Stanislav Tereschenko* und Peter Lehmann

Inline-fähige Weißlichtinterferometrie mit integrierter Schwingungskompensation

Inline scanning white-light interferometry with integrated vibration compensation

DOI 10.1515/teme-2018-0025

Zusammenfassung: Weißlichtinterferometer sind weit verbreitete Messgeräte zur Erfassung von 3D-Mikrotopographien. Der Einsatz solcher Messgeräte in maschinennaher Umgebung abseits schwingungsgedämpfter Labore wird durch Umgebungsschwingungen erschwert oder sogar unmöglich gemacht. In diesem Beitrag wird ein passives Kompensationsverfahren am Beispiel von zwei interferometrischen Sensoren vorgestellt, mit dem der Einfluss beliebiger sowohl periodischer als auch transients axialer Störschwingungen auf interferometrische Weißlichtmessungen kompensiert werden kann. Durch die zeitlich hochauflösende Abstandserfassung eines in das Weißlichtinterferometer integrierten Abstandsinterferometers werden alle Abweichungen von dem Soll-Tiefenscanverlauf gemessen und zur Korrektur der Weißlichtinterferenzsignale verwendet. Daraus wird anschließend mit etablierten Auswertelgorithmen die Oberflächentopographie berechnet. Die Schwingungskompensation wird anhand von Vergleichsmessungen mit und ohne Störschwingungen an verschiedenen Messobjekten demonstriert.

Schlüsselwörter: Weißlichtinterferometrie, Schwingungskompensation, Michelson-Laserinterferometer, Linnik-Interferometer, In-situ-Messung, Frequenzanalyse.

Abstract: Scanning white-light interferometers are widely used measuring instruments for 3D microtopography. The use of such devices in close-to-machine environments away from vibration-damped laboratories is due to environmental vibrations difficult or even impossible. In this article we present a passive vibration compensation method using the example of two interferometric sensors, which can compensate for the influence of arbitrary periodic and transient axial vibrations on the interferometric white-light

measurements. Due to the temporally high-resolution distance detection of a distance measuring interferometer integrated into the white-light interferometer, all deviations from the desired linear depth-scanning process are measured and this information is used to correct the white-light interference signals. From these, the surface topography is calculated by well-known evaluation algorithms. The vibration compensation is demonstrated based on comparative measurements with and without disturbing vibrations for different measuring objects.

Keywords: Scanning white-light interferometry, vibration compensation, Michelson interferometer, Linnik interferometer, close-to-machine applications, frequency domain evaluation.

1 Einleitung und Stand der Technik

Tiefenscannende Weißlichtinterferometer (WLI) sind hochauflösende optische Messgeräte zum dreidimensionalen Messen von reflektierenden Objekten [3, 7]. Beim sogenannten Tiefenscan wird die Fokusebene des mikroskopbasierten Sensors auf das Messobjekt zu bewegt, während eine Kamera eine Folge von Bildern aufzeichnet. Aus dem aufgenommenen Bilderstapel wird für jedes Kamerapixel ein Höhenwert der Oberfläche des Messobjekts bestimmt. Diese Auswertung erfolgt auf der Grundlage des Interferenzkontrastes oder der Phasenlage des Interferenzsignals [3, 9, 30]. Die Auswertelgorithmen setzen voraus, dass die Bilder in äquidistanten Schritten zueinander aufgenommen wurden, was in schwingungsfreien Umgebungen mit kalibrierten Scanner-Einheiten meistens der Fall ist.

Vergleichsweise geringe Vibrationen, ausgelöst durch Maschinen, Trittschall oder Straßenverkehr, können Messfehler verursachen, die in vielen Fällen zur Unverwertbarkeit der Messdaten führen. Der Einsatz interferometrischer Sensoren in maschinennahen Umgebungen für In-situ-Messungen erfordert daher entsprechende Vorrichtungen oder Algorithmen, die entweder die Störschwingungen schon

*Korrespondenzautor: Stanislav Tereschenko, Fachbereich Elektrotechnik/Informatik, Fachgebiet Messtechnik, Universität Kassel, Wilhelmshöher Allee 71, 34121 Kassel, E-Mail: s.tereschenko@uni-kassel.de

Peter Lehmann, Fachbereich Elektrotechnik/Informatik, Fachgebiet Messtechnik, Universität Kassel, Wilhelmshöher Allee 71, 34121 Kassel, E-Mail: p.lehmann@uni-kassel.de

während der Messung kompensieren oder die Auswertung der Messdaten robust gegenüber Störungen machen.

In den letzten Jahrzehnten wurden mehrere Methoden zur Kompensation der Störschwingen in der Interferometrie vorgestellt, die grob in aktive und passive Schwingungskompensation sowie Single-Shot-Verfahren unterteilt werden können.

Bei der aktiven Schwingungskompensation wird versucht, die Umgebungsschwingungen zu messen und diesen aktiv entgegenzuwirken. Dabei wird an verschiedenen Stellen in den Messkreis eingegriffen. In vielen Fällen wird die Position des Referenzspiegels [12, 14, 18, 33] oder die Phasenlage des Interferenzsignals im Referenzarm von phasenschiebenden bzw. wellenlängenscannenden [14] Interferometern mit Hilfe von akustooptischen [4], elektrooptischen [34] Modulatoren oder durch die geregelte Variation des Stromes einer Laserdiode [28] stabilisiert. Dabei werden oft mehrere Wellenlängen verwendet [14, 18, 33]. In der WLI werden auch Input-Shaper zur Kompensation periodischer Störungen, verursacht durch die Piezo-Scanner, eingesetzt [20, 27] oder die Position des gesamten WLI stabilisiert [25].

Passive Schwingungskompensation basiert auf einer nachträglichen Korrektur der Interferenzsignale durch Hinzuziehen von zusätzlichen (Abstands-)Informationen, die parallel zur Messung aufgenommen wurden. Die Bestimmung der Topographie erfolgt mit speziell angepassten Algorithmen aus gestörten Daten [1, 2, 10, 22] oder durch die Verlagerung des Nutzsignalspektrums außerhalb des Einflusses der Störschwingungen durch die Verwendung von schnellen Kameras [17, 23]. In vielen Fällen ist eine zusätzliche Abstandsmessung erforderlich [1, 2, 22].

Bei den Single-Shot-Verfahren werden gleichzeitig drei [29] oder vier [11, 15, 19, 21, 26] phasenverschobene Interferenzmuster, oft auf mehreren Detektoren [11, 15, 21, 26, 29] aufgenommen, womit eine gegenüber Vibrationen nahezu komplett unempfindliche Messung von PSI-freundlichen Oberflächentopographen ermöglicht wird. Dabei werden polarisierende Optiken, $\lambda/2$ - und $\lambda/4$ -Plättchen verwendet, um zu jedem Abtastzeitpunkt phasenverschobene Interferenzsignale zu erzeugen. Auch die digitale holographische Mikroskopie kann den Single-Shot-Verfahren zugeordnet werden, da bei diesem Verfahren ebenfalls aus nur einem Hologramm die Topographie einer glatten Oberfläche bestimmt werden kann [5, 6, 16].

Das in diesem Beitrag vorgestellte Sensorprinzip nutzt, ähnlich wie bei der Methode von Olszak [22], ein in das WLI integriertes abstandsmessendes Laserinterferometer (DMI) zur kontinuierlichen Messung der relativen Abstandsänderungen zwischen dem Messobjekt und dem Interferometer während eines Weißlicht-Tiefenscans. An-

ders als in [22] wird das Laserinterferenzsignal mit einem schwingenden Referenzspiegel periodisch phasenmoduliert, was eine zuverlässige Bestimmung beliebiger axialer Abstandsänderungen während des Tiefenscans ermöglicht. Eine nachträgliche Korrektur der WLI-Signale anhand der tatsächlichen Positionsdaten bietet die Möglichkeit, die WLI-Signale anschließend mit gebräuchlichen WLI-Auswertalgorithmen [3, 9, 30] auszuwerten.

Im Abschnitt 2 werden zwei Sensoren mit Schwingungskompensation vorgestellt und der Messvorgang sowie die anschließende Signalverarbeitung beschrieben. Im Abschnitt 3 werden Ergebnisse für verschiedene Messobjekte präsentiert.

2 Sensoraufbau, Messablauf und Signalverarbeitung

Der grundlegende schematische Aufbau der Sensoren ist am Beispiel des Linnik-Interferometers in Abb. 1 dargestellt. Die Sensoren vereinen in sich ein Weißlichtinterfe-

Abb. 1: Schematischer Aufbau des Linnik-Interferometers. Das Interferometer arbeitet mit zwei Lichtquellen: einer IR-Laserdiode für die Abstandsmessung und einer Weißlicht-LED zur flächenhaften Oberflächentopographieerfassung.

rometer zur flächenhaften Erfassung der Oberflächentopographie und ein Laserinterferometer zur Messung der relativen Abstandsänderungen zwischen dem Messobjekt und dem Interferometer. Das Licht zweier Quellen, einer Weißlicht-LED und eines im nahen Infrarotbereich

(785 nm oder 850 nm) emittierenden Lasers, werden in den optischen Strahlengang des Interferometers eingekoppelt. Das Licht wird aufgeteilt und zum Messobjekt und zum Referenzspiegel weitergeleitet. Nach der Reflexion interferiert das Licht auf dem Rückweg im Strahlteiler. Die interferierten Lichtstrahlen werden zu den Detektoren weitergeleitet, wobei durch zusätzliche in den Strahlengang eingebrachte optische Filter die Wellenlängentrennung des reflektierten Lichtes stattfindet. Die Fotodiode nimmt das Infrarot (IR)-Licht auf, während die Kamera nur das Weißlicht empfängt. Der Tiefenscan kann entweder durch die Verschiebung des gesamten Interferometers oder des Messobjekts erfolgen, wobei für den ersten Fall beide Interferometer über integrierte Linearachsen verfügen.

Der selbstgebaute Interferenzaufsatz des Michelson-Interferometers basiert auf einem Mitutoyo 5x Mikroskop-Objektiv und wird direkt auf diesem befestigt. Im Linnik-Interferometer kommen ebenfalls zwei baugleiche 50x Mikroskop-Objektive der Fa. Mitutoyo zu Einsatz. Die Unterschiede zum Michelson-Interferometer betreffen die Einkopplung der Lichtquellen, deren anschließende Trennung nach verschiedenen Wellenlängen und die Verwendung anderer Komponenten wie Kamera, Spiegelaktor, Linearachse und Steuereinheit [30]. In Tabelle 1 sind die wichtigsten Parameter der beiden Sensoren zusammengefasst.

Tab. 1: Technische Daten der beiden Sensoren.

Eigenschaft	Michelson	Linnik
Vergrößerung / Numerische Apertur	5x / 0,14	50x / 0,55
Optische Auflösung / Messfeldgröße	2,61 μm / 0,96 x 1,20 mm ²	665 nm / 58 x 78 μm^2
Kamera / Pixel-Auflösung	AVT Guppy Pro F-046 B / 570x780 Pixel	Basler Ace acA800-510uc / 600x800 Pixel
Max. Bildrate (bei voller Auflösung)	62,5 Hz	511 Hz
Schwingspiegelfrequenz	2 kHz	40,4 kHz
Abtastrate des Laserinterferenzsignals	400 kHz	28 MHz
Linearachse / Genauigkeit / bidirektionale Wiederholbarkeit	Physik Instrumente PI N-664 / 0,5 nm / 10 nm	Newport M-VP-25XA / $\pm 0,4 \mu\text{m}$ / $\pm 0,06 \mu\text{m}$

Eine entscheidende Rolle in beiden Sensoren spielen die periodisch schwingenden Referenzspiegel. Sowohl das WLI als auch das DMI nutzen einen gemeinsamen Referenzspiegel. Die Oszillation des Spiegels wird zur Erzeugung der optischen Weglängenmodulation des Laser-

interferenzsignals verwendet. Bei den WLI-Signalen ist die Modulation unerwünscht. Damit die WLI-Signale unmoduliert bleiben, erfolgt die Bildaufnahme an einem der Umkehrpunkte der sinusförmigen Referenzspiegelbewegung. An den Umkehrpunkten ist die momentane Geschwindigkeit des Spiegels minimal, sodass bei einer kurzen Belichtungszeit des Bildes, die nur ca. 2 bis 3 μs lang ist, Bewegungsunschärfen vermieden werden und auch die Weißlichtinterferenzsignale immer unter gleichen Bedingungen aufgenommen werden. Jedes Kamerabild wird mit nur einem Lichtpuls beleuchtet. Der ausreichend hohe Kontrast der Bilder wird durch das Pulsen der Weißlicht-LED mit bis zum 10-fachen des Nominalstromes realisiert. Zur Sicherstellung einer zu der Schwingspiegelbewegung synchronen Lasersignalabtastung und der Aufnahme der Kamerabilder beträgt die AD-Wandler-Abtastrate und die Schwingspiegelfrequenz ein ganzzahliges Vielfaches der Kamera(LED)-Triggerfrequenz.

Während des Messvorgangs werden die Kamerabilder, das Laserinterferenzsignal und die Kameratriggerzeitpunkte aufgezeichnet. Die Korrektur und die Auswertung der WLI-Signale erfolgen nach dem Messvorgang.

Vor der Korrektur der WLI-Signale wird das Laserinterferenzsignal ausgewertet und die Abstandswerte den jeweiligen Kamerabildern zugeordnet. Die Auswertung des DMI-Signals kann, abhängig von der Schwingspiegelamplitude, mit zwei Algorithmen erfolgen. Der erste Algorithmus basiert auf der Lock-in-Methode [24]. Dazu wird ein Interferenzsignalausschnitt zwischen den Umkehrpunkten des Referenzspiegels, d. h. bei maximaler Bewegungsgeschwindigkeit des Spiegels, abschnittsweise ausgewertet. Die auf diese Weise berechneten Phasenwerte durchlaufen eine Unwrapping-Prozedur und werden anschließend in einen Abstandsverlauf umgerechnet. Die zweite Methode, der SinPSI-Algorithmus, basiert auf einem erweiterten Algorithmus von de Groot [8]. Das Signal wird periodenweise (ein Höhenwert pro Schwingspiegelperiode) ausgewertet. Dabei wird das Interferenzsignal frequenzselektiv für mehrere (mindestens drei) gerade und ungerade Harmonischen verschieden gewichtet, in den Frequenzbereich transformiert, daraus die höhengebende Phase bestimmt, die ebenfalls nach dem Unwrapping in einen Abstandsverlauf umgerechnet wird. Beide Verfahren sind in [30] und [8] ausführlich beschrieben. Der Vorteil der Lock-in-Methode ist eine relativ einfache und intuitive Implementierung, während die SinPSI-Methode mit weniger Abtastpunkten bei geringeren Schwingspiegelamplituden als die Lock-in-Methode Höhenwerte mit vergleichbarer Messunsicherheit bestimmen kann. Zum Vergleich sind in Abb. 2 Laserinterferenzsignale bei verschiedenen Schwingspiegelamplituden $\hat{z}$ dargestellt.

Abb. 2: Laserinterferenzsignale bei verschiedenen Schwingungsspiegelamplituden $\hat{z}$. Gestrichelter Verlauf stellt beispielhaft die Schwingungsspiegelbewegung dar. Zur besseren Unterscheidung wurde zum blauen Signalverlauf ein Offset von 1 addiert.

Der rote Signalverlauf in Abb. 2 lässt sich nur mit der SinPSI-Methode auswerten. Für eine zuverlässige Auswertung mit dem Lock-in-Algorithmus muss mindestens eine Signalperiode zwischen den Umkehrpunkten der Spiegelbewegung im Interferenzsignal vorliegen.

Nachdem die Abstandswerte und deren Zuordnung zu den Abtastpositionen der Kamerabilder ermittelt wurden, erfolgt im nächsten Schritt die Korrektur der WLI-Signale. Hierfür wird die trigonometrische Approximation verwendet [13]. Jedes WLI-Signal wird anhand der Intensitätswerte und dazugehöriger Abtastpositionen approximiert und an gewünschten äquidistanten Stützstellen neu generiert [30, 31]. Die Bestimmung der Oberflächentopographie erfolgt anschließend durch die Auswertung der korrigierten WLI-Signale auf der Grundlage des Interferenzkontrastes und der Phasenlage des Interferenzsignals. Wobei dazu hauptsächlich der LT- [30] und der FDA-Algorithmus [9] verwendet werden.

3 Messergebnisse

Einige Messergebnisse, die mit den Sensoren bereits erzielt wurden, sind in [31, 32] veröffentlicht worden. In diesem Beitrag werden hauptsächlich Messungen mit dem Linnik-Interferometer, das eine fortgeschrittene Weiterentwicklung des Michelson-Interferometers darstellt, vorgestellt. Für einen direkten Vergleich der beiden Sensoren wurden diese, die Messobjektaufnahmevorrichtung und die Störquelle wie in Abb. 3 dargestellt positioniert. Die Aufnahmevorrichtung lässt sich wahlweise entweder vor dem Linnik- oder vor dem Michelson-Interferometer positionieren. Außerdem beinhaltet sie einen Pizeo-Hubtisch PI P-

Abb. 3: Messaufbau mit zwei Interferometern. Der Messobjekthalter mit integrierter Referenzachse lässt sich wahlweise vor einem der beiden Interferometer positionieren. Der Motor mit Unwucht wird zur Generierung von Störschwingungen verwendet.

621, der für die Referenzmessungen bzw. zur Generierung definierter Störschwingungen verwendet wird. Die Notwendigkeit einer Positionsmessung begründet sich in starken Linearitätsabweichungen und einer ungleichmäßigen Bewegung der Newport-Scanachse des Linnik-Interferometers. In Abb. 4 sind die Abweichungen der drei Achsen von einem linearen Verlauf während des Tiefenscans dargestellt. Die beiden PI-Achsen weisen nur geringe Abweichungen

Abb. 4: Abweichung von einem linearen Verlauf während des Tiefenscans nach Abzug der Ausgleichsgeraden. Messungen mit PI-Achsen ohne Störungen und der Newport-Achse ohne und mit eingeschaltetem Störmotor. Zur besseren Unterscheidung wurde zum Verlauf *PI N-664* ein Offset von 100 nm addiert.

im unteren einstelligen Nanometerbereich von einem linearen Verlauf auf, während die Newport-Achse ohne ein zusätzliches Mess- und Kompensationssystem zu große Linearitätsabweichungen zeigt.

Trotz starker Positionsabweichungen, die zusätzlich durch eine Vibrationsstörquelle im Form eines unrund laufenden Motors während des Tiefenscans entstehen, lässt sich die Oberflächentopographie mit vergleichbarer Genauigkeit wie bei einer störungsfreien Messung mit der PI P-621 Referenzachse erzielen. Dazu wurde eine Messreihe auf dem gut reflektierenden, superfeinen Raunormal KNT 4070/03 der Fa. Halle durchgeführt. Die Ergebnisse der Topographieauswertung sind in Abb. 5 dargestellt.

Abb. 5: Ausschnitte der Oberflächentopographie des superfeinen Raunormals KNT 4070/03 der Fa. Halle bei der Messung a) ohne Störschwingungen mit der Referenzachse, b) mit Störschwingungen ohne Korrektur und c) die Differenz der Topographie aus a) mit der korrigierten Topographie aus b).

Die unkorrigierte Topographie in Abb. 5b weist sehr viele Phasensprünge auf und hat keine Gemeinsamkeiten mit der Soll-Topographie aus Abb. 5a. Nach der Korrektur der WLI-Signale und erneuter Topographieauswertung, ist das Ergebnis vergleichbar mit der Soll-Topographie. Die in Abb. 5c dargestellte Differenz der beiden Topographien weist eine Standardabweichung von lediglich 0,95 nm auf.

Die Störschwingungskorrektur lässt sich auch bei deutlich raueren Oberflächen, z. B. auf einem Raunormal KNT 4058/03 Stufe 1, durchführen. Die zugehörigen Topographieverläufe sind in Abb. 6 dargestellt.

Für die Korrektur der WLI-Signale ist eine zuverlässige Abstandsmessung unerlässlich. Dazu muss das Laserinterferenzsignal eine ausreichend hohe Modulationstiefe aufweisen. Die Abstandsmessung erfolgt aktuell an einer Stelle innerhalb des Messfeldes, wobei der Durchmesser

Abb. 6: Raunormal KNT 4058/03 Stufe 1 der Fa. Halle gemessen mit Linnik-Interferometer. Die Messung ohne Störung wurde mit der PI-Achse durchgeführt. Die gestörte Messung erfolgte mit der Newport-Achse mit eingeschalteten Störmotor. Zur besseren Unterscheidung wurden zu den Verläufen *mit Korrektur* und *ohne Korrektur* Offsets von 80 nm respektive 800 nm addiert.

des Laserspots ca. 5-7 µm (beim Linnik-Interferometer) beträgt. Bei Messungen auf rauen oder stark ungleichmäßig reflektierenden Objekten kann (bei einer unvorteilhaften Positionierung des Messobjekts) die Modulation des Laserinterferenzsignals stark schwanken und im ungünstigsten Fall zur Unverwertbarkeit des Signals führen. Bei dem vorliegenden Raunormal konnte für ca. 95 % der Messpositionen eine hinreichende Signalmodulation erzielt werden.

Die Abstandsdatenrate und die zeitliche Zuordnung der Höhenwerte zu den Aufnahmezeitpunkten der Kamerabilder spielen bei der Korrektur der Störschwingungen eine wichtige Rolle. Die Triggerung der LED erfolgt an den Umkehrpunkten der Schwingspiegelbewegung. Üblicherweise wird, durch den Algorithmus bedingt, ein Höhenwert aus dem Interferenzsignal einer kompletten (oder halben) Referenzspiegelperiode berechnet. Daraus resultiert ein zeitlicher Versatz zwischen dem Bildaufnahmezeitpunkt und dem am nächsten dazu liegenden Höhenmesswert, der bis zu einer halben Periodendauer betragen kann. Die Notwendigkeit einer hohen Positionsdatenrate ist anhand der Ergebnisse in Abb. 7 zu erkennen. Mit Hilfe eines Funktionsgenerators wurde eine periodische 50 Hz Störschwingung mit einer Amplitude von ca. 1120 nm generiert und es wurden Topographiemessungen mit beiden Interferometern an einem $\lambda/10$ -Spiegel mit und ohne Störung durchgeführt. Während die Störamplitude mit beiden Interferometern relativ genau gemessen werden konnte, hat eine zuverlässige Zuordnung der Höhenwerte zu den Bildaufnahmezeitpunkten beim Michelson-Interferometer nicht

Abb. 7: Topographieverläufe bei einer periodischen Störschwingung mit 50 Hz und ca. 1120 nm Amplitude gemessen mit a) Linnik- und b) Michelson-Interferometer.

mehr funktioniert. Die maximale Höhendifferenz zwischen den aufeinander folgenden Höhenwerten betrug dabei bis zu 185 nm, während die Tiefenscangeschwindigkeit auf einen Abstand von 20 nm zwischen aufeinander folgenden Bildaufnahme-positionen eingestellt war. Beim Linnik-Interferometer betrug die Differenz maximal ca. 10 nm.

Die hohe Positionsdatenrate des Linnik-Interferometers reicht unter Umständen trotzdem nicht immer aus, um starke aperiodische Vibrationen korrekt zu erfassen. Um dies zu demonstrieren, wurde während eines Tiefenscans ein leichter Schlag mit einem Hammer auf den schwingungsgedämpften Tisch neben dem Messobjekt ausgeführt. In Abb. 8 sind die Abstandsverläufe mit und ohne Hammerschlag gegenübergestellt. Die schnelle Abstandsänderung aufgrund des Hammerschlags führt dazu, dass der Eindeutigkeitsbereich der Phasenauswertung von $\pm\lambda/4$ mit dem Standard-SinPSI-Algorithmus (gleiches Ergebnis auch mit dem Lock-in-Algorithmus) von aufeinander folgenden Phasenwerten verlassen wird und es zu Phasensprüngen kommt. Durch die Erweiterung des SinPSI-Algorithmus um einen High-Speed-Modus (Sliding-SinPSI), bei dem zu jedem Intensitätsabtastwert ein Höhenwert berechnet wird, lässt sich der Abstandsverlauf richtig rekonstruieren. Die zugehörigen Ergebnisse der Topographiemessungen mit und ohne Störschwingungen sind in Abb. 9 dargestellt. Die Topographie in Abb. 9b ist nach der Korrektur der WLI-Signale vergleichbar mit

Abb. 8: Abstandsverläufe während des Tiefenscans bei einem Stoß. Sehr schnelle Abstandsänderungen können nicht mit dem Standard SinPSI-Algorithmus [8] gemessen werden.

Abb. 9: Ausschnitte der Oberflächentopographie bei der Messung a) ohne Stoß, b) korrigierter und c) unkorrigierter Messung mit dem Stoß.

der Topographie ohne Störschwingungen (Abb. 9a). Sie erscheint jedoch leicht verschwommen. Einige Details auf der Oberfläche sind nicht zu erkennen. Dies lässt sich damit erklären, dass während des Stoßes das Messobjekt neben axialen auch lateralen (In-Plane) Vibrationen, die aktuell nicht korrigiert werden können, ausgesetzt ist [30].

4 Zusammenfassung und Ausblick

Die vorgestellten Sensoren vereinen in sich jeweils ein WLI zur flächenhaften Erfassung der Oberflächentopographie und ein DMI zur kontinuierlichen Messung der relativen Abstandsänderungen zwischen dem Messobjekt und dem

Interferometer. Die Abstandsinformationen, die innerhalb des Sichtfeldes des WLI aufgenommen werden, werden dazu genutzt, die WLI-Signale durch die trigonometrische Approximation nach dem Messvorgang zu korrigieren, bevor anschließend die Oberflächentopographie berechnet wird. Mit den Sensoren lassen sich beliebige sowohl periodische als auch transiente Störschwingungen in axialer Richtung bis in den zweistelligen Kilohertz-Bereich detektieren und kompensieren. Die Kompensationsfähigkeit der Störschwingungen wurde anhand von Messungen bei mechanisch generierten Umgebungsvibrationen an verschiedenen technischen Messobjekten gezeigt. Dazu wurden Messungen mit und ohne Vibrationen durchgeführt und die daraus ermittelten Topographien miteinander verglichen.

Die aktuelle Implementierung der Schwingungskompensation kann nur axiale Vibrationen detektieren und kompensieren. Gier- und Nickbewegungen werden nicht erfasst. Zu diesem Zweck können mehrere Fotodioden innerhalb des Messfeldes positioniert werden, die gleichzeitig die Positionen an unterschiedlichen Stellen erfassen. Daraus kann die Lage jedes Kamerabildes berechnet und zur Korrektur herangezogen werden. Mehrere Referenzsignale würden außerdem die Robustheit des Systems durch redundante Abstandsmessungen bei Messobjekten mit ungleichmäßiger Reflektivität erhöhen.

Laterale In-Plane-Vibrationen werden aktuell ebenfalls nicht von dem Kompensationsalgorithmus berücksichtigt. Eine Erweiterung des Algorithmus kann auf Basis der Kreuzkorrelation erfolgen. Durch die Bestimmung der lateralen Verschiebung und des gemeinsamen Überlappbereichs der Bilder mit zusätzlicher Inter- oder Extrapolation der fehlenden Intensitätswerte können zuerst die Kamerabilder rekonstruiert und anschließend die WLI-Signale approximiert werden.

Die Integration der vorgestellten Schwingungskompensation in ein Mirau-Objektiv würde eine sehr kompakte und zugleich robuste Realisierung von Weißlichtinterferometern ermöglichen und damit ideale Voraussetzungen für industrielle Inline-Inspektionsaufgaben bieten.

Danksagung: Die Autoren danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) für die Förderung des Projektes LE 992/9-2.

Literatur

- [1] H. Broistedt, N. R. Doloca, S. Strube und R. Tutsch. *Appl. Opt.*, 50(36):6564–6575, 2011.
- [2] D. Chen, J. Schmit und M. Novak. *Proc. of SPIE*, 9276 (92760I), 2014.
- [3] S. Chim und G. Kino. *Appl. Opt.*, 30(16):2197–2201, 1991.
- [4] G. C. Cole, J. H. Burge und L. R. Dettmann. *Proc. of SPIE*, 3134:438–446, 1997.
- [5] T. Colomb, J. Kühn, F. Charriere und C. Depeursinge. *Opt. Expr.*, 14(10):4300–4306, 2006.
- [6] E. Cuche, P. Marquet und C. Depeursinge. *Appl. Opt.*, 38 (34):6994–7001, 1999.
- [7] M. Davidson, K. Kaufman, I. Mazon und F. Cohen. *Proc. of SPIE*, 0775:233–247, 1987.
- [8] P. de Groot. *Appl. Opt.*, 48(35):6788–6796, 2009.
- [9] P. de Groot, X. Colonna de Lega, J. Kramer und M. Turzhitsky. *Appl. Opt.*, 41(22):4571–4578, 2002.
- [10] L. L. Deck. *Appl. Opt.*, 48(20):3948–3960, 2009.
- [11] C. Dunsby, Y. Gu und P. M. W. French. *Opt. Expr.*, 11(2): 105–115, 2003.
- [12] D. Wu, R. Zhu, L. Chen und J. Li. *Int. J. for Light & Electron Opt.*, 115(8):343–346, 2004.
- [13] H. Fassbender. *Math. of Comp.*, 66(218):719–741, 1997.
- [14] X. Jiang, K. Wang, F. Gao und H. Muhamedsalih. *Appl. Opt.*, 49(15):2903–2909, 2010.
- [15] C. L. Koliopoulos. *Proc. of SPIE*, 1531:1531 – 9, 1992.
- [16] J. Kühn, F. Charriere, T. Colomb, E. Cuche, F. Montfort, Y. Emery und C. D. P. Marquet and. *Meas. Sci. Technol.*, 19 (074007):8pp, 2008.
- [17] P. Lambelet und R. Moosburger. *Proc. of SPIE*, 8788 (87880Q), 2013.
- [18] H. Martin, K. Wang und X. Jiang. *Appl. Opt.*, 47(7):888–893, 2008.
- [19] J. Millerd, N. Brock, J. Hayes, M. North-Morris, M. Novak und J. Wyant. *Proc. of SPIE*, 5531:304–314, 2004.
- [20] J. I. Mun, T. Jo, T. Kim und H. J. Pakh. *Opt. Expr.*, 23(1): 464–470, 2015.
- [21] B. Ngoi, K. Venkatakrishnan, N. Sivakumar und T. Bo. *Opt. Comm.*, 190:109–116, 2001.
- [22] A. Olszak und J. Schmit. *Opt. Eng.*, 42(1):54–59, 2003.
- [23] J. Park und S. Kim. *Opt. Lett.*, 35(1):19–21, 2009.
- [24] D. C. Rife und R. R. Boorstyn. *IEEE Trans. on Inf. Theo.*, 20 (5):591–598, 1974.
- [25] P. Schäfer, D. Broschart und J. Seewig. Aktive Schwingungsdämpfung eines Weißlichtinterferometers. *tm – Technisches Messen*, 80:16–20, 2013.
- [26] R. Smythe und R. Moore. *Opt. Eng.*, 23(4):361–364, 1984.
- [27] Z. Song, T. Guo, X. Fu und X. Hu. *Appl. Opt.*, 57(13): 3415–3422, 2018.
- [28] T. Suzuki, T. Okada, O. Sasaki und T. Maruyama. *Opt. Eng.*, 36(9):2496–2502, 1997.
- [29] P. Szwajkowski, R. J. Castonguay und F. N. Bushroe, 2003. US Patent 7,483,145 B2, Nov. 26, 2003.
- [30] S. Tereschenko. Dissertation, Universität Kassel, 2017.
- [31] S. Tereschenko, P. Lehmann, L. Zellmer und A. Brückner-Foit. *Appl. Opt.*, 55(23):6172–6182, 2016.
- [32] S. Tereschenko, P. Lehmann, P. Gollor und P. Kühnhold. *Proc. of SPIE*, 10329(10329-147), 2017.
- [33] F. Xie, J. Ren, Z. Chen und Q. Feng. *Opt. & Laser Technol.*, 42:208–213, 2010.
- [34] C. Zhao und J. H. Burge. *Proc. of SPIE*, 3782:399–406, 1999.