

Kontaktloser interferometrischer Dehnungssensor

F. Wang, C. Rembe

Institut für Elektrische Informationstechnik

fangjian.wang@tu-clausthal.de

Abstract

In diesem Beitrag wird ein interferometrischer Sensor vorgestellt, der eine mechanische Dehnung mit Hilfe einer differentiellen Laser-Doppler-Messung auf einer technischen Oberfläche kontaktlos misst und für die Betriebsfestigkeitsprüfung entworfen wurde. Der Sensor erfasst die Auslenkungen an zwei nebeneinanderliegenden Messpunkten in der Ebene senkrecht zu der durch eine Empfangslinse definierten optischen Achse (in-Plane). Die mittlere Dehnung zwischen beiden Messpunkten wird durch die Differenzauslenkung bezogen auf den Abstand der beiden Messstellen angegeben. Ein mathematisches Modell wurde für den Entwurf eines optimalen optischen Aufbaus und für die Ermittlung der theoretischen physikalischen Auflösungsgrenze des Sensors erarbeitet. Wir stellen in diesem Beitrag unser Modell, ein optimiertes Sensordesign und das Messsignal bzw. das Trägersignal vor.

1 Einleitung

Die konventionelle Dehnungsmessung erfolgt mit Dehnungsmessstreifen (DMS) [1], die kostengünstig und technisch ausgereift sind. Trotzdem sind einige kritische Nachteile von DMS nicht vermeidbar. Zum einen kann die Dehnung im DMS durch den notwendigen Klebstoff, besonders bei dynamischen Messungen, der Dehnung auf der Messoberfläche nicht exakt folgen. Eine nicht von der eigentlichen spezifizierten Genauigkeit des Messstreifens abhängige Messabweichung ist daher schwer zu kontrollieren und wird häufig nicht berücksichtigt. Die Einflüsse von Temperaturänderungen an der Messstelle und von einer quer zur Dehnungsmessungsrichtung stattfindenden Auslenkung sind unvermeidbar. Darüber hinaus nimmt der Zeitaufwand während einer Messkonfiguration mit mehreren Messpunkten erheblich zu. Die DMS-Lebensdauer ist durch die Lastwechselzahl beschränkt, wobei der Streifen besonders empfindlich auf mechanische Beanspruchung (z.B. Überdehnung) reagiert [1]. Zum anderen messen DMS die Dehnung taktil und müssen flächig auf das Messobjekt aufgeklebt werden. Die Auswertung des Messsignals wird mit Messbrücken durchgeführt und erfordert bei mehreren Messstellen eine aufwendige Verkabelung.

Neben den DMS gibt es auch optische Dehnungssensoren, die in letzten Jahrzehnten entwickelt wurden. Die Fiber Bragg Grating (FBG) Dehnungssensoren [2] gehören auch zu den taktilen Sensoren, bei denen ähnliche Koppelungsprobleme wie bei DMS auftreten. Als Alternativen kommen einige kontaktlose Dehnungsmesssensoren, z.B. Digitale Bild Korrelation (Digital Image Correlation DIC) [3] [4], Laser-Speckle Korrelation [5], Spatial-Filtering [6] und 3D-Raster-Laser-Doppler-Vibrometer [7] in Frage. Eine hohe Auflösung kann bei diesen Messverfahren erreicht werden, allerdings sind solche Messgeräte dann teuer. Kamerabasierte Messgeräte wie DIC wären schon etwas günstiger, ermöglichen durch die Kamerabildfrequenz und die notwendige Bildverarbeitung eine geringe Abtastrate (z.B. 10 bis 100 Hz) und dadurch ein höheres Rauschen. Ein elektrisches Echtzeitsignal für die Dehnung kann mit solchen Messverfahren nicht gewonnen werden, sondern die Berechnung der Dehnung kann erst nach der Aufnahme der Messdaten (offline) durchgeführt werden.

In diesem Beitrag wird ein neuer kontaktloser interferometrischer Dehnungssensor entworfen und vorgestellt, der Dehnung kontaktlos als Echtzeitsignal und mit hoher Auflösung misst. Das Sensorkonzept erlaubt eine einfache Ausrichtung auf den Messpunkt und eine schnelle Umkonfiguration der Messanordnung.

2 Sensorkonzept

Das aktuelle Sensorprinzip ist grundsätzlich von dem Aufbau eines In-Plane-Laser-Doppler-Vibrometers oder Laser-Surface-Velocimeters abgeleitet worden. Diese Laser-Doppler Messgeräte haben eine gute räumliche sowie zeitliche Auflösung, eine hohe Genauigkeit und eine Messbandbreite von mehreren Kilohertz [8]. Ein In-Plane interferometrischer Sensor ist prinzipiell so aufgebaut, dass zwei sich kreuzende Laserstrahlen ein Interferenzstreifenmuster auf der Oberfläche des Messobjekts erzeugen. Wenn sich ein Streukörper durch das Streifenmuster bewegt, verändert sich die Frequenz der Intensitätsmodulation des Streifenmusters in Abhängigkeit von der Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu den Streifen. Somit kann die In-Plane Geschwindigkeit der Messstelle durch Spektralanalyse der Intensitätsmodulation des Streulichts berechnet werden. Die Dehnung ε kann durch eine Zweipunktmessung an zwei eng benachbarten Messstellen mit folgender Formel

$$\varepsilon = \frac{\Delta d}{\Delta D} \int (f_1 - f_2) dt \quad (1)$$

berechnet werden. Dabei ist f_1 die Intensitätsmodulationsfrequenz am ersten Messpunkt und f_2 die Intensitätsmodulationsfrequenz am zweiten Messpunkt. Δd entspricht dem Streifenabstand und ΔD ist der Abstand zwischen den beiden Messpunkten.

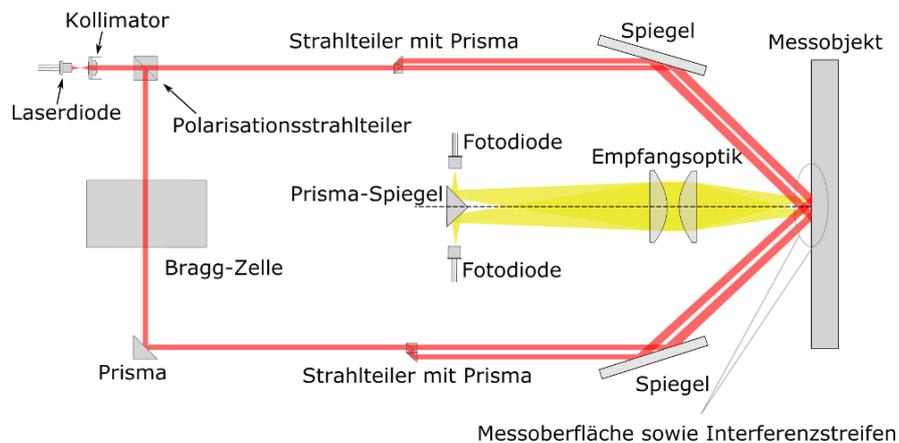


Abb. 1: Sensorschema

Der optische Aufbau ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Für jeden einzelnen Messpunkt ist der Strahlengang ähnlich zu dem Aufbau eines In-Plane-Laser-Doppler-Vibrometers. Der linear polarisierte Laserstrahl aus einer Laserdiode mit einer Wellenlänge von 1550 nm wird durch einen Polarisationsstrahlteiler in einen s-polarisierten und einen p-polarisierten Laserstrahl gleich aufgeteilt. Der s-polarisierte Teilstrahl wird durch einen nicht polarisierenden Strahlteiler wieder in zwei Strahlen gleich aufgeteilt und wird dann mit Spiegeln auf die Messoberfläche ausgerichtet. Der p-polarisierte Teilstrahl läuft erst durch eine Bragg-Zelle, mit der die Frequenz um 40 MHz verschoben wird. Zusätzlich wird die Polarisation dadurch um 90° gedreht. Danach wird auch dieser Teilstrahl wieder aufgeteilt und auf die Messoberfläche gelenkt. Hierbei kreuzen sich ein frequenzverschobener Laserstrahl und ein nicht frequenzverschobener Laserstrahl auf jeder einzelnen Messstelle, die durch Bilder der Photodioden auf der Messoberfläche definiert wird. Durch die Kohärenz der sich kreuzenden Teilstrahlen werden im Kreuzungsvolumen (Messoberfläche) zwei nebeneinanderliegende Interferenzstreifenmuster erzeugt. Die Frequenzverschiebung eines Teilstrahls führt zu einem mit einer Geschwindigkeit von 40 MHz durchlaufenden Streifenmuster. Die Frequenz der Intensitätsmodulation des Streulichts hängt von der Bewegungsrichtung der Streukörper ab, wobei ein den Streifen entgegenlaufender Streukörper die Frequenz erhöht und ein mitlaufender Streukörper die Frequenz verringert. Somit wird die Bewegungsrichtung detektiert. Das Streulicht wird durch Empfangsoptiken (konvexe Linsen und einen Prisma-Spiegel) vor den Photodioden eingesammelt. Ein verspiegeltes Knife-Edge Prisma teilt das Licht

ohne starke Wellenfrontverformung in zwei Richtungen. Deshalb können beide Photodioden separat eingestellt werden. Somit ist der Abstand der beiden Messstellen nicht durch die Gehäuse der Photodioden begrenzt, was der Fall wäre, wenn man die Messstellen direkt auf zwei benachbarte Photodioden abbilden würde.

Das Stromsignal aus der Photodiode wird zuerst durch einen Transimpedanzverstärker (TIA) verstärkt und in ein Spannungssignal umgewandelt. Da die Bandbreite des TIAs hoch genug sein muss, um das modulierte 40 MHz Trägersignal erfassen zu können, wird die RC-Konstante des gesamten Photodetektors (Photodiode mit dem TIA) begrenzt. Das bedeutet, dass die Verstärkung des TIAs durch die Kapazität der Photodiode begrenzt ist. Ein zusätzlicher pegelgeregelter Hochfrequenzverstärker wird dem TIA nachgeschaltet, um den Signalpegel dynamisch auf den Eingangsbereich des A/D Umsetzers zu verstärken. Nach Verstärkung und Filterung werden beide Detektorsignale digitalisiert und in eine Field Programmable Gate Array (FPGA) Digitalelektronik übertragen. Zum Schluss wird das Signal demoduliert und auf den PC übertragen.

3 Modellbildung

Ein mathematisches Modell dieses optischen Aufbaus wurde erstellt, um Sensoreigenschaften untersuchen und optimieren zu können. Die schematische Darstellung des Interferenzstreifenmusters und der Bilder der Photodioden der beiden Messstellen werden in Abb. 2 a) dargestellt. Der Abstand der beiden Messpunkte ΔD folgt aus der kleinsten Länge, für die eine homogene Ausdehnung angenommen werden kann. Ein Vergleich zu der Länge eines typischen DMS ergibt $\Delta D = 6$ mm. Die Messbereichsgröße ΔP ist ein Kompromiss zwischen Mittelungsfläche für die Dehnungsmessung, die möglichst klein sein sollte, und dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR), wobei genügend Streulicht eingesammelt werden muss, wofür ein genügend hoher Verstärkungsfaktor des TIAs realisiert werden muss. $\Delta P = 0,3$ mm ist hierbei ein möglicher Kompromiss. Da die Streulichtdetektion mit kleiner Leistung nicht schrotrauschbegrenzt ist, wird der Rauschpegel durch die Elektronik verursacht, insbesondere durch das Rauschen des TIAs. Die Sensitivität der Auslenkung sollte für eine möglichst hohe Auflösung möglichst hoch sein, was bedeutet, dass ein möglichst kleiner Interferenzstreifenabstand Δd vorteilhaft ist. Der Zusammenhang zwischen dem Interferenzstreifenabstand Δd , dem Kreuzungswinkel θ (in Abb. 2 b) dargestellt) und der Wellenlänge λ der einfallenden Strahlungen wird mit folgender Formel

$$\Delta d = \frac{\lambda}{2 \sin \frac{\theta}{2}} \quad (2)$$

gezeigt. Der Kreuzungswinkel sollte möglichst groß sein, um den Streifenabstand zu minimieren. Andererseits wird umso weniger Licht von der Messoberfläche gestreut, je größer der Kreuzungswinkel ist. Ein Zusammenhang zwischen der auf der Photodiode einfallenden Lichtleistung und dem Kreuzungswinkel wird in diesem Abschnitt hergeleitet.

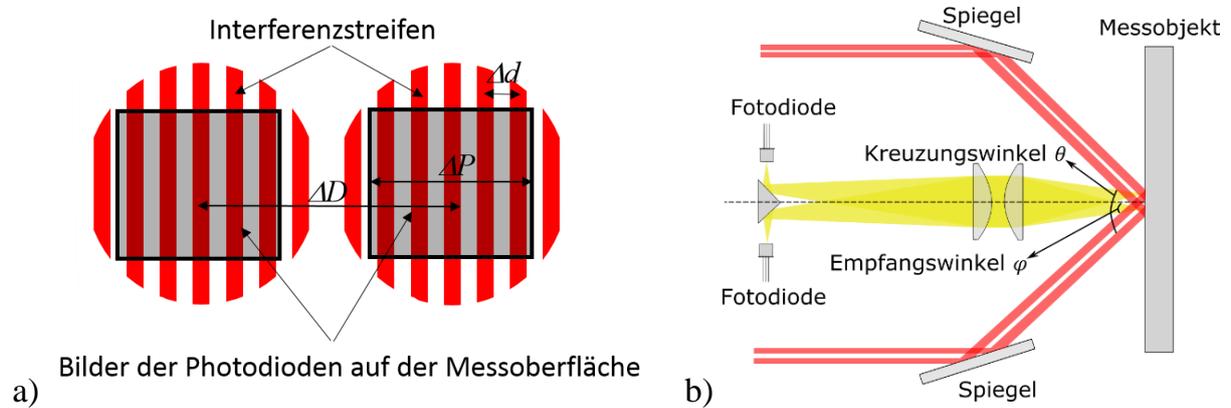


Abb. 2: Schematisch dargestellte optische Bedingungen. a) Interferenzstreifenmuster sowie Messstelle auf der Messoberfläche, b) Kreuzungswinkel und Empfangswinkel im optischen Strahlengang

Die gesamte Streulichtleistung Φ_s ist abhängig von der einfallenden Strahlungsleistung Φ_{in} , die von der einfallenden Bestrahlungsstärke E_{in} , der Fläche des Streifenmusters A_s und dem Projektionswinkel abhängt, der dem halben Kreuzungswinkel θ ist.

$$\Phi_s = \eta \Phi_{in} = \eta E_{in} A_s \cos \frac{\theta}{2} \quad (3)$$

Hierbei entspricht η das Verhältnis der gestreuten Lichtleistung zur einfallenden Strahlungsleistung, bzw. die Streueffizienz. Die Strahldichte des Streulichts L_s ist als Lambert-Streuung unabhängig von dem Betrachtungswinkel zu Oberflächennormale [9]. Dann wird der Zusammenhang zwischen der Streulichtleistung und der Strahldichte L_s des Streulichts durch

$$\Phi_s = 2\pi L_s A_s \quad (4)$$

gebildet. Somit wird die Abhängigkeit zwischen der gestreuten Strahldichte L_s und der einfallenden Bestrahlungsstärke E_{in} durch Einsetzen von Gleichung (4) in (3) mit folgender Formel

$$L_s = \frac{\eta}{2\pi} E_{in} \cos \frac{\theta}{2} \quad (5)$$

beschrieben. Die Strahlstärke I_s des Streulichts ist als Lambert-Streuung wie folgt

$$I_s(\varphi') = L_s A_0 \cos \varphi' \quad (6)$$

abhängig von dem Winkel zur Oberflächennormale $\varphi' \in \left(0, \frac{\varphi}{2}\right)$, wobei φ den Empfangswinkel (in Abb. 2 b) darstellt. Dabei bleibt die Strahldichte L_s bei einem perfekten Lambert-Streukörper konstant. A_0 entspricht der Bildfläche der Photodiode auf die Messoberfläche und kann z.B. als $A_0 = \frac{\pi}{4} \Delta P^2$ (Kreisfläche) gerechnet werden. Somit ergibt sich die auf die Photodiode einfallende Lichtleistung P_D , die bei zwei einfallenden Laserstrahlen mit der Formel

$$P_D = \int I_s d\Omega = \pi L_s A_0 (1 - \cos \varphi) \quad (7)$$

beschrieben werden kann. Sie ergibt sich durch Integration der Strahlstärke des Streulichts I_s über den Raumwinkel der Empfangsoptik Ω , der von dem Empfangswinkel φ abhängt. Schließlich wird die Lichtleistung P_D , die auf der Photodiode fällt, mit

$$P_D = \frac{1}{2} \eta E_{in} A_0 \cos \frac{\theta}{2} (1 - \cos \varphi) \quad (8)$$

berechnet.

4 Rauschanalyse

Im Vergleich zur der Lichtleistung, die in einem Michelson-Interferometer durch die hohe Referenzlichtleistung auf den Detektor fällt, ist die empfangene Streulichtmenge in dem hier vorgestellten Konzept gering. Deshalb dominieren bei den Rauscheinflüssen des Detektorsignals das thermische Rauschen und das technische Rauschen aus dem TIA. Besonders spielt das Spannungsrauschen aus dem TIA eine wichtige Rolle. Bei einem interferometrischen Sensor mit starkem Referenzlicht (Empfangsleistung größer als 0,1 mW) ist das Detektorsignal hingegen schrotrauschgegrenzt (durch die sogenannte kohärente Verstärkung) [10]. Das Rauschen aus dem TIA wird nicht von der einfallenden Lichtleistung, und somit nicht von dem Kreuzungswinkel beeinflusst. Deshalb erhöht sich das Träger-Rausch-Verhältnis (CNR: carrier noise ratio) sofort bei einer Erhöhung der empfangenen Messlichtleistung. Die Annahme eines Lambert-Streuers ist idealisiert. In der Regel gibt es einen hohen reflektierenden Anteil und auch das Streulicht konzentriert sich tendenziell um den Reflektierten Anteil. Folglich ist ein kleinerer Kreuzungswinkel vorteilhaft, wobei mehr Streulicht erzeugt werden kann, um das CNR zu verbessern. Außerdem führen viele Interferenzstreifen zu einer Verschlechterung der Interferenzeffizienz δ_1 , die bei der Analyse des Signalrauschabstandes berücksichtigt

werden muss. Die Verschlechterung der Interferenzeffizienz resultiert von destruktiv interferierenden Streulichtanteilen aus den verschiedenen Stellen im Interferenzstreifenmuster. Die Sensitivität wird durch einen größeren Streifenabstands Δd allerdings verschlechtert.

Der erste Rauschbeitrag ist das thermische Rauschen des Fotodetektors, wobei die quadratische Rauschamplitude als

$$u_{D,th}^2 = R_f^2 \frac{4k_B T B}{R_d} \quad (9)$$

gerechnet wird. Hierbei ist k_B die Boltzmann Konstante, T die Temperatur, B die Bandbreite, und R_d der ohmsche Widerstand der Photodiode. Hier wird das thermische Rauschen als Strom erzeugt und danach durch den TIA verstärkt und durch die Transimpedanz R_f in eine Spannung umgewandelt. Das technische Rauschen des TIAs wird danach als die zweite und wichtigste Rauschquelle betrachtet. Dazu wird dieses Rauschen aus drei Teilen berücksichtigt: 1) thermisches Rauschen der Transimpedanz, 2) Spannungsrauschen, 3) Stromrauschen [11]. Die quadratische Rauschamplitude ist durch

$$u_{n,TIA}^2 = 4k_B T R_f B + e_n^2 \left(1 + \frac{R_f}{R_d}\right)^2 \cdot B + i_n^2 R_f^2 B \quad (10)$$

gegeben. Hierbei ist e_n Eingangsspannungsrauschdichte des TIAs und i_n Eingangstromrauschdichte des TIAs. Da die Signalbandbreite im Vergleich zur Trägerfrequenz von 40 MHz niedrig ist, wird das Spannungs- bzw. Stromrauschen als konstant angenommen. Die gesamte quadratische Rauschamplitude u_n wird dann mit der Formel

$$u_n^2 = R_f^2 \frac{4k_B T B}{R_d} + 4k_B T R_f B + e_n^2 \left(\frac{R_d}{R_d + R_f}\right)^2 B + i_n^2 R_f^2 B \quad (11)$$

berechnet.

Die Auflösungsgrenze wird erreicht, wenn die Signalamplitude gleich der Rauschamplitude ist. Der Hell-Dunkelübergang des Interferenzstreifens moduliert bei kleinen Auslenkung in der Ebene die Lichtleistung des Streulichts. Somit ist die mittlere quadratische Signalamplitude der i -ten Photodiode

$$\bar{u}_{i,signal}^2 = \frac{1}{2} \left(R_f \delta_I \delta_s \Re 2P_D 2\pi \frac{s_i}{\Delta d} \right)^2 \quad (12)$$

in Abhängigkeit von der Amplitude der Auslenkung des i -ten Messpunkts s_i ($i = 1; 2$), wobei \Re die Empfindlichkeit der Fotodiode entspricht. Die zwei ein-

fallenden Strahlen auf jeden Messpunkt werden durch einen Faktor 2 (vor P_D) berücksichtigt. Ein Speckle-Feld aus der kohärenten Überlagerung des Lasers wird mit einem Faktor δ_s in Bezug zur Strahlstärke des Lambert-Streukörpers betrachtet. Der Faktor δ_1 ist die bereits eingeführte Interferenzeffizienz. Der Zusammenhang zwischen Signalamplitude und Rauschamplitude bei der Auflösungsgrenze kann wie folgt

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \left(R_f \delta_I \delta_s \Re 2 P_D 2\pi \frac{s_{min}}{\Delta d} \right)^2 \\ & = R_f^2 \frac{4k_B T B}{R_d} + e_n^2 \left(\frac{R_d}{R_d + R_f} \right)^2 B + i_n^2 R_f^2 B + 4k_B T R_f B \end{aligned} \quad (13)$$

gebildet werden. Hierbei entspricht s_{min} der minimal detektierbaren Auslenkung des einzelnen Messpunktes. Um die Dehnung zu berechnen, wird die Differenz der Auslenkung der beiden Messstellen $\Delta s = s_1 - s_2$ durch den Abstand der beiden Messpunkte ΔD geteilt. Da das Rauschen von beiden Messstellen unkorreliert ist, wird die minimale detektierbare Dehnung ε_{min} noch mit einem Faktor $\sqrt{2}$ multipliziert, um das CNR von beiden Messpunkten zu betrachten. Somit wird die minimale detektierbare Dehnung ε_{min} mit der Formel

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \left(\pi R_f \delta_I \delta_s \Re \eta E_{in} A_0 \cos \frac{\theta}{2} (1 - \cos \varphi) \frac{\Delta D}{\Delta d} \varepsilon_{min} \right)^2 \\ & = R_f^2 \frac{4k_B T B}{R_d} + e_n^2 \left(\frac{R_d}{R_d + R_f} \right)^2 B + i_n^2 R_f^2 B + 4k_B T R_f B \end{aligned} \quad (14)$$

beschrieben.

Schließlich wird nur der Zusammenhang zwischen der minimalen detektierbaren Dehnung ε_{min} und dem Kreuzungswinkel θ mit der folgenden Formel

$$\varepsilon_{min} = \sqrt{\frac{b}{a}} \cdot \frac{1}{\cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2}} \quad (15)$$

gebildet, wobei

$$a = 4 \left(\pi R_f \delta_I \delta_s \Re \eta E_{in} A_0 (1 - \cos \varphi) \Delta D \frac{1}{\lambda} \right)^2$$

und

$$b = R_f^2 \frac{4k_B T B}{R_d} + e_n^2 \left(\frac{R_d}{R_d + R_f} \right)^2 B + i_n^2 R_f^2 B + 4k_B T R_f B$$

von anderen Parametern abhängige Koeffizienten sind.

5 Simulationsergebnisse und Messsignal

Eine Laserdiode mit einer Wellenlänge von 1550 nm und mit einer Leistung von 5 mW wird als kohärente Lichtquelle verwendet, wodurch bei dieser Wellenlänge die Laser Klasse I gilt. Das Interferenzstreifenmuster ist 2 mm breit, wodurch folgt, dass die Intensität des einzelnen Strahls E_{in} gleich $0,1 \text{ W/cm}^2$ ist. Zwei InGaAs-Photodioden werden für die Erfassung des Streulichts verwendet, wobei die Messpunktegröße $0,035 \text{ mm}^2$ ist. Um ein 40 MHz Signal zu verstärken und zu erfassen, ist ein Operationsverstärker mit einer Verstärkung von 1000Ω ausgewählt worden. Die entsprechende Spannungsrauschdichte e_n des ausgewählten Verstärkers ist $7 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ und die Stromrauschdichte i_n ist $0,7 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$. Der Faktor zur Interferenzeffizienz lässt sich aufgrund der zufälligen Verteilung von Streukörpern nur schwer bewerten und wurde in dieser Simulation nicht berücksichtigt. Der Faktor zur kohärenten Überlagerung (Speckle-Feld) δ_s wurde auf 0,1 und das Verhältnis η auf 0,05 gesetzt, was bedeutet, dass 5% des einfallenden Lichts gestreut wird. Alle Parameter sind in Tab. 1 dargestellt.

Tab. 1: Parameterdarstellung

<i>Parameter</i>	<i>Wert</i>	<i>Parameter</i>	<i>Wert</i>	<i>Parameter</i>	<i>Wert</i>
λ	1550 nm	E_{in}	$0,1 \text{ W/cm}^2$	R_f	1000Ω
A_0	$0,035 \text{ mm}^2$	\mathfrak{R}	$1,03 \text{ A/W}$	ΔD	6 mm
R_d	100 M Ω	e_n	$7 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$	i_n	$0,7 \text{ pA}/\sqrt{\text{Hz}}$
T	300 K	φ	$17,06^\circ$	η	0,05
δ_I	/	δ_s	0,1	/	/

Mit einer Bandbreite $B = 1 \text{ Hz}$, ist die Auflösung der minimalen detektierbaren Auslenkung in Abhängigkeit (pro Wurzelhertz) von dem Kreuzungswinkel θ in Abb. 3 a) zu sehen. Die Simulationsergebnisse zeigen, dass unser Sensoraufbau eine Dehnungsauflösung von etwa $2,4 \times 10^{-5} \text{ Promille}/\sqrt{\text{Hz}}$ erreicht. In Abb. 3 b) wird dann der Zusammenhang zwischen der minimalen detektierbaren Dehnung und der Bandbreite dargestellt. Die für Betriebsfestigkeitsprüfung notwendige Auflösung von $\varepsilon = 0,001 \text{ Promille}$ für die Dehnungsmessung kann demnach bei einer Bandbreite von etwa 1 kHz erreicht werden.

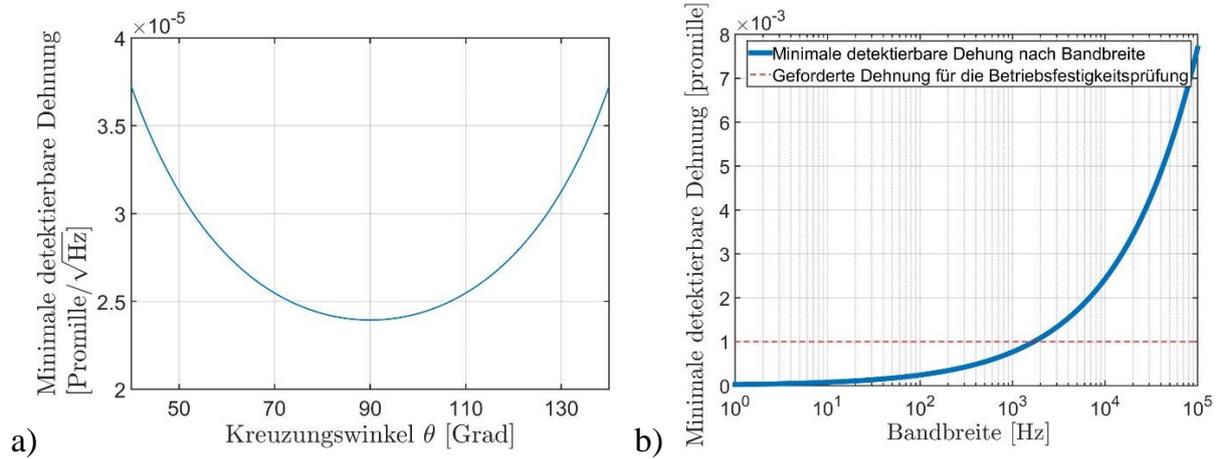


Abb. 3: Simulationsergebnisse. a) Der Zusammenhang zwischen der minimalen detektierbaren Dehnung pro Wurzelhertz und dem Kreuzungswinkel, b) Der Zusammenhang zwischen der minimalen detektierbaren Dehnung und der Bandbreite.

In den Simulationsergebnissen liegt der optimale Kreuzungswinkel bei 90° , womit die geplante Auflösungsgrenze theoretisch erreicht werden kann. Allerdings wurde die Interferenzeffizienz (Heterodyneeffizienz) in dieser Simulation nicht betrachtet. Bei experimentellen Untersuchungen mit unserem Versuchsaufbau haben wir festgestellt, dass sich die Leistung des Trägersignals bei einem größeren Kreuzungswinkel bzw. mit kleinerem Streifenabstand ebenfalls reduziert wird. Das Streulicht aus Hell-Dunkelübergängen und das Streulicht aus Dunkel-Hellübergängen heben sich auf. Somit wird sehr niedriges oder gar kein Trägersignal detektiert. Ein anderer noch nicht berücksichtigter Effekt ist, dass bei einem größeren Kreuzungswinkel die Tiefe des Interferenzbereichs kleiner ist und somit sehr empfindlich auf eine Dejustierung reagiert.

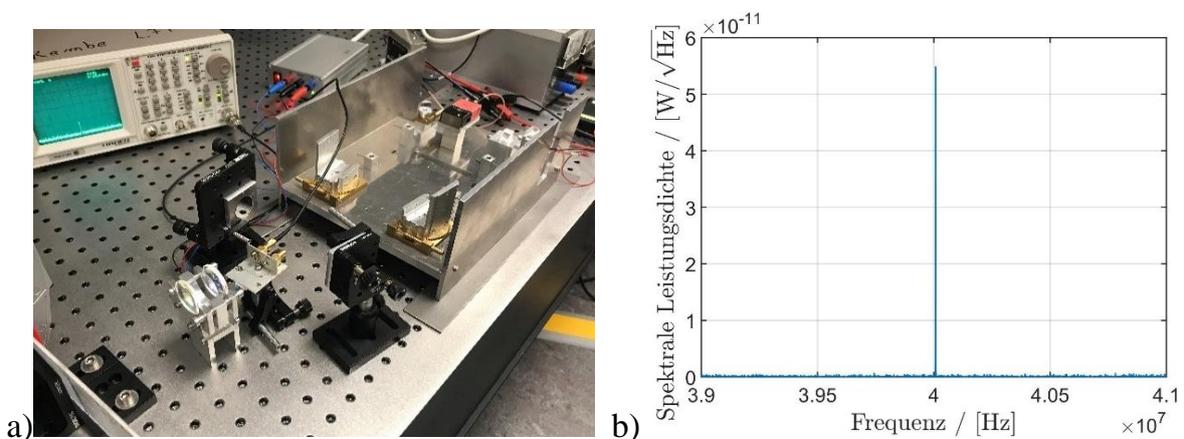


Abb. 4: Messergebnisse des einzelnen Messpunkts. a) der Messaufbau und das Trägersignal in Spektrum-Analysator, b) das Trägersignal nach der A/D-Wandler und FFT.

Der gesamte optische Versuchsaufbau mit dem Trägersignal eines Messpunkts in Spektrum-Analysator ist in Abb. 4 a) zu sehen. Das abgetastete spektrale Messsignal wird in Abb. 4 b) dargestellt.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Unsere Simulationsergebnisse lassen erwarten, dass mit unserem optischen sowie elektrischen Aufbau eine minimale detektierbare Dehnung von ungefähr $2,4 \times 10^{-5}$ Promille/ $\sqrt{\text{Hz}}$ erreicht werden kann. Außerdem konnten wir die Frequenzverschiebung des Trägersignals, die sich durch eine laterale Bewegung des Messobjekts verursacht wird, mit unserem Versuchsaufbau nachweisen. Somit wurde auch die physikalische Funktionalität und Realisierbarkeit eines kontaktlosen interferometrischen Dehnungssensors nachgewiesen.

Da die spektrale Leistungsdichte des Trägersignals nur $5,5 \times 10^{-11}$ W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ beträgt, sollte sich SNR noch verbessern lassen. Eine NIR-Kamera wird demnächst zur Justage der Strahlüberlagerung verwendet, wobei dann die Überlagerung der beiden Strahlen und die Deformation eines einzelnen Strahls geprüft werden kann. Auch eine experimentelle Analyse der Interferenzeffizienz in Abhängigkeit von dem Streifenabstand und der Messoberfläche ist geplant. Außerdem soll die Signalverarbeitung mit der IQ-Modulation in einem FPGA programmiert werden, um die Übertragung des sehr großen Datenflusses zu dem PC zu vermeiden.

Literatur

- [1] Keil, S.: Dehnungsmessstreifen. 2. Aufl. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2017. – ISBN 978-3-658-13612-3
- [2] Morey, W. W.; Meltz, G.; Glenn, W. H.: Fiber optic bragg grating sensors. Proc. SPIE 1169, Fiber Optic and Laser Sensors VII, (1990).
- [3] Pan, B.; Qian, K.; Xie, H; Asundi, A.: Two-dimensional digital image correlation for in-plane displacement and strain measurement: a review. Meas. Sci. and Technol., 20 (2009) 6, S. 062001.
- [4] Tao, G.; Xia, Z.: A non-contact real-time strain measurement and control system for multiaxial cyclic/fatigue tests of polymer materials by digital image correlation method. Polymer Testing, 24 (2005) 7, S. 844–855.
- [5] Yamaguchi, I.; A laser-speckle strain gauge. J. Phys. E: Sci. Instrum., 14 (1981) 11.

- [6] Aizu, Y.; Asakura, T.: Spatial Filtering Velocimetry Fundamentals and Applications. Berlin Heidelberg: Springer, 2006. – ISBN 978-3-642-06640-5
- [7] Cazzolato, B.; Wildy, S.; Codrington, J.; Kotousov, A.; Schuessler, M.: Scanning laser vibrometer for non-contact threedimensional displacement and strain measurements. ACOUSTICS 2008, Geelong, Australia, 2008.
- [8] Albrecht, H. E.; Borys, M.; Damaschke, N.; Tropea, C.: Laser Doppler and phase Doppler measurement techniques. Berlin Heidelberg: Springer, 2003. – ISBN 3-540-67838-7*Pp.
- [9] Waynant, R.; Ediger, M.: Electro-optics handbook. 2. ed. McGraw-Hill, INC., 2000. – ISBN 0-07-068716-1 (hc)
- [10] Rembe, C.; Siegmund, G.; Steger, H.; Wörtge, M.: Measuring MEMS in motion by laser doppler vibrometry. Optical inspection of microsystems, Ed. W. Osten, Boca Ration, FL, USA: CRC Press, (2007) S. 254–292.
- [11] Sobering, T. J.: Op amp noise analysis. Technote 5, SDE Consulting, (1999).
- [12] Moore, A. J.; Tyrer, J. R.: Two-dimensional strain measurement with ESPI. Optics and Lasers in Engineering, 24 (1996) S. 381–402.

Autorenanschriften

Fangjian Wang

Technische Universität Clausthal
Institut für Elektrische Informationstechnik
Leibnizstr. 28
38678 Clausthal

Tel.: +49 5323 72 -4966

Fax: +49 5323 72 -3197

E-Mail: fangjian.wang@tu-clausthal.de

Internet: www.iei.tu-clausthal.de