

Einfluss der Gouy-Phase auf die Ergebnisse von längenmessenden Interferometern

Eckhard Langenbach*, Gernot Franz**

*FISBA OPTIK AG, St. Gallen

**Robert Bosch GmbH, Stuttgart

mailto:eckhard.langenbach@fisba.ch

Bei Gauß-Strahlen lässt die Gouy-Phase in der Nähe der Strahltaile die Lichtwellenlänge anwachsen. Dies führt bei hochaperturigen Interferometeroptiken zu einer merklichen Nichtlinearität zwischen der beobachteten Phase und der Weglänge. Besonders groß kann dieser Einfluss bei Zweiwellenlängeninterferometern werden.

1 Interferometrie

Bei Interferometern gelangt Licht auf zwei unterschiedlichen Wegen von einer (teil-)kohärenten Lichtquelle zu einem Detektor. Aus dem bei der Überlagerung entstehenden Interferenzmuster kann die Phasendifferenz $0 \leq \Delta\varphi < 2\pi$ und damit der Weglängenunterschied ΔL der beiden Lichtwege bis auf ein unbekanntes ganzzahliges Vielfaches m der Wellenlänge λ bestimmt werden. Dabei nimmt man an, dass sich in homogenen Medien die Phase linear mit der Weglänge ändert, und es gilt dann

$$\Delta L = \lambda \cdot \left(\frac{\Delta\varphi}{2\pi} + m \right)$$

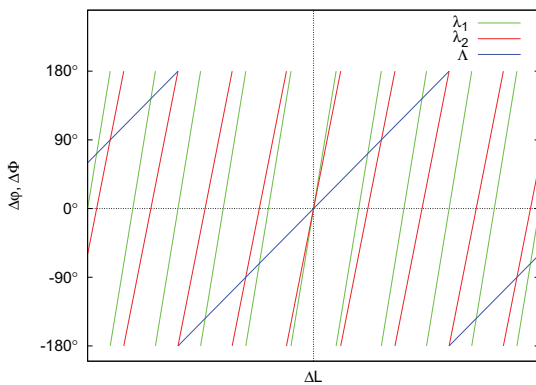


Abbildung 1 Abhängigkeit der Phasendifferenz $\Delta\varphi$ bzw. $\Delta\Phi$ von ΔL für die Wellenlängen λ_1 , λ_2 und Λ

Um den Messbereich deutlich zu vergrößern, verwendet man bei der Zweiwellenlängeninterferometrie zwei unterschiedliche Wellenlängen λ_1 und λ_2 und bestimmt zu jeder Wellenlänge die zugehörige Phasendifferenz $\Delta\varphi_1$ und $\Delta\varphi_2$. Aus dem Unterschied der Phasendifferenzen $\Delta\Phi = \Delta\varphi_2 - \Delta\varphi_1$ kann man jetzt den Unterschied der beiden Lichtwege im Interferometer mit

$$\Delta L = \Lambda \cdot \left(\frac{\Delta\Phi}{2\pi} + M \right)$$

berechnen und erhält, wie Abbildung 1 schematisch zeigt, bei unbekanntem M einen deutlich größeren Messbereich über eine „synthetische“ Wellenlänge

$$\Lambda = \frac{\lambda_2 \cdot \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

2 Hochaperturiges Messobjektiv

Für einen interferometrischen Messtaster eines Bosch-Messsystems hat FISBA OPTIK ein Objektiv mit $NA = 0.7$ entwickelt und produziert. Messwellenlängen sind $\lambda_1 = 1.53 \mu\text{m}$ und $\lambda_2 = 1.60 \mu\text{m}$, was eine synthetische Wellenlänge von $\Lambda = 35 \mu\text{m}$ ergibt. Abbildung 2 zeigt ein Schnittbild des fasergekoppelten Objektivs. Am linken Bildrand befindet sich das Faserende, das von der Optik auf die Prüflingsoberfläche am rechten Bildrand abgebildet wird. Der große Aperturwinkel garantiert, dass auch von stark geneigten Prüflingen reflektiertes Licht wieder in die Faser eingekoppelt wird. Das Faserende befindet sich im Krümmungsmittelpunkt der ersten, unvergüteten Linsenoberfläche. Das an dieser Fläche reflektierte Licht gelangt auch wieder in die Faser und dient als Referenzlicht des Interferometers.

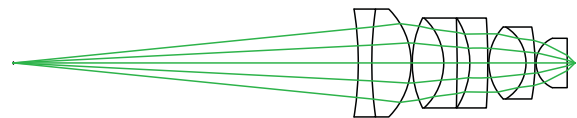


Abbildung 2 Schnittbild des Messobjektivs

3 Strahleigenschaften im Fokus

Das von der Faser emittierte Licht lässt sich gut als Gauß-Strahl mit folgender Feldstärkeverteilung beschreiben:

$$E(z, r) = E_0 \cdot \frac{w_0}{w(z)} \cdot e^{-\left(\frac{r}{w(z)}\right)^2} \cdot e^{ik \frac{r^2}{2R(z)}} \cdot e^{i(\underbrace{\zeta(z)}_{\text{Gouy}}) - kz}$$

Dabei ist $w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}$ der z-abhängige Strahlradius und $R(z) = -z \cdot \left(1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right)$ der Krümmungsradius der Wellenfront mit der Rayleigh-Länge

$$z_0 = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda} = \frac{\lambda}{\pi \cdot \alpha^2}.$$

w_0 ist der Tailenradius und α der Divergenzwinkel des Gauß-Strahls. Die Gouy-Phase

$$\zeta(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_0}\right)$$

lässt im Bereich der Strahltaile den Abstand zwischen den Wellenfronten anwachsen. Wie Abbildung 3 zeigt, eilt dadurch ein Gauß-Strahl nach dem Durchlaufen seiner Taille einer ebenen Welle um eine halbe Wellenlänge voraus.

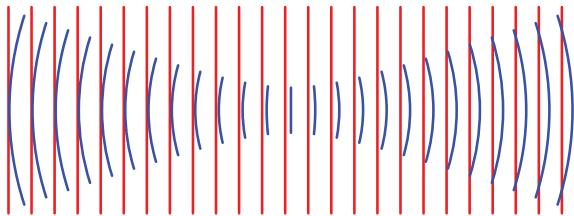


Abbildung 3 Wellenfronten eines Gauß-Strahls (blau) und einer ebenen Welle (rot)

4 Folgen für Interferometer

Damit ist die obige Annahme, dass die Phase und die Weglänge linear voneinander abhängen, verletzt, wobei innerhalb des Bereichs $|z| \leq z_0$ die Hälfte des Gesamtfehlers von 180° bzw. $\lambda/2$ anfällt. Der größte relative Fehler entsteht in der Taille, wo die für die Phasenänderung wirksame Wellenlänge λ' um den Faktor

$$\frac{\lambda'}{\lambda} = 1 + \frac{\alpha^2}{2} = 1 + \frac{\lambda^2}{2\pi^2 w_0^2} = 1 + \frac{\lambda}{2\pi z_0}$$

anwächst.

Für übliche längenmessende Interferometer mit z. B. $\lambda = 633 \text{ nm}$ und $w_0 \approx 3 \text{ mm}$ beträgt der relative Fehler nur $2 \cdot 10^{-9}$ und ist damit deutlich kleiner als die Wellenlängenunsicherheit oder der Fehler, der bei der Korrektur der Luftbrechzahl entsteht. Bei einem hochaperturigen Interferometer ist der Fehler aber nicht mehr vernachlässigbar: Das Interferometer, in dem das oben vorgestellte Objektiv verwendet wird, überlagert das Licht aus Mess- und Referenzstrahlengang am Fasereingang, wo der Aperturwinkel $\alpha = 0.1$ beträgt. Dadurch wächst die Wellen-

länge λ' lokal um bis zu 0.5% an. Die hohe Längsvergrößerung $\approx 50\times$ sorgt im doppelten Durchgang dafür, dass sich die Strahltaile am Fasereingang $100\times$ schneller bewegt als der Prüfling, und die dadurch hervorgerufene Änderung der Gouy-Phase wirkt sich unmittelbar auf das Ergebnis der Wegmessung aus.

Bei einem Zweiwellenlängeninterferometer gibt es diesen Effekt bei beiden Wellenlängen, und die jeweilige Gouy-Phase ζ_i verändert direkt die Phase $\Delta\Phi$ und erzeugt bei der Anwendung der oben beschriebenen Formel wegen der großen synthetischen Wellenlänge Λ einen großen Fehler ϵ von ΔL . Besonders störend wirkt sich ein Farblängsfehler der Optik aus, da sich dann die Gouy-Phasen der beiden Gauß-Strahlen an verschiedenen Stellen im Messbereich des Interferometers relativ schnell ändern und dadurch ihre Differenz erheblich anwächst. Abbildung 4 zeigt dies für den Fall, dass die beiden Foki nach dem doppelten Durchgang durch den Interferometer-Messarm um ca. 1 Rayleigh-Länge auseinander liegen. Der Fehler von $\zeta_1 - \zeta_2$ steigt dann auf etwa 0.9 rad an, und das entspricht einem Messfehler $\epsilon \approx 5 \mu\text{m}$.

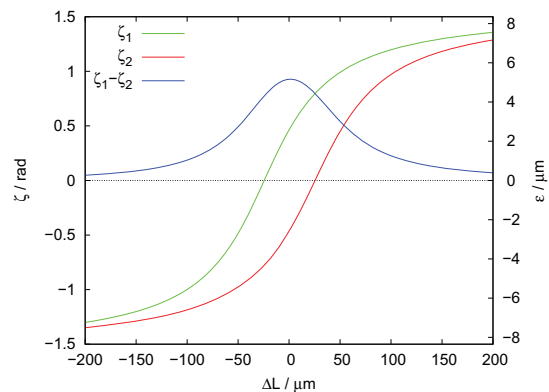


Abbildung 4 Gouy-Phase ζ und Messfehler ϵ eines Zweiwellenlängeninterferometers mit Farblfehler

Ähnliche Messfehler sind bei dem oben vorgestellten hochaperturigen Objektiv beobachtet worden. Das Objektiv ist zwar für die Katalogdaten der verwendeten Gläser nahezu perfekt farbkorrigiert, aber die schmelzenabhängigen Brechzahlabweichungen bewirken im doppelten Durchgang für jede Wellenlänge einen knapp 0.1λ großen Wellenfrontfehler. Obwohl die Optik damit noch deutlich beugungsbegrenzt bleibt, entsteht dadurch ein erheblicher Messfehler, wenn man das übliche Auswerteverfahren für die gemessenen Phasen anwendet. Als Ausweg bietet sich an, die Nichtlinearitäten von $\Delta\varphi_i(\Delta L)$ für beide Wellenlängen bei einer Kalibration des Messsystems zu bestimmen und diese bei der Auswertung zu berücksichtigen.