructures caused by aberrations in confocal surface metrology”. In: *Optics express* 23.8 (2015), S. 9640–9648.
- [91] Renishaw plc. *HS20 laser head*. 2015.

- [92] D. Rugar, H. J. Mamin und P. Guethner. “Improved fiber–optic interferometer for atomic force microscopy”. In: *Physical Review Letters* 55.25 (1989), S. 2588–2590.
- [93] I. J. Saunders u. a. “Fabrication and metrology of freeform aluminum mirrors for the SCUBA-2 instrument”. In: *Optical Manufacturing and Testing VI*. SPIE Proceedings. 2005, S. 586905.
- [94] E. Savio, L. de Chiffre und R. Schmitt. “Metrology of freeform shaped parts”. In: *CIRP Annals* 56.2 (2007), S. 810–835.
- [95] R. Schachtschneider u. a. “Interlaboratory comparison measurements of aspheres”. In: *Measurement Science and Technology* 29.5 (2018), S. 055010.
- [96] J. Schaude u. a. “Atomic force microscope with an adjustable probe direction and piezoresistive cantilevers operated in tapping-mode / Im Tapping-Modus betriebenes Rasterkraftmikroskop mit einstellbarer Antastrichtung und piezoresistiven Cantilevern”. In: *tm - Technisches Messen* 86.s1 (2019), S. 12–16.
- [97] R. Schienbein. “Grundlegende Untersuchungen zum konstruktiven Aufbau von Fünffachs-Nanopositionier- und Nanomessmaschinen. - Veröffentlichung 2020 -”. Dissertations-schrift. TU Ilmenau, 2020.
- [98] I. Schmidt u. a. “A new traceable method for determination of periodic nonlinearities of interferometers”. In: *Interferometry XIII: Techniques and Analysis*. SPIE Proceedings. 2006, S. 629206.
- [99] Schott AG. *N-BK 7* ® 517642.251. *Datenblatt*. 2014.
- [100] Schott AG. *Zerodur Zero Expansion Glass Ceramic*. 2011.
- [101] A. Schuler. *Erweiterung der Einsatzgrenzen von Sensoren für die Mikro- und Nano-messtechnik durch dynamische Sensornachführung unter Anwendung nanometeraufge-löster elektrischer Nahfeldwechselwirkung*. Zugl.: Erlangen, Nürnberg, Univ., Diss., 2013. Bd. 29. Berichte aus dem Lehrstuhl Qualitätsmanagement und Fertigungsmesstechnik, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg. Shaker, 2013. 126 S.
- [102] A. Schuler, A. Weckenmann und T. Hausotte. “Enhanced measurement of high aspect ratio surfaces by applied sensor tilting”. In: *ACTA IMEKO* 3.3 (2014), S. 22.
- [103] A. Schuler, A. Weckenmann und T. Hausotte. “Setup and evaluation of a sensor tilting system for dimensional micro- and nanometrology”. In: *Measurement Science and Technology* 25.6 (2014).
- [104] L. A. Selberg. “Radius measurement by interferometry”. In: *Optical Engineering* 31.9 (1992), S. 1961.
- [105] S. Sharma, P. Eiswirth und J. Petter. “Electro optic sensor for high precision absolute distance measurement using multiwavelength interferometry”. In: *Optics express* 26.3 (2018), S. 3443–3451.
- [106] J. Sheldakova u. a. “Shack-Hartmann wavefront sensor versus Fizeau interferometer for laser beam measurements”. In: *Laser Resonators and Beam Control XI*. SPIE Proceedings. 2009, 71940B.
- [107] SIOS Meßtechnik GmbH. *Laserinterferometrisches Vibrometer*. *Datenblatt*. 2018.
- [108] SIOS Meßtechnik GmbH. *Nanopositionier- und Nanomessmaschine*. *Datenblatt*. 2016.

-
- [109] SmarAct GmbH. *PICOSCALE Interferometer Controller. Datenblatt*. 2019.
- [110] K.-D. Sommer und B. R. L. Siebert. “Praxisgerechtes Bestimmen der Messunsicherheit nach GUM (Practical Determination of the Measurement Uncertainty under GUM)”. In: *tm - Technisches Messen* 71.2-2004 (2004), S. 52–66.
- [111] A. Takahashi. “Long-term dimensional stability and longitudinal uniformity of line scales made of glass ceramics”. In: *Measurement Science and Technology* 21.10 (2010), S. 105301.
- [112] K. Takahashi. “Development of ultrawide-angle compact camera using free-form optics”. In: *Optical Review* 18.1 (2011), S. 55–59.
- [113] T. Takatsuji u. a. “Whole-viewing-angle cat’s-eye retroreflector as a target of laser trackers”. In: *Measurement Science and Technology* 10.7 (1999), N87–N90.
- [114] Taylor Hobson. *Optic Product Solutions. Datenblatt*. 2019.
- [115] R. ter Horst u. a. “Diamond turning and polishing tests on new RSP aluminum alloys”. In: *Modern Technologies in Space- and Ground-based Telescopes and Instrumentation II*. SPIE Proceedings. 2012, S. 84502M.
- [116] K. Thurner. *Position sensing using a fiber-optic Fabry-Pérot interferometer*. Unter Mitarb. von P. Lugli. Universitätsbibliothek der TU München, 2018. Online-Ressource.
- [117] K. Thurner, P.-F. Braun und K. Karrai. “Fabry-Pérot interferometry for long range displacement sensing”. In: *The Review of scientific instruments* 84.9 (2013), S. 095005.
- [118] K. Thurner u. a. “Fiber-based distance sensing interferometry”. In: *Applied optics* 54.10 (2015), S. 3051–3063.
- [119] Y. Tohme. “Trends in Ultra-Precision Machining of Freeform Optical Surfaces”. In: *Frontiers in Optics 2008/Laser Science XXIV/Plasmonics and Metamaterials/Optical Fabrication and Testing*. 2008, OThC6.
- [120] M. Tricard u. a. “Subaperture stitching interferometry of high-departure aspheres by incorporating a variable optical null”. In: *CIRP Annals* 59.1 (2010), S. 547–550.
- [121] M. Vaughan. *The Fabry-Perot Interferometer. History, Theory, Practice and Applications*. 1st ed. Series in Optics and Optoelectronics. CRC Press, 1989. 604 S.
- [122] VDM Metals International GmbH. *VDM® Alloy 36 Pernifer 36. Werkstoffdatenblatt*. 2018.
- [123] J. Volmer. *Getriebetechnik. Leitfaden*. Vieweg+Teubner Verlag, 1978.
- [124] N. Vorbringer-Dorozhovets, E. Manske und G. Jäger. “Interferometrisches Rasterkraftmikroskop: Aufbau, messtechnische Eigenschaften und Applikationsmessungen / Interferometric atomic force microscope: design, metrological properties and application measurements”. In: *tm - Technisches Messen* 85.s1 (2018), s52–s58.
- [125] N. Vorbringer-Dorozhovets u. a. “Multifunctional nanoanalytics and long-range scanning probe microscope using a nanopositioning and nanomeasuring machine”. In: *Measurement Science and Technology* 25.4 (2014), S. 044006.
- [126] I. Widdershoven, R. L. Donker und H. A. M. Spaan. “Realization and calibration of the Isara 400 ultra-precision CMM”. In: *Journal of Physics: Conference Series* 311 (2011), S. 012002.

- [127] H. Xu. *Hochpräzise Bestimmung der Form- und Orthogonalitätsabweichungen einer Spiegelecke und Untersuchung des Verhaltens unter veränderlichen Umweltbedingungen*. Dissertation. Universitätsverlag Ilmenau, 2017.
- [128] A. Yoshikawa u. a. “Laser-detector-hologram unit for thin optical pick-up head of a CD player”. In: *IEEE Transactions on Components, Packaging, and Manufacturing Technology: Part B* 18.2 (1995), S. 245–249.
- [129] P. Zamora u. a. “Advanced PV concentrators”. In: *2009 34th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (PVSC)*. 2009, S. 929–932.