Fangjian Wang* und Christian Rembe

Entwurf eines kontaktlosen interferometrischen Dehnungssensors

Design of a contactless interferometric strain gauge

DOI 10.1515/teme-2018-0045

Zusammenfassung: 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 kompakte Sensor erfasst die Auslenkungen an zwei nebeneinanderliegenden Messpunkten in der Ebene senkrecht zu der durch eine Empfangslinse definierten optischen Achse (in-plane). Die Differenzauslenkung bezogen auf den konstanten Abstand der Messstellen entspricht der mittleren Dehnung zwischen beiden Messpunkten. Die Anwendung des Dehnungssensors in der Betriebsfestigkeitsprüfung erfordert eine Dynamik der Dehnung von 0,001 bis 3 Promille. 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 und ein optimiertes Sensordesign vor.

Schlüsselwörter: Dehnungsmessung, in-plane interferometrische Lasermesstechnik, optimaler optischer Aufbau.

Abstract: In this paper an interferometric sensor is presented, which measures a mechanical strain with a differential laser Doppler measurement without contact on a technical surface and was designed for the fatigue strength test. The compact sensor detects the displacements at two adjacent measuring points in the plane perpendicular to the optical axis (in-plane), which is defined by a receiving lens. The differential displacement divided by the constant distance of two measuring points corresponds to the strain between them. The application of this strain sensor in the fatigue strength test requires a dynamic of elongation of 0.001 to 3 parts per thousand. A mathematical model was

developed for the design of an optimal optical structure and for the determination of the theoretical physical resolution limit of the sensor. In this article we present our model and an optimized sensor design.

Keywords: Strain measurement, in-plane interferometric laser measuring technology, optimal optic structure.

1 Einleitung

Die konventionelle Methode zur Dehnungsmessung ist der Einsatz von Dehnungsmessungstreifen (DMS) [5], die günstig herstellbar und technisch ausgereift sind. Diese Methode der Dehnungsmessung hat jedoch Nachteile, die für einige Anwendungen kritisch sind. Zum einen müssen Dehnungsmessstreifen taktile und müssen dafür flächig mit dem Messobjekt kontaktiert werden. Dies erfolgt typischerweise durch Aufkleben. Die Auswertung des Messsignals wird mit Messbrücken durchgeführt und erfordert bei mehreren Messstellen eine aufwendige Verkabelung. Damit führt die Realisierung einer Messkonfiguration mit einer größeren Anzahl an Messpunkten zu einem erheblichen Zeitaufwand. Darüber hinaus ist die Lebensdauer eines DMSs durch die Lastwechselzahl beschränkt, wobei der Streifen besonders empfindlich auf mechanische Beanspruchung (z. B. Überdehnung) reagiert [5]. Durch die taktile Messung ist es notwendig, dass die Dehnung in der Messprobe genau auf den Dehnungsmessstreifen übertragen wird. Allerdings befindet sich der Klebstoff, der für eine elastische Kopplung verantwortlich ist, zwischen den Dehnungsmessstreifen und der Messoberfläche. Insbesondere bei dynamischen Messungen kann die Dehnung im Messstreifen der Dehnung auf der Oberfläche nicht exakt folgen. Es entsteht eine frequenzabhängige Messabweichung, die unabhängig von der eigentlichen spezifizierten Genauigkeit des Messstreifens ist. Diese Einflüsse sind schwer zu kontrollieren und werden daher häufig nicht betrachtet, was zu großen Messabweichungen führen kann. Da die DMS geklebt werden, lassen sie sich nach der Messung ohne Zerstörung nicht mehr entfernen.

*Korrespondenzautor: Fangjian Wang, Institute für elektrische Informationstechnik, TU Clausthal, Leibnizstraße 28, 38678 Clausthal-Zellerfeld, E-Mail: wang@iei.tu-clausthal.de

Christian Rembe, Institute für elektrische Informationstechnik, TU Clausthal, Leibnizstraße 28, 38678 Clausthal-Zellerfeld, E-Mail: rembe@iei.tu-clausthal.de

In den letzten Jahrzehnten wurden auch optische Dehnungssensoren entwickelt. Die Fiber Bragg Grating (FBG) Dehnungssensoren [7] gehören auch zu den taktilen Sensoren, bei deren ähnliche Koppelungsprobleme wie bei DMS auftreten. Andere Alternativen für eine kontaktlose Dehnungsmessung stellen z. B. Digitale Bild-Korrelation (DIC) [8, 11], Laser-Speckle-Korrelation [12] und 3D-Raster-Laser-Doppler-Vibrometer [4]. Eine hohe Auflösung kann bei dieser Verfahren erreicht werden. Allerdings sind solche Messgeräte oft kostenaufwendig. Die kamerabasierten Messgeräte wie DIC haben wegen der Kamerabildfrequenz und der Bildverarbeitung eine geringe Abtastrate (z. B. 10 bis 100 Hz). Außerdem gibt es bei den Korrelationsverfahren kein Echtzeitsignal, sondern die Berechnung der Dehnung kann nur nach Aufnahmen der Messdaten durchgeführt werden. Ein Videobildverarbeitungssystem von GOM [1, 2], bei dem ein oder zwei Hochgeschwindigkeitskameras Bilder von der Oberfläche aufnehmen, hat durch unterabgetastetes Umgebungsrauschen bei gleicher Messbandbreite einen deutlich höheren Rauschpegel (mehrere Nanometer) als breitbandig messende Lasersensoren.

In diesem Beitrag wird ein kontaktloser interferometrischer Dehnungssensor vorgestellt und entworfen, der Dehnung kontaktlos als Echtzeitsignal und mit deutlich höherer Auflösung als kamerabasierte Systeme misst. Der Sensor kann einfach auf den Messpunkt ausgerichtet und schnell umkonfiguriert werden.

2 Sensorkonzept

Der aktuelle Versuchsaufbau unseres Sensors basiert grundsätzlich auf einem In-Plane-Laser-Doppler-Vibrometer oder Laser-Surface-Velocimeter. Solche Laser-Doppler-Messgeräte, die Ende 1960s erstmals demonstriert wurden, haben eine gute räumliche, zeitliche Auflösung und hohe Genauigkeit [3]. Außerdem kann eine hohe Messbandbreite von mehreren Kilohertz realisiert werden. Ein In-Plane-Interferometer nach dem Differenz-Laser-Dopplerverfahren ist grundsätzlich so aufgebaut, dass mit Hilfe zweier sich kreuzender Laserstrahlen ein Interferenzstreifenmuster auf der Oberfläche des Messobjekts erzeugt wird. Bewegt sich ein Streukörper durch das Streifenmuster, so verändert sich die Frequenz der Intensitätsmodulation des Streifenmusters in Abhängigkeit von der Geschwindigkeitskomponente mit. Somit kann die In-plane-Geschwindigkeit durch Analyse der Intensitätsmodulationsfrequenz des Streulichts berechnet werden. Die Auslenkung ergibt sich durch die Integration der Ge-

schwindigkeit. Schließlich kann die Dehnung ε durch die Messungen zweier Messpunkte mit folgender Formel

$$\varepsilon = \frac{\Delta d}{\Delta D} \int (f_{s,1} - f_{s,2}) dt \quad (1)$$

berechnet werden. Dabei entspricht $f_{s,1}$ der Frequenz des ersten Messpunktes und $f_{s,2}$ der Frequenz des zweiten Messpunktes. Δd ist der Streifenabstand und ΔD ist der Abstand zwischen den beiden Messpunkten.

Abb. 1: Sensorschema.

Der gesamte optische Aufbau ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Für einen einzelnen Messpunkt ist der Strahlengang ähnlich zu dem Aufbau eines In-Plane-Laser-Doppler-Vibrometers oder Laser-Surface-Velocimeters. Der linear polarisierte Laserstrahl aus einer Laserdiode mit einer Wellenlänge von 1550 nm wird durch einen um 45° gedrehten Polarisationsstrahlteiler in einen s-polarisierten Laserstrahl und einen p-polarisierten Laserstrahl aufgeteilt. Der s-polarisierte Teilstrahl wird durch einen Strahlaufweiter mit Vergrößerungsfaktor 4 auf 6 mm aufgeweitet und wird dann mit Hilfe eines Spiegels 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 durch die Bragg-Zelle um 90° gedreht. Dann wird auch dieser Teilstrahl auf 6 mm aufgeweitet und schließlich auf die Messoberfläche gelenkt. Hierbei wird ein 8,5 mm breites Streifenmuster erzeugt, wobei zwei Messpunkte in dem Muster nebeneinanderliegen. Außerdem ist die aktive Blende der Bragg-Zelle klein, wobei der Durchmesser des einfallenden Strahls beschränkt. Deshalb wird der Strahlaufweiter verwendet. Durch die Kohärenz der beiden Teilstrahlen erzeugen diese im Kreuzungsvolumen (Messoberfläche) ein Interferenzstreifenmuster. Die Frequenzverschiebung eines Teilstrahls erzeugt ein konstant durchlaufendes Streifenmuster. Die Frequenz der Intensitätsmodulation des Streulichts wird in Abhängigkeit von der Bewegungsrichtung verschoben, wobei ein den

Interferenzstreifen entgegenlaufender Streukörper die Differenzfrequenz erhöht und ein mitlaufender Streukörper die Differenzfrequenz verringert. Somit ist eine Erkennung der Bewegungsrichtung möglich, die für den Einsatz als Dehnungssensor unerlässlich ist. Das Streulicht wird durch Empfangsoptiken (konvexe Linsen) vor den Fotodioden eingesammelt. Zusätzlich wird eine LED, die sich zwischen beiden Fotodioden befindet, auf den Messpunkt abgebildet, um den unsichtbaren Messpunkt für den Sensoranwender mit sichtbarem Licht anzuzeigen.

Das Stromsignal aus der Fotodiode wird zuerst durch einen Transimpedanzverstärker (TIA) verstärkt und in einen Spannungssignal umgewandelt. Für eine optische raue Oberfläche ergibt sich ein Laser-Speckle-Feld, das zu einer statistischen zufälligen Leistungsverteilung des zurückgestreuten Lichts führt. Das bedeutet, dass der Signalpegel des Fotodetektorsignals immer schwankt, weshalb eine Pegelregelung vor dem AD-Wandler notwendig ist. Nach Filterung und Pegelregelung werden beide Detektorsignale digitalisiert und in eine FPGA-Digitalelektronik übertragen. Zum Schluss wird das Signal mit einem High-Speed-USB auf den PC übertragen. Wir haben ein mathematisches Modell dieses optischen Aufbaus gebildet, um den optimalen Sensoraufbau zu untersuchen.

3 Modellbildung

In Abb. 2 ist die schematische Darstellung des Interferenzstreifenmusters und der Bilder der Fotodioden auf der Messoberfläche zu sehen. Der Abstand der beiden Messpunkte ΔD ergibt sich aus der kleinsten Länge, für die eine homogene Ausdehnung angenommen werden kann. Ein Vergleich zu der Länge eines typischen Dehnungsmessstreifens (DMS), ergibt $\Delta D = 6$ mm. Die Messbereichsgröße ΔP ist ein Kompromiss zwischen Mittelungsfläche für die Dehnungsmessung, die möglich klein sein sollte, und dem Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR), wobei genügendes Streulicht eingesammelt werden muss. Hierbei ist $\Delta P = 2$ mm ein möglicher Kompromiss. Da die Streulichtdetektion mit kleiner Leistung nicht schrotrauschbegrenzt ist, wird der Rauschpegel durch die Elektronik verursacht, insbesondere durch das Rauschen der Fotodetektorschaltung und des Verstärkers. Die Sensitivität der Auslenkung sollte für eine möglichst hohe Auflösung möglichst hoch sein, was heißt, dass ein möglichst kleiner Wert für den Interferenzstreifenabstand Δs vorteilhaft ist. Die Formel (2) zeigt den Zusammenhang zwischen dem Interferenzstreifenabstand Δs , dem Kreuzungswinkel θ (in Abb. 3 zu sehen) und der Wellenlänge λ der einfallenden Strah-

lungen.

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

Bilder der Fotodiode auf der Messoberfläche

Abb. 2: Schematisch dargestellte optische Bedingungen im Interferenzstreifenmuster auf der Messoberfläche.

Abb. 3: Schematische Darstellung des Kreuzungswinkels θ und des Empfangswinkels φ .

Daher sollte der Kreuzungswinkel möglichst groß sein, um den Streifenabstand zu minimieren. Andererseits gilt, dass umso weniger Licht von der Messoberfläche gestreut wird, je größer der Kreuzungswinkel ist. Allerdings ist die Numerische Apertur (NA) der Empfangsoptik größer. Die gesamte gestreute Lichtleistung Φ_s hängt von der einfallenden Strahlleistung Φ_{in} ab. Darüber hinaus ist die einfallende Strahlleistung abhängig von der einfallenden Bestrahlungsstärke E_{in} , der Fläche des Streifenmusters A_m und dem Projektionswinkel, der dem halben

Kreuzungswinkel θ entspricht.

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

Hierbei ist η das Verhältnis der gestreuten Lichtleistung zur einfallenden Strahlungsleistung. Die Lichtstärke des Streulichts E_s ist als Lambert-Streuung abhängig von dem Betrachtungswinkel zur Oberflächennormale $\varphi' \in (0, \frac{\varphi}{2})$. φ ist der Empfangswinkel und wird in Abb. 3 dargestellt. Dann wird der Zusammenhang zwischen der gestreute Lichtleistung Φ_s und der Strahldichte L_s gebildet.

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

Somit ergibt sich die Abhängigkeit der gestreute Strahldichte L_s von der einfallenden Bestrahlungsstärke E_{in} .

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

Die Strahlstärke des Streulichts I_s ist als Lambert-Streuung abhängig von dem Winkel zur Oberflächennormale φ' . Bei einem perfekten Lambert-Streukörper bleibt die Strahldichte L_s konstant.

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

Dabei ist A_0 die Bildfläche der Fotodiode auf die Messoberfläche und kann z. B. als $A_0 = \Delta P^2$ (Quadratfläche) gerechnet werden. Somit ergibt sich die Leistung des Detektorsignals P_D durch (verursacht durch zwei einfallenden Strahlungen) Integration der Strahlstärke des Streulichts I_s über den Raumwinkel des Empfangslichts Ω , der in Abhängigkeit von den Empfangswinkel φ .

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

Durch Einsetzen von Gleichung (5) in Gleichung (7) ergibt sich die folgende Gleichung.

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

4 Rauschanalyse

Da die empfangene Streulichtmenge im Vergleich zu der Lichtleistung, die in einem Michelson-Interferometer durch die hohe Referenzlichtleistung auf den Detektor fällt, sehr gering ist, dominieren bei den Rauscheinflüssen des Detektorsignals das thermische Rauschen P_{ther} und das Rauschen aus dem Transimpedanzverstärker (TIA) $P_{n,TIA}$. Bei einem interferometrischen Sensor mit starkem Referenzlicht (Empfangsleistung größer als 0,1 mW) ist das

Messsignal hingegen schrotrauschbegrenzt (wegen kohärente Verstärkung) [9]. Diese Rauschquellen werden nicht von dem Kreuzungswinkel θ , bzw. nicht direkt von der auf den Detektor fallenden Lichtleistung beeinflusst. Deshalb führt mehr Messlicht sofort zu einem höherem Träger-Rausch-Verhältnis (CNR – *carrier noise ratio*). Folglich wird bei einem kleineren Kreuzungswinkel θ mehr Licht zum Detektor gestreut, wodurch sich das CNR erhöht. Im Gegensatz dazu wird bei einem größeren Kreuzungswinkel θ auf Grund des kleineren Streifenabstands Δs eine bessere Sensitivität erreicht.

Abb. 4: Ersatzschaltplan des TIAs.

Der Ersatzschaltplan des Fotodetektors mit TIA ist in Abb. 4 zu sehen. Der erste Rauschbeitrag ist das thermische Rauschen des Fotodetektors. Die quadratische Rauschamplitude ist

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

wobei k_B die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur, B die Bandbreite, und R_d der ohmsche Widerstand des Detektors ist. Hier wird das thermische Rauschen als Strom erzeugt und danach durch den TIA verstärkt und durch die Transimpedanz R_f in eine Spannung umgewandelt. Als zweite Rauschquelle wird das Rauschen des TIAs berücksichtigt. Das Rauschen des TIAs setzt sich aus drei Teilen zusammen: 1) Spannungsrauschen, 2) Stromrauschen und 3) thermisches Rauschen der Transimpedanz [10]. Da die Open-Loop-Verstärkung des Operationsverstärkers groß ist (etwa 21000 bis 250000), kann der Verstärker als ideal betrachtet werden. Die quadratische Rauschamplitude ist

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

wobei e_n Eingangsspannungsrauschdichte und i_n Eingangsstromrauschdichte ist. Falls hier die Signalbandbreite (im Vergleich zur Trägerfrequenz von 40 MHz) ziemlich

klein ist, kann das Rauschen innerhalb der Bandbreite als konstant angenommen werden. Der Rückkoppel-Kondensator und die Kapazität der Fotodiode werden in diesem Fall nur beim TIA-Design, nicht aber bei der Auflösungsanalyse berücksichtigt. Die gesamte quadratische Rauschamplitude u_n ist dann durch die Formel

$$u_n^2 = R_f^2 \cdot \frac{4k_B T B}{R_d} + e_n^2 \left(1 + \frac{R_f}{R_d}\right)^2 B + i_n^2 R_f^2 B + 4k_B T R_f B \quad (11)$$

gegeben. Die Auflösungsgrenze wird erreicht, wenn die Signalleistung gleich der Rauschleistung ist. Gleichbedeutend ist die mittlere quadratische Signalamplitude gleich der Rauschamplitude. Der Hell-Dunkelübergang des Interferenzstreifens moduliert bei kleinen Vibrationen in der Ebene die Lichtleistung des Streulichts. Daraus ergibt sich die mittlere quadratische Signalspannung

$$\bar{u}_s^2 = \frac{1}{2} \left(R_f \cdot \delta \cdot \Re \cdot 2P_D \cdot 2\pi \frac{s_i}{\Delta d} \right)^2 \quad (12)$$

mit der Amplitude der Auslenkung des i -ten Messpunkts s_i ($i = 1; 2$), wobei $\Re$ die Empfindlichkeit der Fotodiode ist. Hier wird der Beitrag durch zwei einfallende Strahlen mit einem Faktor 2 (vor P_D) berücksichtigt. Die kohärente Überlagerung führt zu einem Speckle-Feld, so dass es einen Faktor δ in Bezug zur Strahlstärke des Lambert-Streukörpers gibt, der im Folgenden als $\delta = 0,01$ angenommen wird. Nun kann der Zusammenhang zwischen Signalamplitude und Rauschamplitude bei der Auflösungsgrenze gebildet werden.

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

Dabei ist s_{min} die minimale detektierbare Auslenkung des einzelnen Messpunktes. Um die Dehnung ε zu berechnen, wird die Differenz der Auslenkung der beiden Messpunkte $\Delta s = s_1 - s_2$ durch den Abstand der beiden Messpunkte ΔD geteilt. Um das SNR von beiden Messpunkten zu berücksichtigen, wird die minimale detektierbare Dehnung ε_{min} noch mit einem Faktor $\sqrt{2}$ multipliziert, weil das Rauschen unkorreliert ist.

$$\varepsilon_{min} = \frac{\sqrt{2} s_{min}}{\Delta D} \quad (14)$$

Wenn ε_{min} statt $s_{i,min}$ in die Formel (13) eingesetzt wird, ergibt sich die folgende Gleichung.

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \left(\pi R_f \cdot \delta \cdot \Re \cdot \eta \cdot E_{in} \cdot A_0 \cos \frac{\theta}{2} (1 - \cos \varphi) \frac{\Delta D}{\Delta d} \varepsilon_{min} \right)^2 \\ &= R_f^2 \cdot \frac{4k_B T B}{R_d} + e_n^2 \left(1 + \frac{R_f}{R_d}\right)^2 B + i_n^2 R_f^2 B + 4k_B T R_f B \end{aligned} \quad (15)$$

Jetzt wird nur der Kreuzungswinkel θ als Variable betrachtet, so dass man die Abhängigkeit zwischen der minimal detektierbaren Dehnung und dem Kreuzungswinkel θ erhalten kann, während alle anderen Parameter konstant sind. Wenn nach ε_{min} aufgelöst wird, erhält man die folgende Formel

$$\varepsilon_{min} = \sqrt{\frac{b}{a}} \cdot \frac{1}{\cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2}}, \quad (16)$$

wobei a und b von anderen Parametern abhängigen Koeffizienten sind.

$$\begin{aligned} a &= 4 \left(\pi R_f \cdot \delta \cdot \Re \cdot \eta \cdot E_{in} \cdot A_0 (1 - \cos \varphi) \cdot \Delta D \cdot \frac{1}{\lambda} \right)^2 \\ b &= R_f^2 \cdot \frac{4k_B T B}{R_d} + e_n^2 \left(1 + \frac{R_f}{R_d}\right)^2 B + i_n^2 R_f^2 B + 4k_B T R_f B \end{aligned}$$

5 Simulationsergebnisse

Wir verwenden eine Laserdiode mit einer Wellenlänge von 1550 nm und mit einer Leistung von 5 mW für die kohärente Lichtquelle, wodurch bei dieser Wellenlänge die Laser Klasse I gilt. Da das Streifenmuster einer Gauß-verteilten Intensitätsverteilung hat, ist die Breite des Musters größer als den Abstand der beiden Messpunkte ΔD . Der Durchmesser des einfallenden Laserstrahls ist gleich 6 mm, wodurch folgt, dass die Intensität des einzelnen Strahls E_{in} gleich 35,17 W/m² ist. Zwei InGaAs-Fotodioden mit einer aktiven Fläche von 4 mm² werden für die Erfassung des Streulichts verwendet. Dabei ist die Messpunktgröße auf Grund der Empfangsoptik 1 mm². Um ein 40 MHz Signal zu verstärken und zu erfassen, ist ein Operationsverstärker mit einer Verstärkung von 500 Ω ausgewählt. Die entsprechende Eingangsspannungsrauschdichte e_n ist 4×10^{-9} V/ $\sqrt{\text{Hz}}$ und die Eingangsstromrauschdichte i_n ist 7×10^{-15} A/ $\sqrt{\text{Hz}}$. Der Arbeitsstand (der Abstand zwischen der Messoberfläche und der Empfangslinse) beträgt 50 mm, wobei der gesamte Dehnungssensor in der Resonanzmaschine von den Industriepartnern eingesetzt werden kann. Der Empfangswinkel φ beträgt 33,40°. Die folgende

Tab. 1: Darstellung aller Parameter.

Parameter	Wert	Parameter	Wert
λ	1550 nm	E_{in}	35,17 W/m ²
R_f	500 Ω	A_0	1 mm ²
$\mathfrak{R}$	1,03 A/W	ΔD	6 mm
φ	33,40°	δ	0,1
η	0,05	R_d	1 M Ω
T	300 K	k_B	$1,38 \times 10^{-23}$ J/K
e_n	4×10^{-9} V/ $\sqrt{\text{Hz}}$	i_n	7×10^{-15} A/ $\sqrt{\text{Hz}}$

Tabelle zeigt alle relevanten Parameter. Der Faktor zur kohärenten Überlagerung (Speckle-Feld) δ wurde auf 0,1 und das Verhältnis η auf 0,05 gesetzt, was bedeutet, dass 5 % des einfallenden Lichts gestreut wird. Alle Parameter werden in Tabelle 1 dargestellt.

Abb. 5: Der Zusammenhang zwischen der minimalen detektierbaren Dehnung pro Wurzelhertz und dem Kreuzungswinkel.

Mit einer Bandbreite $B = 1$ Hz, ist die Auflösung der minimalen detektierbaren Auslenkung in Abhängigkeit (pro Wurzelhertz) von dem Kreuzungswinkel θ in Abb. 5 zu sehen. Die Simulationsergebnisse zeigen, dass unser Sensoraufbau eine gute Auflösung der Dehnung von etwa $3,1 \times 10^{-5}$ Promille pro Wurzelhertz. In Abb. 6 wird dann der Zusammenhang zwischen der minimalen detektierbaren Dehnung und der Bandbreite dargestellt. Die für Betriebsfestigkeitsprüfung notwendige Auflösung von $\varepsilon = 0,001$ Promille für die Dehnungsmessung kann bei einer Bandbreite von etwa 1 kHz erreicht werden.

In den Simulationsergebnissen liegt der optimale Kreuzungswinkel bei 90°, womit eine beste theoretische Auflösungsgrenze erreicht werden kann. Im Gegensatz dazu hat ein konventionelles Laser-Doppler-Velocimeter einen deutlich kleineren Kreuzungswinkel (z. B. kleiner als 30° oder 40°). Ein großer Kreuzungswinkel bedeutet, dass ein großes Interferenzstreifenmuster mit schmalen einfallenden

Abb. 6: Der Zusammenhang zwischen der minimalen detektierbaren Dehnung und der Bandbreite.

Strahlen erzeugt werden kann. Außerdem ist der Arbeitsabstand klein, damit die NA der Empfangsoptik und die bei der Fotodiode aufgenommene Lichtleistung größer sein können. Mit kleinem Arbeitsabstand kann der Sensor auch in kleiner Prüfmaschine eingesetzt werden. Deshalb ist ein großer Kreuzungswinkel für die Dehnungsmessung vorteilhaft.

Abb. 7: Der Versuchsaufbau des kontaktlosen optischen Dehnungssensors.

Der gesamte optische Versuchsaufbau ist in Abb. 7 dargestellt. Die Analogelektronik für den Laserdiodentreiber und den Fotodetektor wurde auch entworfen und aufgebaut.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Das mathematische Modell zeigt, dass mit unserem optischen sowie elektrischen Aufbau eine minimale detektierbare Dehnung in ungefähr $3,1 \times 10^{-5}$ Promille pro Wurzelhertz erreicht werden kann. Im Vergleich zu den taktilen Dehnungssensoren kann ein kontaktloser interferometrischer Dehnungssensor einfach auf den Messpunkt ausgerichtet und schnell umkonfiguriert werden. Außerdem können Nachteile von taktilen Sensoren, wie Fehler durch nicht exakte Übertragung der Dehnung, die Beschränkung der Lebensdauer durch bestimmte Lastwechselzahl, Defektmöglichkeit durch übermäßigen mechanischen Beanspruchung, beseitigt werden. Im Vergleich zu den kamerabasierten Dehnungssensoren wie DIC oder Elektronische Speckle-Interferometrie (ESPI) [6] kann unser Sensor ein Echtzeitsignal wie beim DMS mit hoher Bandbreite (in mehreren Kilohertz) generieren. Außerdem ist keine extra Behandlung der Oberfläche erforderlich. Nur muss die Fläche rauh sein.

Da das Streulicht aus der Messprobe wegen des Speckle-Felds schwankt, soll im nächsten Schritt die Justierung mit einem Gitter erfolgen. Außerdem soll eine Datenverarbeitung sowie IQ-Demodulation in FPGA programmiert werden, um die Übertragung des sehr großen Datenflusses zu dem PC zu vermeiden.

Literatur

- [1] GOM mbH Gesellschaft für optische Messtechnik. Anwendungsbeispiel: Materialprüfung – Materialkennwerte: ARAMIS bei der Bestimmung des Fließverhaltens von Flachmaterial im Schnellzerreiversuch. *Applikationsnote*, 2009.
- [2] GOM mbH Gesellschaft für optische Messtechnik. Anwendungsbeispiel: Materialkennwerte – Materialprüfung: Verbesserte Bestimmung der Fließspannung für Blechwerkstoffe. *Applikationsnote*, 2009.
- [3] H. E. Albrecht, M. Borys, N. Damaschke und C. Tropea. *Laser Doppler and phase Doppler measurement techniques*. Springer, Berlin, 2003.
- [4] B. Cazzolato, S. Wildy, J. Codrington, A. Kotousov und M. Schuessler. Scanning laser vibrometer for non-contact threedimensional displacement and strain measurements. *ACOUSTICS 2008*, S. 24–26, 2008.
- [5] S. Keil. *Dehnungsmessstreifen*. Springer Vieweg, Wiesbaden, 2. Auflage, 2017.
- [6] A. J. Moore und J. R. Tyrer. Two-dimensional strain measurement with espi. *Optics and Lasers in Engineering*, 24: 381–402, 1996.
- [7] W. W. Morey, G. Meltz und W. H. Glenn. Fiber optic Bragg grating sensors. *Proc. SPIE*, 1169:10, 1990.
- [8] B. Pan, K. Qian, H. Xie und A. Asundi. Two-dimensional digital image correlation for in-plane displacement and strain measurement: a review. *Meas. Sci. and Technol.*, 20(062001), 2009.
- [9] C. Rembe, G. Siegmund, H. Steger und M. Wörtge. Measuring MEMS in motion by laser doppler vibrometry. *Optical inspection of microsystems*, Ed. W. Osten, Boca Ration, FL, USA: CRC Press, pages:254–292, 2007.
- [10] T. J. Sobering. Op amp noise analysis. *Technote 5, SDE Consulting*, 1999.
- [11] G. Tao und Z. Xia. 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(7):844–855, 2005.
- [12] I. Yamaguchi. A laser-speckle strain gauge. *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, 14(11), 1981.