

Echtzeitinterferometrie

J. SCHWIDER, K.-E. ELBNER, R. SPOLACZYK

Zentralinstitut für Optik und Spektroskopie der Akademie der Wissenschaften der DDR,
Berlin, DDR.

K. MERKEL

Kombinat VEB Carl Zeiss Jena, Jena, DDR.

Für die schnelle und genaue Auswertung von Interferenzbildern werden echtzeitinterferometrische Verfahren verwendet, deren Entwicklung in letzter Zeit besonders stürmisch verlaufen ist. Da die Intensitätsverteilung periodisch von der Phase abhängt, müssen Vorzeichen- und mod (2π) -Probleme jeweils gelöst werden. Zu diesem Zweck wird die an sich willkürliche Referenzphase geeignet gewählt. Für die Auswertung haben sich vier Hauptrichtungen herausgebildet: Auswertung von Interferenzstreifen, Phase-Lock-Interferometrie, Heterodyninterferometrie und Phase-Sampling-Interferometrie. Es wird ein Überblick über die Verfahren, Meßfehler und Meßgrenzen sowie Anwendungsmöglichkeiten gegeben.

1. Einleitung

Mit der Erfindung des Lasers setzte eine überaus starke Entwicklung der Interferometrie ein [1]. Seit ca. 1970 haben sich durch photoelektrische Matrixsensoren [2] und durch den stürmischen Aufschwung der Mikrorechentechnik [3] die Möglichkeiten zur automatisierten Auswertung von Interferenzbildern erheblich vergrößert. Besondere Bedeutung hat das für die Zweistrahlinterferometrie gewonnen. Die Zweistrahl-Echtzeitinterferometrie wird daher im folgenden behandelt.

So einfach es wegen der hervorragenden Kohärenzeigenschaften des Lasers ist, ein Interferenzbild zu erzeugen, so schwer ist es, aus dem Interferogramm die Phasen und damit die relevanten Meßdaten über einen Prüfling zu entnehmen.

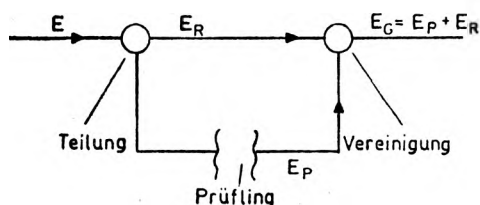


Bild 1. Prinzip eines Zweistrahlinterferometers

Um das besser verstehen zu können, soll eine kurze Einführung in die Meßtechnik der Zweistrahlinterferometrie gegeben werden.

Ein Zweistrahl-Interferometer für Meßzwecke hat die prinzipielle Struktur, die in Bild 1 wiedergegeben ist. Eine einfallende Welle der elektrischen Feldstärke E wird durch eine optische Vorrichtung (z.B. einen semitransparenten Spiegel) kohärent in die Feldstärken E_P (Prüflingsstrahlengang) und E_R (Referenzstrahlengang) geteilt. Nach Durchlaufen des jeweiligen Strahlenganges sorgt eine Vereinigungsvorrichtung (z.B. ein semitransparenter Spiegel) für die kohärente Überlagerung von E_P und E_R . Die Gesamtfeldstärke E_G ist dann

$$E_G = E_P + E_R. \quad (1)$$

In der Optik läßt sich jedoch die Feldstärke E nicht unmittelbar messen, sondern nur das zeitlich gemittelte Betragsquadrat der Feldstärke, also die Intensität

$$I(x, y) = E(x, y, t)E^*(x, y, t). \quad (2)$$

Wir benutzen hier die übliche komplexe Darstellung der Feldstärke [4]

$$E(x, y, t) = \hat{E}(x, y)e^{-i\omega t}, \quad (3a)$$

\hat{E} ist die komplexe Amplitude

$$\hat{E}(x, y) = A(x, y)e^{i\Phi(x, y)}, \quad (3b)$$

(x, y) sind Ortskoordinaten in der betrachteten Ebene, t ist die Zeit, ω ist die Kreisfrequenz, A — die Amplitude und Φ — die Phase der Lichtwelle, E^* ist das konjugierte Komplexe von E .

Damit ergibt sich für die Intensität $I(x, y)$ am Ausgang des Interferometers gemäß (1)

$$I(x, y) = E_G E_G^* = (E_P + E_R)(E_P^* + E_R^*) \quad (4)$$

und, da E_P , E_R gleiche Zeitabhängigkeit haben, schließlich mit (3)

$$I(x, y) = A_P^2 + A_R^2 + 2A_P A_R \cos(\Phi_P - \Phi_R). \quad (5)$$

Mit den Abkürzungen $I_0 = A_P^2 + A_R^2$ und $V = 2A_P A_R / (A_P^2 + A_R^2)$ ergibt sich schließlich

$$I(x, y) = I_0(x, y)[1 + V(x, y)\cos(\Phi(x, y) - \varphi)] \quad (6)$$

wobei die Referenzphase Φ_R mit φ und die Prüflingsphase Φ_P mit Φ abgekürzt wurde.

Für die Bestimmung der Phase $\Phi(x, y)$ steht somit $I(x, y)$ zur Verfügung, wobei noch zu beachten ist, daß sowohl die mittlere Intensität I_0 als auch die

Michelson'sche Visibility V [4] von den Koordinaten in der Empfängerebene abhängen. Es ist deshalb nicht so ohne weiteres möglich, aus einer Intensitätsmessung an einem beliebigen Punkt im Interferenzbild auf die Phase Φ zu schließen. Neben dieser Schwierigkeit führt der trigonometrische Charakter von Gleichung (6) zu zwei weiteren Problemen: Da $\cos \Phi$ eine gerade Funktion, mithin $\cos \Phi = \cos(-\Phi)$ ist, ist das Vorzeichen von Φ zunächst unbestimmt und bei einer Verschiebung der Phase Φ um 2π ergibt sich die gleiche Intensitätsverteilung. Die Phase ist deshalb zunächst nur $(\text{mod } \pi)$ bestimmbar. Beide Probleme lassen sich im Prinzip einfach lösen, wenn die Gleichung (6) hinsichtlich (x, y) kontinuierlich ist. Sie führen bei der automatischen Auswertung aber zu Schwierigkeiten, da das Interferenzbild nur in einem Satz von Punkten ausgewertet werden kann.

Bevor verschiedene Möglichkeiten der Echtzeitinterferometrie diskutiert werden, soll ein qualitativer Überblick über die physikalischen Ursachen von Wellenfrontdeformationen gegeben werden. Die Phase Φ der Prüflingswelle kann durch Brechung, Reflexion, Beugung oder Streuung geprägt sein. In Bild 2

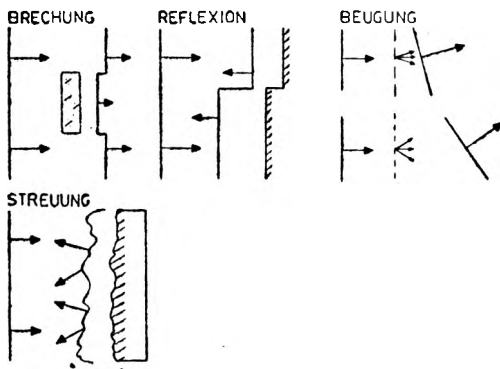


Bild 2. Wellenfrontdeformation, schematisch

werden schematisch die verschiedenen Beeinflussungsarten am Beispiel der Deformation einer ebenen Welle dargestellt. Typische phasenschiebende Elemente sind:

- Brechung: Linsen, Prismen, allgemeine Brechzahlverteilungen (z.B. Plasmen, doppelbrechende Medien),
- Reflexion: Spiegel, technische Oberflächen aller Art,
- Beugung: Gitter, Hologramme, synthetische Hologramme,
- Streuung: Objekte der Hologramminterferometrie.

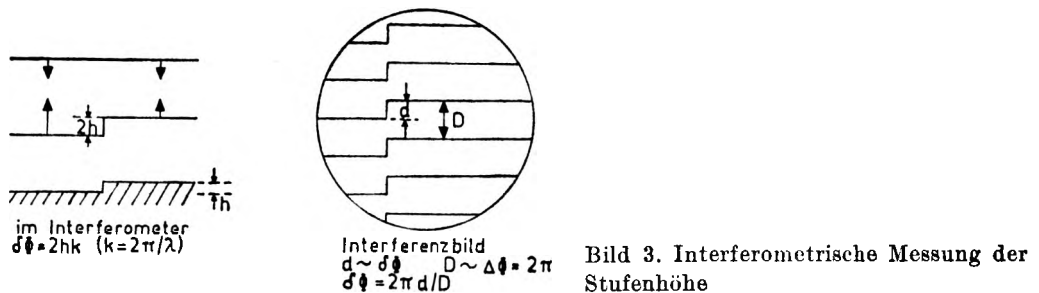
2. Verfahren der Echtzeitinterferometrie

2.1. Konventionelle Auswertung

In der Vergangenheit wurden Interferenzbilder entweder nur visuell eingeschätzt oder sie wurden photographiert und die entstandenen Interferogramme anschließend "von Hand" evtl. unter Zuhilfenahme eines Densitometers aus-

gewertet. Die Phase wurde grundsätzlich aus der Streifenlage, d.h. aus der Lage der Intensitätsextrema abgeleitet. Das bekannteste Beispiel für die visuelle Beurteilung eines Interferenzbildes von auch heute noch eminenter praktischer Bedeutung ist die Probeglasprüfung. Die Vorzeicheninformation verschafft man sich in diesem Falle aus einer relativen Bewegung des Prüflings gegenüber dem Probeglas (Andruck). Das Resultat der Schätzung ist die Zahl der Interferenzringe (relative Radienbestimmung, Kreispasse) und eine Angabe über die Abweichung von der Rotationssymmetrie (Ovalpasse), die ebenfalls in einer Anzahl von Streifen, nämlich der Differenz in zwei senkrecht aufeinanderstehenden Richtungen, gemacht wird. Die Genauigkeit ist bestenfalls $\lambda/5$.

Ein Beispiel für die konventionelle Auswertung mit meßtechnischen Hilfsmitteln ist die Messung der Stufenhöhe einer Aufdampfschicht. Das ist in Bild 3



schematisch dargestellt. Hier ist vorausgesetzt, daß die Fläche mit der Stufe sonst eben und das Vorzeichen bekannt ist. Weitere Beispiele findet man in [7]. In [7] wird auch die erreichbare Genauigkeit ausführlich diskutiert.

2.2. Einige Vorläufer einer automatisierten Auswertung

Die ersten photoelektrischen Auswerteverfahren wurden von KOPPELMANN und KREBS [5] für Vielstrahlinterferogramme und von ROESLER [6] für Zweistrahlinterferogramme für die Planflächenprüfung angegeben. Dabei wird ein Plattenpaar in eine Druckkammer gesetzt und auf Parallelität justiert. Der Druck wird so eingestellt, daß $(\Phi - \varphi)$ für alle Punkte (x, y) ungefähr $\pi/2$ ist. Dann sind Schwankungen $\Phi - \varphi$ als Intensitätsschwankungen meßbar. Eine Eichung kann durch Druckvariation erfolgen. Bei einer (x, y) -Abtastung in der Plattenebene ergibt sich ein phasenproportionales Intensitätsbild des Abstands der Platten. Diese Verfahrensweise ist jedoch auf kleine Phasenabweichungen beschränkt.

Aus der Gleichung (6) folgt, daß nur Phasendifferenzen meßbar sind. CRANE [23] hat für kleine Phasendifferenzen ein Verfahren angegeben, welches die Prüflingsphase $\Phi(x, y) - \Phi(0, 0)$ liefert. Die Referenzphase wird mit polarisationsoptischen Mitteln moduliert ($\varphi = \omega t$). Dieses Verfahren kann daher auch unter die später noch diskutierten Heterodynverfahren eingeordnet werden.

2.3. Einteilung und Merkmale echtzeitinterferometrischer Verfahren

Verfahren der Echtzeitinterferometrie haben die im Abschnitt 1 aufgeführten Probleme mit hoher Genauigkeit und in kürzester Zeit zu lösen. Das führt zu einigen allgemeinen Merkmalen aller derartiger Verfahren:

- ein- und zweidimensionale photoelektrische Erfassung der Intensität,
- Beseitigung der Mehrdeutigkeit in Gl. (6),
- on-line Transformation der gemessenen Phasen Φ in relevante Größen.

Wie an den Beispielen im Abschnitt 2.1 und 2.2 schon deutlich geworden ist, spielt bei der Zweistrahlinterferometrie die Wahl einer passenden Referenzphase eine entscheidende Rolle. Das gilt insbesondere auch für die Echtzeitinterferometrie. Die Wahl von φ gibt deshalb ein geeignetes Mittel zur Einteilung der verschiedenen Verfahren in Gruppen. Diese Gruppen sind:

- Interferenzstreifen-Interferometrie,
- Phase-Lock-Interferometrie,
- Heterodyninterferometrie,
- Phase-Sampling-Interferometrie.

3. Interferenzstreifen-Interferometrie ($\varphi = p_0 + p_1 x$)

3.1. Streifen-Interpolation

Die Abhandlung der automatisierten Interferenzbildauswertung soll – aufbauend auf den eingeführten Verfahren zur Auswertung [7] für Planflächen und Sphären – mit der Streifeninterpolation eröffnet werden.

Ziel bei einem konventionellen Interferogramm ist es, mit einer Intensitätsverteilung $I(x, y)$ auszukommen. Zu diesem Zweck wird die Referenzphase φ in folgender Form eingestellt

$$\varphi = p_0 + p_1 x \quad (7)$$

dabei sind p_0 und p_1 wählbare Konstanten. Das bedeutet physikalisch, daß die Phase Φ auf eine Intensitätsverteilung $I = 1 + \cos(a + bx)$ aufmoduliert wird. Die Phase Φ zeigt sich in Verschiebungen der Interferenzstreifen aus der idealen Lage. Vorausgesetzt wird dabei, daß

$$p_1 > \text{Max} |\text{grad } \Phi| \quad (8)$$

überall im Interferogramm gilt und daß das Vorzeichen von p_1 "a priori" durch zusätzliche Manipulation (z.B. Andruck einer Fläche) bekannt ist. Die Beziehung (8) garantiert, daß nirgends geschlossene Interferenzstreifen auftreten, so daß die Phase Φ eindeutig auf die Intensitätsverteilung moduliert ist.

Wenn die Interferenzstreifen hinreichend dicht liegen, dann genügt es für die Auswertung der Phase $(\Phi - \varphi) = \hat{\Phi}$, die Orte $(x, y)_{\text{Extr}}$ der Extrema von $I(x, y)$ zu bestimmen. In den Punkten $(x, y)_{\text{Extr}}$ ist die Phase $\hat{\Phi}$ bekannt:

$$\hat{\Phi}_{\text{Max}} = 2\pi N, \quad (N = 1, 2, \dots),$$

$$\hat{\Phi}_{\text{Min}} = 2\pi \frac{2N+1}{2}, \quad (N = 1, 2, \dots).$$

Für einen beliebigen Punkt zwischen den Extremwertlagen kann die Phase $\Phi(x, y)$ mit ausreichender Genauigkeit durch lineare Interpolation bestimmt werden, wenn die Ungl. (8) erfüllt ist.

Es seien die Maxima N am Ort x_N und $(N+1)$ am Ort x_{N+1} betrachtet (Bild 4). Gesucht ist $\hat{\Phi}$ am Ort x_1 , einer Stelle aus einem äquidistanten Punktraaster. Es soll gelten

$$x_N \leq x_1 \leq x_{N+1}.$$

Dann ist

$$\hat{\Phi}(x_1) \approx \frac{2\pi}{x_{N+1} - x_N} (x_1 - x_N) + 2\pi N. \quad (9)$$

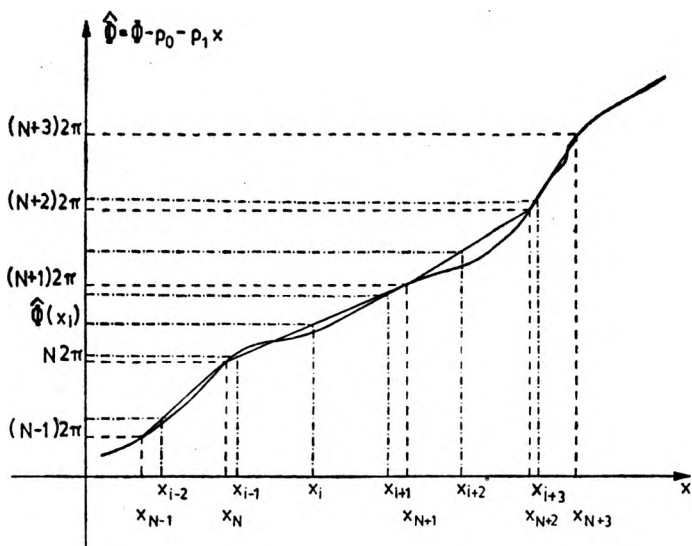


Bild 4. Lineare Interpolation zur Bestimmung der Phase $\hat{\Phi}$

In gleicher Weise läßt sich die Phase in 2 Dimensionen bestimmen, wobei y als Abtastkoordinate für eine Zeile einfachheitshalber konstant gehalten wird. In einem äquidistanten Punktraaster (x_1, y_j) sind danach die Phasen $\hat{\Phi}_{1j}$ bekannt.

Verfahrensbedingt (Gl. (7)) wird die Referenzphase φ so vorgewählt, daß die Phase $\hat{\Phi} = (\Phi - \varphi)$ monoton wächst oder fällt. Diese irrelevanten Phasenabweichungen müssen ebenso wie eventuell durch Dejustierungen bedingte Phasen aus den Meßdaten $\hat{\Phi}_{ij}$ eliminiert werden. Deshalb wird mit der Methode der kleinsten Quadrate [7] ein Funktional $F(i, j; p_k)$ an die Meßwerte $\hat{\Phi}_{ij}$ angepaßt. Die p_k sind die Justierparameter. Zur Verdeutlichung seien hier die Funktionale angegeben für die Planflächenprüfung

$$F(i, j; p_k) = p_0 + p_1 i = p_2 j \quad (10a)$$

und die Sphärenprüfung

$$F(i, j; p_k) = p_0 + p_1 i + p_2 j + p_3 (i^2 + j^2). \quad (10b)$$

Aus den Meßwerten $\hat{\Phi}_{ij}$ und dem angepaßten Funktional F_{ij} folgen dann die Prüflingsphasen Φ aus:

$$\Phi = \hat{\Phi} - F. \quad (11)$$

Dabei ist allerdings zu bemerken, daß neben den willentlich eingeführten Referenzphasen $\varphi = p_0 + p_1 i$ auch alle unwesentlichen, lediglich aus Dejustierungen stammenden Phasenanteile von $\hat{\Phi}$ gleichfalls eliminiert werden. Die Größe Φ stellt also die relevante Meßgröße dar.

Ein wesentlicher Schritt bei der Auswertung ist die Ermittlung der Extremwertlagen. Hierin unterscheiden sich die einzelnen Verfahren, weshalb nur typische Vertreter ausgewählt seien.

JONES und KADAKIA [8] benutzen photographische Negative, die mit einem photoelektrischen Densitometer abgetastet werden. Die Transparentwerte werden digitalisiert und mittels eines Referenzniveaus wird die Lage des Minimums bestimmt. ROSENZWEIG und ALTE [9] haben einen Scanner beschrieben, der mit einem "flying-spot-scanner" und einem on-line Computer arbeitet. Die Minimumfestlegung erfolgt ähnlich [8].

Durch die Benutzung von Vidiconkameras lassen sich Interferenzstreifenbilder auch in Echtzeit auswerten. Dazu werden Interferenzstreifen einjustiert und das Interferenzbild wird senkrecht zu den Interferenzstreifen abgetastet, digitalisiert und Intensitätswerte (Photospannungen, typisch: 8 bit-Wort) in den Computer eingelesen. Mit diesen Werten kann nun verschieden verfahren werden. An Hand typischer Beispiele soll ein Überblick über die verschiedenen Möglichkeiten gegeben werden.

NAKADATE u.a. [10] benutzen Tiefpaßfilterung um einerseits Rauschen (speckling) zu unterdrücken (schmales Fenster) und andererseits den Mittelwert der Intensität (breites Fenster) zu erhalten. Durch Differenzbildung ergibt sich ein um die x -Achse symmetrisches Signal. Aus den Nulldurchgängen

folgen durch Mittelung die Extremwertlagen. SNYDER [11] hat eine in der Analogtechnik von DEW und DYSON [12] ausgeführte Differentiationstechnik auf die digitalisierte Auswertung übertragen. Dabei wird die Intensitätsverteilung (Gl. (6)) mit einer Hakenfunktion $[\text{rect}(x-b) - \text{rect}(x+b)]$ gefaltet. Dabei ergibt sich einerseits eine Glättung und andererseits folgt ein differenziertes Signal symmetrisch zur x -Achse, also ein Signal ohne off-set. Die Nulldurchgänge entsprechen den Extrema. Für ein "λ-Meter" auf Basis eines Zweistrahl-Fizeauinterferometers hat diese Methode außerordentliche Genauigkeiten gebracht. MARCUSE u.a. sowie AUGUSTIN u.a. [13] nutzen Vidiconkameras für eine hochgenaue Streifenanalyse aus. Dabei wird für Intensitätswerte in Nähe eines Minimums eine parabolische Kurvenanpassung mittels der Methode der kleinsten Quadrate vorgenommen, wodurch die Lage des Minimums recht genau definiert ist. Durch elektronische Maßnahmen (Röhre mit hoher Auflösung, 655 Zeilen, Quarzfenster etc.) und durch Legen eines Schnitts senkrecht zu der Zeilenrichtung via Computer sind recht hohe Genauigkeiten möglich (1/100 Streifen). Das Gerät Mark II von Zygo [14] arbeitet mit einer einfacheren und daher ungenaueren Abtastelektronik. Die Streifen liegen nicht wie bei Marcuse parallel zur Zeilenrichtung, sondern senkrecht dazu. Das liefert eine relative Genauigkeit von 1/40-Streifenabstand, die für viele Routinemessungen ausreichend ist. WOMACK u.a. [15] benutzen einen Komparator, der z.B. auf die Flanke der \cos -Verteilung eingestellt ist, um die digitalisierten Ortskoordinaten bei der Vidiconabtastung in einen Rechner zu bringen. Die Auswertung ähnelt der in [10].

3.2. Streifenanalyse mittels Fouriertransformation

Die Übernahme digitalisierter Intensitätswerte in den Rechner ermöglicht die Anwendung des schnellen Fouriertransformationsalgorithmus [16] auf die Auswertung von Streifenbildern [17]. Dazu sei die Gl. (6) passend umgeformt mit $\varphi = -2\pi f_0 x$

$$I(x, y) = a(x, y) + b(x, y) \cos[\Phi(x, y) + 2\pi f_0 x]$$

oder (12)

$$I(x, y) = a(x, y) + c(x, y) e^{i2\pi f_0 x} + c^*(x, y) e^{-i2\pi f_0 x}$$

mit $c(x, y) = \frac{1}{2} b(x, y) e^{i\Phi(x, y)}$.

Das ergibt nach einer eindimensionalen Fouriertransformation (in x -Koordinate)

$$\mathcal{F}(I) = A(f, y) + C(f - f_0, y) + C^*(f + f_0, y). \quad (13)$$

Nach einer Filterung und Verschiebung von $C(f - f_0, y)$ nach $f = 0$ wird die inverse FFT $\mathcal{F}^{-1}[C(f, y)]$ gebildet. Das Ergebnis ist dann die komplexe Größe $c(x, y)$. Daraus folgt die Phase entweder durch Logarithmieren [17]

$$\log [c(x, y)] = \log \left[\frac{1}{2} b(x, y) \right] + i\Phi(x, y) \quad (14)$$

oder nach MACY [18]

$$\Phi(x, y) = \arctan \frac{\operatorname{Im} c(x, y)}{\operatorname{Re} c(x, y)} \pmod{\pi}. \quad (15)$$

Die Elimination der Phasensprünge ist möglich, da mehr als 2 Dioden auf eine Streifenperiode entfallen. Für eine 1024-CCD-Zeile wurde das Verfahren getestet [17].

3.3. Streifenanalyse durch Abbildung auf die Zeitachse

ICHIOKA und INUIJA [19] haben das Streifenbild mit einem Analognetzwerk in Echtzeit ausgewertet, wobei durch elektronische Abtastung mittels Vidikon das Bild zerlegt und auf die Zeitachse t abgebildet wird. Dabei geht die Ortsfrequenz f in die Zeitfrequenz ν über. Aus Gleichung (6) wird daher (betrachtet für eine Zeile $y = y_0$) das elektrische Signal

$$I(t) = I_0 [1 + V \cos (\Phi(t) - 2\pi\nu t)]. \quad (16)$$

Bild 5 zeigt ein Schema des Netzwerkes zur Extraktion der Phase Φ . Die Gleichung (16) wird mit $\cos 2\pi\nu t$ und $\sin 2\pi\nu t$ multipliziert. Die Signale $\cos 2\pi\nu t$, $\sin 2\pi\nu t$ werden aus einem Generator entnommen, der mit der Abta-

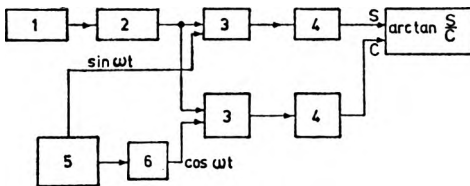


Bild 5. Streifenanalyse durch Abbildung auf die Zeitachse. 1 – Interferometer, 2 – Vidicon, 3 – Multiplikator; 4 – Tiefpaß, 5 – Trägergenerator, 6 – Phasenschieber

stung synchronisiert ist. Durch die Multiplikation lassen sich Signale proportionale zu $\sin 2\pi\nu t$, $\cos 2\pi\nu t$, $\sin 4\pi\nu t$, $\cos 4\pi\nu t$ und bei $\nu = 0$ auch die Signale

$$C(t) \sim I_0 V \cos \Phi(t), \quad (17)$$

$$S(t) \sim I_0 V \sin \Phi(t)$$

abteilen. Durch Tiefpaßfilterung werden die (νt) - und $(2\nu t)$ -abhängigen Signale

eliminiert. Dann ergibt sich die Phase

$$\Phi(t) = \arctan \frac{S(t)}{C(t)} \pmod{\pi}. \quad (18)$$

Ichioka und Inuija haben dazu ein analoges Netzwerk aufgebaut. Die Abtastung erfolgt mit 40 kHz, so daß pro Bild 0,2 sec benötigt werden. Die Phase hat eine Genauigkeit von ca. $2\pi/100$, allerdings sind für $\Phi = \pi/2, 3\pi/2$ Signalspitzen vorhanden, die mit den Polen der Tangenfunktion koinzidieren.

3.4. Streifenanpassung (Sinusoid-Fitting)

Ein Pendant zur Methode von Ichioka und Inuija im Ortsraum ist eine Methode von Mertz, die MAOY [18] aufgegriffen und auf 2-dimensionale Empfängerarrays angewandt hat. Bei der Methode von Mertz wird vorausgesetzt, daß auf eine Streifenperiode 3 pixels des Arrays entfallen. Dabei werden 3 aufeinanderfolgende Intensitätswerte an eine Fourierreihe

$$I(x, y) = a + d \cos(2\pi x/3) + e \sin(2\pi x/3) \quad (19)$$

angepaßt, wobei $d = b \cos \Phi$ und $e = b \sin \Phi$ gemäß (12) und $\varphi = -2\pi x/3$ angenommen wurde.

Die Bestimmung von d und e ergibt für 3 Punkte mit den Phasen $-2\pi/3, 0, 2\pi/3$:

$$\begin{aligned} d &= -\frac{1}{2} I(x_{j-1}, y) + I(x_j, y) - \frac{1}{2} I(x_{j+1}, y), \\ e &= -\frac{\sqrt{3}}{2} I(x_{j-1}, y) + \frac{\sqrt{3}}{2} I(x_{j+1}, y). \end{aligned} \quad (20)$$

Aus (19) folgt die Phase

$$\Phi(x_j, y) = -\arctan(e/d) - \frac{2\pi}{3} j \pmod{\pi}. \quad (21)$$

Der zweite Term rechts berücksichtigt die Phase, die von der Streifenjustierung des Interferenzbildes herrührt. Wesentliche Voraussetzungen für das Funktionieren der Methode sind langsame Variation von Φ , $I_0(x, y)$ und $V(x, y)$ über den Empfänger und konstante Empfindlichkeit der Sensorelemente.

Das Verfahren wurde von Mertz auf die Fragen der adaptiven Optik angewandt, wobei die Abarbeitung des gesamten Algorithmus durch ein analoges Netzwerk übernommen wird. Macy hat das Verfahren für die digitalisierte Auswertung aufbereitet. Die Genauigkeit liegt bei $\lambda/30$ rms.

4. Phasenmodulatoren

Während bisher die Auswertung von statischen Interferenzbildern geschildert wurde, sollen nun Verfahren betrachtet werden, bei denen die Referenzphase zeitabhängig ist. Es ist deshalb zweckmäßig, zunächst verschiedene Methoden zur Variation der Referenzphase zu betrachten. In Bild 6 sind die gängigen Verfahren symbolisch zusammengestellt.

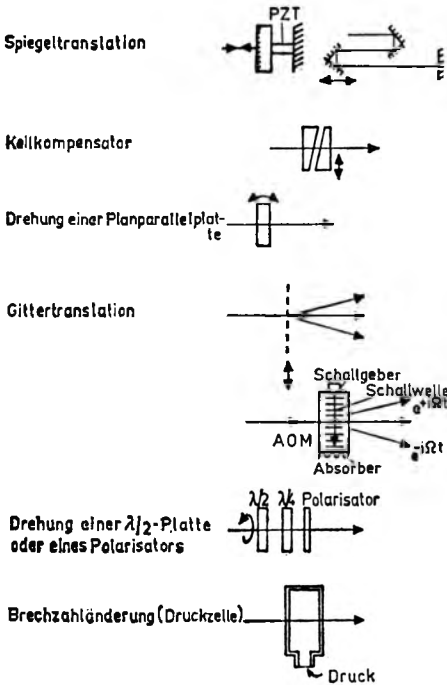


Bild 6. Phasenmodulatoren

Die einfachste Möglichkeit ist die *Translation des Referenzspiegels* (z.B. in einem Michelsoninterferometer)

$$\varphi = k2s \cos \alpha \tag{22}$$

wobei s die Verschiebung des Spiegels, α der Winkel zwischen Spiegel- und Wellennormale und $k = 2\pi/\lambda$ ist. Die maximale Verschiebung s ist begrenzt, insbesondere z.B. dann, wenn piezoelektrische Stellelemente (PZT) verwendet werden.

Wenn im Referenzstrahlengang eine *Glasplatte mit einem Keilwinkel* senkrecht zur Wellennormale angeordnet ist und senkrecht zur Keilkante in ihrer Ebene verschoben wird, ergibt sich eine Phasenverschiebung

$$\varphi = k(n - 1) s \tan \gamma, \tag{23}$$

wobei n die Brechzahl des Glases und s der Verschiebeweg ist.

Auch eine *planparallele Glasplatte* erzeugt beim Kippen Phasenänderungen

$$\varphi = kd [\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \cos \alpha], \quad (24)$$

wobei d die Plattendicke, α der Einfallswinkel und n die Brechzahl der Platte ist. HERTEL und DORBAND [20] haben diese Methode auf das Phase-Sampling-Verfahren (Abschnitt 7) angewandt.

Das an einem *translatierten Gitter* gebeugte Licht ist in seiner Phase verschoben. Gitter können daher zur Phasenverschiebung verwendet werden. Zur Erläuterung betrachten wir ein mit der Geschwindigkeit $\Omega/2\pi f$ bewegtes Sinusgitter der Transparenz

$$\tau(x) = 1 + \sin(2\pi fx + \Omega t). \quad (25)$$

Im Fernfeld ist gebeugte Amplitude

$$u(\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} \tau(x) e^{i2\pi \xi x} dx. \quad (26)$$

Nach Einsetzen von (24) in (25) und Integration ergibt sich

$$u(\xi) = \delta(\xi) + \frac{1}{2i} e^{i\Omega t} \delta(\xi - f) - \frac{1}{2i} e^{-i\Omega t} \delta(\xi + f), \quad (27)$$

δ ist die Dirac'sche Deltafunktion. Es existieren Seitenbänder bei $\pm f$, die eine zeitabhängige Phase $\varphi = \Omega t$ haben. Ein Seitenband wird als Referenzwellenfeld mit zeitabhängiger Phase genutzt. Die Gitter können als Absorptions- oder Phasengitter ausgelegt sein. Besonders geeignet sind rotierende Radialgitter [21] und laufende Dichtewellen in optischen Medien, sogenannte akustooptische (Bragg-) Modulatoren (AOM) [22], da die Phase $\varphi = \Omega t$ ohne Begrenzung linear wächst.

In polarisationsoptischen Interferometern, in denen die beiden Wellenfelder, die miteinander interferieren, senkrecht zueinander oder entgegengesetzt zirkular polarisiert sind, läßt sich *durch Drehung von $\lambda/2$ -Platten oder Analysatoren* die Phase φ schieben [23]. Einer 360° -Drehung entspricht eine Phasenverschiebung von 8π . Das läßt sich am übersichtlichsten mit Jones-Matrizen behandeln [24], soll aber hier nicht im Detail, sondern nur im Prinzip ausgeführt werden.

Bild 7a zeigt das Schema eines polarisationsoptischen Phasenstellers. Auf eine Halbwellenplatte (HWP) fällt eine ebene, horizontal (in x -Richtung) linear polarisierte Welle der Frequenz ω . Die HWP rotiert mit der Kreisfrequenz ω' um die optische (z -)Achse. Hinter der HWP ist die Welle weiterhin linear polarisiert, die Polarisationsebene dreht sich aber mit der Kreisfrequenz $2\omega'$. Diese Welle läßt sich auffassen als Überlagerung einer rechts und einer

links zirkular polarisierten Welle der Frequenz $\omega + 2\omega'$ bzw. $\omega - 2\omega'$. Diese Wellen treffen auf die Viertelwellenplatte (VWP), deren Achse um 45° gegenüber der x -Achse gedreht ist. Hinter der VWP hat man dann zwei senkrecht zueinander linear polarisierte Wellen der Frequenz $\omega - 2\omega'$ bzw. $\omega + 2\omega'$. Diese Wellen werden in ein Polarisationsinterferometer eingespeist, in welchem die beiden Polarisationsrichtungen getrennte Wege durchlaufen. Diese Trennung wird in Polarisationsstrahlenteilern (Bild 7 b) oder doppeltbrechenden Substanzen (Bild 7c) bewirkt. Das Mach-Zehnder-Interferometer (Bild 7b)

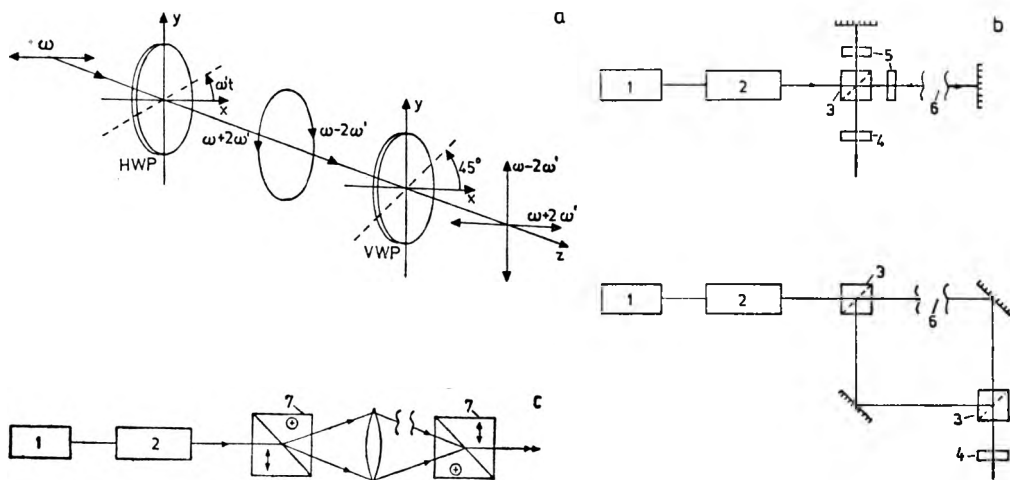


Bild 7. Polarisationsoptischer Phasenssteller (a) und Polarisationsinterferometer (b, c). 1 – Laser, 2 – Phasenssteller, 3 – Polarisationsstrahlenteiler, 4 – Polarisator, 5 – $\lambda/4$ -Platte, 6 – Testarm, 7 – Wollastonprisma

ist besonders übersichtlich. Das Interferometer wird von zwei senkrecht zueinander linear polarisierten Wellen verlassen, die auf einen Polarisator treffen, der unter 45° angeordnet ist. Hinter dem Polarisator ist schließlich die Intensität

$$I \sim \frac{1}{4} [1 + A^2 + 2A \cos(4\omega't + \Phi)]. \tag{28}$$

A symbolisiert den Betrag der komplexen Amplitude der Prüflingswelle (Referenzwelle $A_{\text{Ref}} = 1$). Die Prüflingsphase Φ ist nunmehr um die Referenzphase $\varphi = 4\omega't$ verschoben.

Auch eine *Druckzelle* in einem Arm des Zweistrahlinterferometers lässt sich zu Phasenvariationen verwenden [25], wie es von Fabry-Pérot-Interferometern her bekannt ist.

5. Phase-Lock-Interferometrie ($\varphi = a \sin \omega t$)

Die Phase-Lock-Interferometrie verwendet Referenzphasen, die aus einem zeitlich periodischen Anteil mit kleiner Amplitude und einer nichtperiodischen Stellfunktion φ' bestehen

$$\varphi(x, y, t) = a \sin \omega t + \varphi'(x, y, t). \tag{29}$$

Der periodische Anteil läßt sich z.B. durch einen axial schwingenden Spiegel realisieren, der nichtperiodische durch eine axiale Verschiebung der Schwingungsruehlage. Wenn (29) in (6) eingesetzt wird, ergibt sich für die Intensität, die ein Photodetektor nachweisen kann

$$I(x, y, t) = I_0 [1 + V \cos(\Phi(x, y) - \varphi'(t) - a \sin \omega t)]. \tag{30}$$

Gleichung (30) enthält Terme mit $\cos(a \sin \omega t)$ und $\sin(a \sin \omega t)$, die sich in Fourierreihen entwickeln lassen, deren Koeffizienten Besselsche Funktionen sind (Neumannsche Reihen [26]). Die Besselschen Funktionen lassen sich für kleine a durch Polynome annähern. Für das zu Gl. (30) gehörende photoelektrische Signal $U = U_0 + U_\omega + U_{2\omega} + U_{3\omega} + \dots$ ergeben sich dann als erste zeitvariable Glieder

$$U_\omega \sim I_0 V a (\sin \omega t) \sin(\Phi - \varphi'), \tag{31}$$

$$U_{2\omega} \sim \frac{1}{4} I_0 V a^2 (\cos 2\omega t) \cos(\Phi - \varphi'). \tag{32}$$

Für $(\Phi - \varphi') = N\pi$ is $U_\omega = 0$ und $U_{2\omega}$ maximal. U_ω wird aus dem Signal (30) herausgefiltert. Ein Detektor zeigt Effektivwert und Vorzeichen an. Daraus kann eine Stellgröße für den Spiegel, der φ' einstellt, abgeleitet und $U_\omega = 0$, d.h.

$$(\Phi - \varphi') = N\pi \tag{33}$$

gehalten und damit $\Phi \pmod{\pi}$ gemessen werden.

Eine Schaltung, die diese Art von Interferometrie ermöglicht, ist in Bild 8 schematisch dargestellt. Als Stellglied für die Referenzphase φ' ist hier ein piezo-

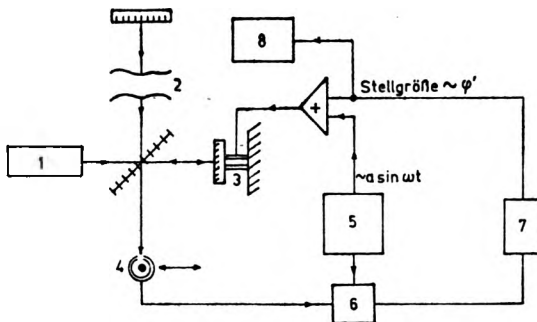


Bild 8. Phase-Lock-Interferometer.
 1 – Laser, 2 – Testarm, 3 – piezoelektrischer Phasensteller, 4 – Detektor, 5 – Oszillator, 6 – phasempfindlicher Gleichrichter, 7 – Regelkreis, 8 – Meßausgang

elektrisch bewegter Spiegel (PZT) angegeben [27]. Es sind aber auch andere Möglichkeiten genutzt worden [28].

Als einfacher Detektor für U_ω eignet sich ein phasenempfindlicher Gleichrichter (PEG) mit der Einschränkung, daß $|\varphi'| < \pi/2$ bleiben muß [29]. In Bild 9

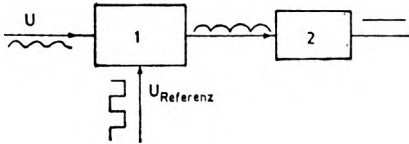


Bild 9. Schema eines phasenempfindlichen Gleichrichters. 1 – Multiplikator, 2 – Tiefpaß. Die rechteckförmige Referenzspannung hat die Periode $(2\pi/\omega)$

ist die prinzipielle Funktion erläutert. Die Signalspannung U von (30) wird mit einer Rechteckwelle U_{ref} von einem Oszillator (Referenz) analog multipliziert. Das so nahezu gleichgerichtete Signal läuft durch ein Tiefpaßfilter, wobei $\frac{1}{T} \int_0^T U U_{\text{ref}} dt$ gebildet wird. Dieses Signal ist genau dann Null, wenn (33) erfüllt ist. Andernfalls liefert der phasenempfindliche Gleichrichter Effektivwert und Vorzeichen (Phase) von U_ω . Das Integral $(1/T) \int_0^T I_{2\omega} U_{\text{ref}} dt = 0$ wegen der Orthogonalität von $\sin \omega t$ und $\cos \omega t$.

Im allgemeinen reicht ein solch einfacher Detektor nicht aus, da Φ über $\pi/2$ wachsen kann und dann die Piezonachführung nicht mehr ausreicht. MOORE [27] gibt deshalb entsprechende Schaltungen zur Lösung dieses Problems. Die Begrenzung im Zustellbereich von φ' wird durch eine sägezahnförmige Zustellung und vorzeichenrichtige Zählung der Sprünge aufgehoben.

Das Hauptproblem bei dieser Art von Interferometrie stellen allerdings Phasendriften während der Abtastung dar, weshalb Reproduzierbarkeiten um $\lambda/30$ angegeben werden [27]. Die Abtastung erfolgt mechanisch, sei es durch Detektorbewegung oder durch Bewegung des Bildes über einen ruhenden Detektor. Damit das Bild fehlerfrei vermessen werden kann, muß die Abtastspur immer im Feld mit Interferenzen liegen, damit ein ac-Signal zum phase-locking vorhanden ist. An der Berandung wird es also immer Probleme geben, wenn der Phasenzusammenhang von Φ nicht gestört werden soll.

6. Heterodyn-Interferometer ($\varphi = \omega t$)

Im Kapitel Phasenmodulatoren wurden polarisationsoptische Modulatoren und Gittermodulatoren (insbesondere Bragg-Gitter in Kristallen, sog. AOM) als diejenigen spezifiziert, mit deren Hilfe kontinuierliche Phasendriften $\varphi = \omega t$ machbar sind. Das Prinzip der Heterodyninterferometrie ist denkbar einfach. Es werden mit 2 Detektoren dem Interferenzbild Photosignale ent-

nommen

$$I = I_0[1 + V \cos(\Phi(x, y) + \omega t)],$$

$$I_1 = I_0[1 + V \cos(\Phi(x_1, y_1) + \omega t)]. \quad (34)$$

Wird der Punkt (x_1, y_1) als Referenzpunkt gewählt, dann lassen sich Phasen

$$\Phi' = \Phi(x, y) - \Phi(x_1, y_1) \quad (35)$$

messen. Zur Phasenmessung lassen sich die hochgenauen elektronischen Phasemesser einsetzen. Zunächst wird das Signal durch Hochpaßfilter vom dc-offset befreit und läuft dann in einen Phasendetektor ein. Dabei muß die Phasendifferenz auch für Werte größer als 2π gemessen werden können. In Bild 10 ist ein Phasemesser schematisch dargestellt.

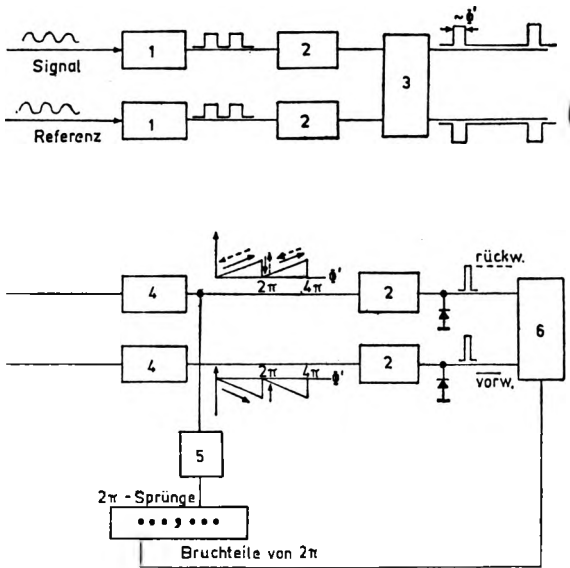


Bild 10. Phasemesser für die Heterodyn-Interferometrie. 1 — Hochpaß, 2 — Differenzierglied (Hochpaß für sehr hohe Frequenzen), 3 — R/S-Flip-Flop, 4 — Tiefpaß, 5 — Analog-Digital-Wandler, 6 — Vor-/Rückwärtszähler

Aus den offset-befreiten Signal- und Referenzwellen werden Rechteckwellen (z.B., via Schmitttrigger, [29]) geformt. Die Übergänge "low/high" liefern Impulse für ein R/S Flip-Flop, wobei das Signal an den Set-Eingang und die Referenz an den Reset-Eingang angelegt wird. Die beiden Ausgänge liefern eine Rechteckspannung, deren Pulslänge proportional der Phasendifferenz Φ der beiden Signale ist. Durch Integration wird jeweils ein Sägezahn gewonnen, im S-Zweig linear wachsend, im R-Zweig fallend. Das Signal kann A/D-gewandelt werden und liefert die Bruchteile einer Periode 2π . Bei einer Verzögerung um 2π springt das Signal nach der Integration. Durch Differentiation und Clipping werden auf getrennten Leitungen Vorw./Rückw.-Impulse gewonnen, je nach Laufrichtung der Phase (— — — Rückw., ——— Vorw.). Diese Signale laufen in einen Vorw./Rückwärtszähler, der den $(2\pi\text{-Sprung})$ -Zähler einstellt. MASTNEB

und MASEK [30] haben ein Phasenmeter mit $2\pi/1000$ angegeben, welches in der Heterodyn-Hologramminterferometrie angewandt wurde. Dabei wird das Interferenzbild mechanisch abgetastet und mit einer 2-Referenzwellenmethode gearbeitet, die eine Auswertung von Hologrammen "a posteriori" erlaubt. Über dieses Gebiet existiert eine zusammenfassende Darstellung von DANDLIKER [31].

In Bild 11 ist eine typische Schaltung für die Optikprüfung wiedergegeben, die auf Arbeiten von MASSIE [32] und MOTTIER [33] beruht. Dieses Interferometer arbeitet mit äußerer Modulation [23] durch 2 akustooptische Modulatoren bei einer Frequenz von 40 bzw. 40,2 MHz. Das Heterodyn-Signal hat daher

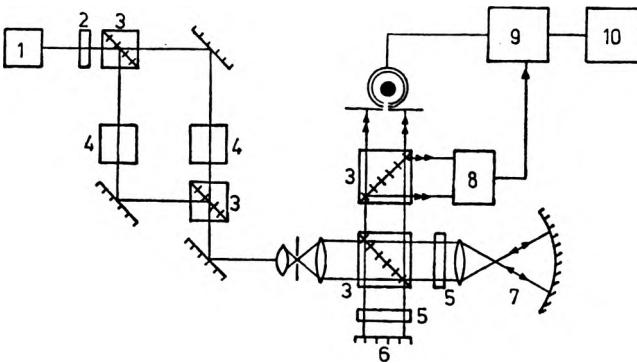


Bild 11. Heterodyn-Interferometer für die Optikprüfung. 1 – Laser, 2 – $\lambda/2$ -Platte, 3 – Polarisationsstrahlenteiler, 4 – akustooptischer Modulator, 5 – $\lambda/4$ -Platte, 6 – Referenzarm, 7 – Testarm, 8 – Image-Dissector-Tube, 9 – Phasenmesser, 10 – Rechner

einen Träger von 200 kHz. Interferometer mit innerer Modulation (Modulatoren befinden sich im Prüflingsinterferometer) wurden von LAVAN et al. bzw. HUGENHOLTZ et al. [34] für Plasmauntersuchungen bzw. Flächenprüfungen angegeben. Das Interferometer Bild 11 ist ein Polarisationsinterferometer. Die beiden Strahlengänge haben verschiedene Frequenzen und sind senkrecht zueinander polarisiert. Es handelt sich um ein Twyman-Green-Interferometer, weshalb dem Polarisationsstrahlenteiler jeweils eine $\lambda/4$ -Platte (im doppelten Durchgang $\lambda/2$ -Platte) folgt. Dadurch wird es möglich, die Energie zum Ausgang rückkopplungsfrei zu leiten. Im Ausgang sorgt ein Polarisationsstrahlenteiler dafür, daß in 2 komplementären Zweigen das Heterodyn-Signal abgenommen werden kann, in dem einen Zweig mit einem Einzeldetektor (Referenzsignal), im anderen mit einer "Image-Dissector" Kamera (IDC), die eine schnelle (x, y)-Abtastung ohne mechanische Bewegung erlaubt (Signalwelle). An den Phasenmesser ist ein Rechner angekoppelt, der die Abtastung überwacht (Abtastspur innerhalb Interferometer-Apertur) und die Phasenwerte weiterverarbeitet. Für das sichere Funktionieren der Methode auch unter extremen Bedingungen wie sie sich z.B. bei der adaptiven Optik [35] ergeben, ist eine automatische Verstärkungsregelung nach dem Photodetektor zweckmäßig, um die Phase mit

hinreichender Genauigkeit bestimmen zu können. Durch die Ableitung des Referenzsignals aus dem Interferenzbild ergibt sich eine hohe Stabilität gegen Phasendriften, verursacht durch ortsunabhängige Wegänderungen. Sollen auch Kippungen miterfaßt werden, so sind 3 Referenzdetektoren erforderlich [32], da eine Ebene räumlich durch 3 Punkte festgelegt ist.

7. Phasensampling-Interferometrie ($\varphi = r\varphi_0$)

Der Übergang von kontinuierlichen zu diskreten Referenzphasenwerten führt zu einer weiteren Auswertetechnik. Durch das Durchstimmen von φ in r Schritten der Größe φ_0 ergeben sich für einen Punkt im Interferometerausgang r -Intensitätswerte I_r . Zur Auswertung eines solchen Satzes von Intensitätswerten läßt sich die Kenntnis des \cos -Charakters einer Zweistrahlinterferenzverteilung (Gl. (6)) nutzen. An sich würden 3 Intensitätswerte, gemessen bei $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ genügen. GALLAGHER, HERRIOTT und BRUNING u.a. [36] haben einen Algorithmus für $R \geq 3$ angegeben, der auf einer Kurvenapproximation, nämlich Funktionen mit \cos -Charakter, beruht. Die Approximation erfolgt mit der Methode der kleinsten Quadrate. In Bild 12 ist der allgemeine Fall mit R Meßwerten I_r pro Periode 2π von φ dargestellt.

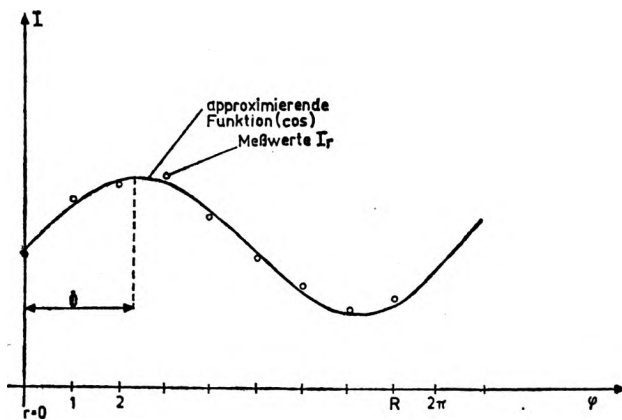


Bild 12. Approximation an die Meßwerte bei der Phasensampling-Interferometrie

Die Gleichung (6) entsprechende ideale Funktion

$$I(x, y) = L + M \cos \varphi + N \sin \varphi \quad (36)$$

mit $L = I_0$, $M = I_0 V \cos \Phi$, $N = I_0 \sin \Phi$

wird an die Meßwerte \hat{I}_r approximiert (s. z.B. [60]). Die Koeffizienten M und N sind

$$M \sim \sum_{r=1}^R \hat{I}_r \sin \varphi_r, \quad N \sim \sum_{r=1}^R \hat{I}_r \cos \varphi_r.$$

Daraus folgt mit Gl. (36)

$$\Phi = \arctan \frac{M}{N} = \arctan \frac{\sum_{r=1}^R \hat{I}_r \sin \varphi_r}{\sum_{r=1}^R \hat{I}_r \cos \varphi_r} \pmod{\pi}. \tag{37}$$

Die Gleichung (37) ist die Grundlage des Phasensampling-Verfahrens. Für $R = 4$ ergibt sich für die Werte $\varphi_r = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ die einfache Formel

$$\Phi = \arctan \frac{\hat{I}_2 - \hat{I}_4}{\hat{I}_1 - \hat{I}_3} \pmod{\pi} \tag{38}$$

die sich besonders gut für die Programmierung auf dem Mikorechner eignet da nur einfache Operationen auszuführen sind.

Wegen der Approximation von $\sin \varphi$ und $\cos \varphi$ kann Gl. (37) auch als Ergebnis einer Fourieranalyse der Meßwerte I_r interpretiert werden, wobei M, N die Fourierkoeffizienten der ersten Ordnung darstellen. Physikalisch gesehen läßt sich die Prozedur auch als synchrone Nachweisteknik [46] interpretieren, wobei die Meßzeit für alle \hat{I}_r eine Bandeneinschränkung ergibt und dadurch elektrisches Rauschen und andere Schwankungen in ihrem Einfluß reduziert.

Der prinzipielle Aufbau eines Interferometers nach dem Phasensampling-Verfahren ist in Bild 13 schematisch dargestellt. Das Licht einer Lichtquelle

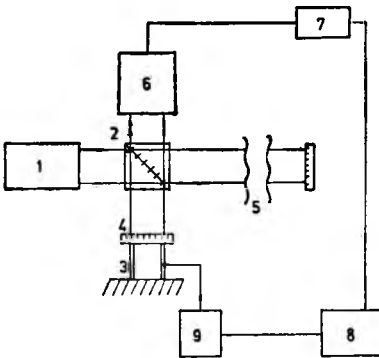


Bild 13. Phasensampling-Interferometer. 1 – Laser, 2 – Strahlenteiler, 3 – piezoelektrischer Phasensteller, 4 – Referenzarm, 5 – Testarm, 6 – Detektor, 7 – Analog/Digitalwandler, 8 – Rechner, 9 – stellbare Hochspannung

(häufig ein Laser) trifft auf einen Teiler, der einen Referenzarm und einen Testarm mit kohärentem Licht versorgt. Im Referenzarm sitzt z.B. ein piezoelektrisch angetriebener Spiegel, der von einem Rechner gesteuert wird (Einstellung von φ_r). Die Ausgestaltung des Testarmes hängt von der Meßaufgabe ab. Der Prüfling erzeugt eine Wellenfront, die Phasenabweichungen Φ hat. Im Interferometerausgang steht ein Detektor (CCD-Array oder digitalisiertes Vidikon), welcher die Werte I_r über A/D-Wandlung an den Rechner gibt. Der Meßvorgang umfaßt das Einstellen der φ_r und das Einlesen der I_r (Zeitbe-

darf im allgemeinen 3 s). Anschließend wird lediglich noch gerechnet. Eine ausführlichere Darstellung wird in [47] gegeben.

Die Phasensampling-Technik ("fringe-scanning", "phase-measuring technique", "digital measuring interferometry") ist inzwischen weit verbreitet und wird in 3 kommerziellen Geräten [38] angewandt. In einer Reihe von Arbeiten werden die vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten diskutiert [39].

WYANT [40] und STUMPF und KOLIOPOULOS [21] haben eine etwas modifizierte Variante der Phasensampling-Technik angegeben. Dabei wird φ linear vergrößert von $0-2\pi$ und durch Aufteilung in 4 Zeitintervalle in 4 Zeitabschnitten integriert. Dabei ergibt sich eine gleichartige Rechenvorschrift wie Gl. (37).

Die meisten Phasensampling-Interferometer arbeiten nach dem Twyman-Green-Prinzip. MOORE und SLAYMAKER [43] und das Gerät Mark III [38] von Zygo Corp. arbeiten mit einem sphärischen Fizeau-Interferometer. Dabei treten Probleme durch die Inkonstanz der Phasenschiebung über die Prüflingsapertur auf. In [42, 43] sind Kompensationstechniken diskutiert.

8. Meßfehler und Meßgrenzen

Für einen Vergleich der verschiedenen Verfahren untereinander müssen Meßgrenzen und Meßfehler als wesentliche Parameter betrachtet werden. GROSSO und CRANE [41] haben die Fehlerquellen bei der Phasenmessung vom Standpunkt der Flächen- und Systemprüfung klassifiziert in solche (statistische), die sich durch zeitliche Mittelung reduzieren lassen und solche (systematische), die sich nicht reduzieren lassen. Es ist für die Beurteilung nützlich, die wichtigsten Fehlerquellen aufzuführen:

Umwelteinflüsse

- Temperatur-Driften,
- Schwingungen,
- mechanische Verspannungen,
- Luftturbulenzen,
- Luftschichtung.

Methodenabhängige Einflüsse

- Referenzphasenfehler,
- elektrisches Rauschen,
- Quantisierungs- und Rechenfehler (begrenzte numerische Genauigkeit).

Generelle Fehlerquellen der Interferometrie

- Störinterferenzen (spurious fringes),
- Kohärentes Rauschen (speckling, dust diffraction),
- Aberrationen bei der Abbildung des Interferenzbildes auf den Detektor [58].

Für das Phasensampling-Verfahren wurden von BRUNING u.a. [36], SCHWIDEE u.a. [42] und WYANT [40] die wichtigsten Fehlertypen untersucht. Für die Heterodyninterferometrie hat DÄNDLIKER [31] insbesondere die Rolle des „speckling“ auf die Meßgenauigkeit untersucht. Anhand der Zusammenstellung von Tabelle (siehe S. 280–81) wird verständlich, weshalb sich die Phase-Sampling-Technik in der hochgenauen Optikprüfung durchgesetzt hat.

Bei größeren Phasenabweichungen Φ sind allerdings Phase-lock- und Heterodyn-Verfahren flexibler als das Phasensampling-Verfahren, wenngleich auch hier durch die Benutzung größerer Matrizen (100×100 oder 488×380) die Zahl der verarbeitbaren Streifen z.B. 200 pro Interferogram betragen kann. Zuden muß bedacht werden, daß die Genauigkeit bei Heterodyn- und Phase-lock-Verfahren von der Abtastgenauigkeit abhängt, da starke Phasengradienten bei entsprechend großen Ortsfehlern zu beträchtlichen Phasenfehlern führen. Ferner ist die große Zahl der Sampling-Punkte beim Phasensampling-Verfahren im EDV-Programm nur bis zur Beseitigung der Phasensprünge erforderlich. Danach kann der Datenumfang durch Auswahl stark komprimiert werden, ohne daß ein Verlust an Genauigkeit bei der Vermessung der Makrogeometrie eintritt.

9. Anwendungsmöglichkeiten

Die Echtzeitinterferometrie hat ein außerordentlich breites Anwendungsfeld. In der Optikprüfung sind es vor allem das Fizeau-, das Twyman-Green- und das Mach-Zehnder-Interferometer [4, 46], die für Prüfzwecke verwandt werden.

Das Fizeauinterferometer wird hauptsächlich zu *Planflächenprüfung* und *Sphärenprüfung* eingesetzt. Bild 14 zeigt ein Fizeau-Planflächenprüfgerät, das mit dem technischen Zubehör der Phasensampling-Technik ausgerüstet ist.

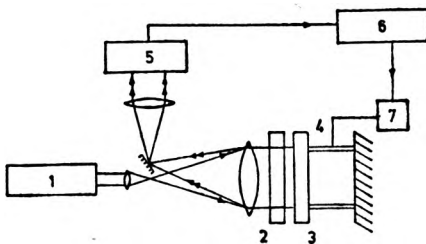


Bild 14. Phasensampling-Fizeauinterferometer für die Planflächenprüfung. 1 – Laser, 2 – Referenz, 3 – Prüfling, 4 – piezoelektrischer Phasensteller, 5 – Detektor, 6 – Rechner, 7 – Hochspannung

Optische Systeme, Sphären, Prismen und Gitter werden am häufigsten mit dem Twyman-Green-Interferometer vermessen [36, 38, 39]. Bild 15 zeigt eine sehr flexible Variante zur Sphären- und Systemprüfung. Ganz wesentlich in diesem Zusammenhang sind Absolutverfahren, die eine Eichung des Gerätes ermöglichen [36, 7].

Die Prüfung *asphärischer Flächen* läßt sich mit synthetischen Hologrammen [7, 48] (RSH) in einem Mach-Zehnder-Interferometer (Bild 16) vornehmen. Die Fehler des Interferometers gehen zunächst in die Messung voll ein. Da aber

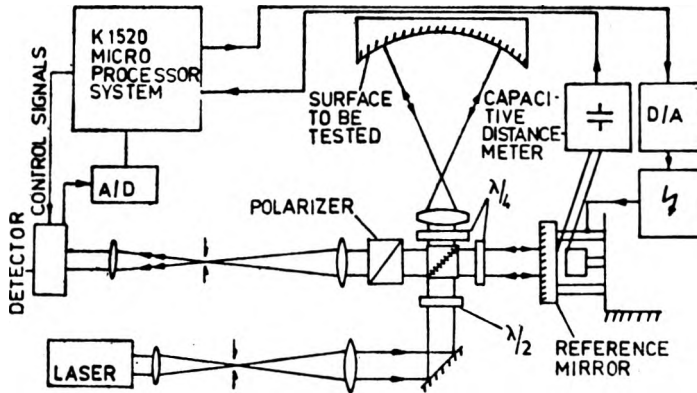


Bild 15. Twyman-Green-Interferometer mit Phasensampling-Technik

ein Rechner mit einem Speicher angeschlossen ist, kann eine Differenztechnik [48] genutzt werden, um die Fehler der Interferometerspiegel und des Hologrammträgers zu eliminieren. Dazu denke man sich zunächst Asphäre und Kompensationslinse aus dem Strahlengang entfernt. Das Interferometer arbeitet in diesem Fall mit der nullten Beugungsordnung des synthetischen Hologramms.

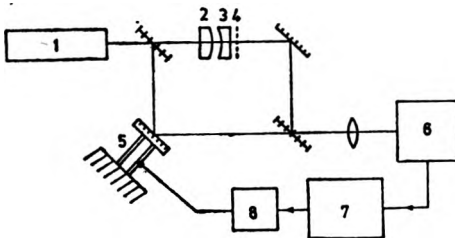


Bild 16. Echtzeit-Interferometer für die Prüfung asphärischer Flächen. 1 – Laser, 2 – Kompensationslinse, 3 – Asphäre, 4 – rotationssymmetrisches Hologramm, 5 – piezoelektrischer Phasensteller, 6 – Detektor, 7 – Rechner, 8 – Hochspannung

Die nahezu ebenen Wellen der beiden Strahlengänge werden überlagert und die Phase gemessen und gespeichert. Damit ist das Interferometer geeicht. Nunmehr können Kompensationslinse und asphärische Linse in den Strahlengang eingebracht werden. Das synthetische Hologramm kompensiert die aus Linse plus Asphäre resultierende Welle in eine nahezu ebene Welle, die die Abweichungen der Asphäre vom Ideal trägt. Nach der Messung dieser Wellenfront und Differentialbildung der Daten beider Messungen hat man die Abweichungen der Asphäre frei von störenden Aberrationen aus Interferometer und Hologrammträger.

Auch *technische Oberflächen* lassen sich bezüglich ihrer *Ebenheit* testen. Ein typisches Anwendungsbeispiel ist die Prüfung von Halbleiterscheiben (z.B.

Si, Ge, Ga_xAs_{1-x}). Hierbei sind die Anforderungen an die Tiefenauflösung nicht so groß, weshalb man durch schräge Inzidenz die effektive Wellenlänge vergrößern kann [49].

Mit Hilfe der Heterodyninterferometrie [32] läßt sich durch eine entsprechende Samplingdichte das Problem der zahlreichen Interferenzstreifen lösen, welches die Phasensampling-Technik bei der *Rauhigkeitsmessung* zunächst hat.

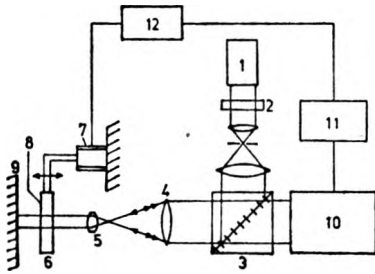


Bild 17. Rauhigkeitsmessung. 1 – Laser, 2 – $\lambda/2$ -Platte, 3 – Polarisationsstrahlenteiler, 4 – Tubuslinse, 5 – Mikroobjektiv, 6 – $\lambda/4$ -Platte, 7 – piezoelektrischer Translator, 8 – Referenzfläche, 9 – Prüfungsfläche, 10 – Vidicon, 11 – Rechner, 12 – Hochspannung

Inzwischen ist aber insbesondere durch die Computerentwicklung [50] (umfangreichere Speicher, höhere Rechengeschwindigkeiten und 32-bit-Wortlängen) das Problem entschärft, wie es z.B. von CHEN [44] demonstriert wurde. Dabei wird ein Fizeau-Interferenzmikroskop (Bild 17) benutzt. Ein Satz von 128×128 Datenpunkten wurde vermessen und der Einsatz einer CCD-Matrix 488×380 pixels wird in Erwägung gezogen. Durch die Benutzung eines Polarisationsstrahlenteiler und einer $\lambda/4$ -Platte im doppelten Durchgang läßt sich ein Großteil der Wellenfrontstörungen unterdrücken. Solche Messungen an optischen Oberflächen interessieren bei Untersuchungen des Polierprozesses, des Streuverhaltens hochauflösender Systeme und der Streuung bei der Abbildung im Röntgenbereich [45] (Röntgenmikroskop, Teleskop).

Die Erfassung der *Makrogeometrie geschliffener Oberflächen* läßt sich nur mit entsprechend großen Wellenlängen (z.B. CO₂-Laser, $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$) oder mit den Mitteln der Zwei-Wellenlängeninterferometrie vornehmen [51]. Dabei wird die Wellenlänge effektiv vergrößert

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{|\lambda_2 - \lambda_1|}, \quad (39)$$

wobei λ_1, λ_2 zwei benachbarte Wellenlängen eines Lasers (z.B. Argonlaser) sind. Das Problem der Zwei-Wellenlängeninterferometrie besteht darin, daß hohe räumliche Auflösung nötig ist, um die niederfrequenten Interferenzbilder mit λ_{eff} sichtbar machen zu können. Trotzdem bleibt der Kontrast schlecht, selbst wenn aus dem additiven Moiré durch nichtlineare Signalverarbeitung ein multiplikatives Moiré erzeugt wird. Aus diesem Grunde wird häufig mechanisch abgetastet, um die räumliche Auflösung zu sichern.

In der *Hologramminterferometrie* sind vor allem die Heterodyn-Interferometrie mit zwei Referenzwellen nach DÄNDLIKER [31], hochauflösende Streifeninterpolationsverfahren [10], und ein Phasensampling-Interferometer mit elektrooptischem Modulator und einer 3 Referenzphasenverarbeitung [39] bekannt geworden.

Durch die Einführung einer zweiten Referenzwelle in die "frozen fringe technique" [31] lassen sich die holographischen Interferogramme auch "a posteriori" in Echtzeit auswerten. Das Prinzip dieser Methode sei hier anhand von Bild 18 dargestellt. Das Laserlicht wird an einem Radialgitter in 3 Wellen zerlegt.

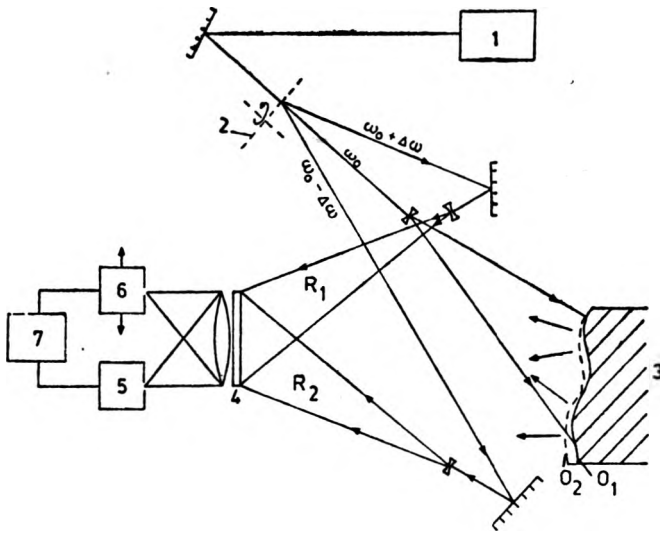


Bild 18. Heterodyn-Interferometer mit zwei Referenzwellen für die Hologramminterferometrie. 1 – Laser, 2 – Gitter (Phasenschieber), 3 – Prüfling, 4 – Hologramm, 5 – Intensitätsdetektor D_1 , 6 – Intensitätsdetektor D_2 , 7 – Phasendetektor

Bei Rotation des Gitters sind die ersten Beugungsordnungen um $\pm \Delta\omega$ gegenüber der nullten Beugungsordnung verschoben (Gl. (27)). Bei der Hologrammaufnahme wird der Zustand O_1 des Objektes mit der Referenzwelle R_1 , danach der Zustand O_2 mit R_2 bei ruhendem Gitter gespeichert. Während der Rekonstruktion (ohne Welle ω_0 vom Objekt, beide Referenzwellen zugleich) wird jedoch das Radialgitter in Rotation versetzt, so daß die rekonstruierte Objektwelle O_2 gegenüber O_1 einen zeitabhängigen Phasenterm $e^{i2\Delta\omega t}$ hat. Die Phasendifferenz Φ zwischen dem festen Referenzdetektor D_1 und dem abtastenden Detektor D_2 wird dann mit der Heterodyn-Technik meßbar. Ebenso könnte natürlich auch das Phasensampling-Verfahren verwendet werden, nur mit dem Unterschied, daß die Phasenvariation diskontinuierlich vorgenommen wird. Voraussetzung dafür ist allerdings ein flächenhafter Detektor mit ausreichender pixel-Dichte. Hier kommen insbesondere CCD-Matrix-Sensoren in Betracht [2].

Um den Vektor der Verschiebung für jeden Objektpunkt im holografischen Interferogramm bestimmen zu können, werden mehrere Beobachtungsrichtungen bzw. Objektbeleuchtungsrichtungen benötigt (s. z.B. [53, 59, 10]). Das zugehörige Gleichungssystem ist häufig schlecht konditioniert, weshalb die Genauigkeit bei der Bestimmung des Verschiebungsvektors von der Phasenmeßgenauigkeit abhängt. Daraus erklärt sich auch in diesem Anwendungsgebiet der Trend zu hochgenauer Echtzeitauswertung. Der Vorteil der "frozen fringe" Technik, nämlich kontrastreiche Streifen, läßt sich durch die Anwendung von thermoplastischem Aufzeichnungsmaterial [54] auf eine Quasi-Echtzeitinterferometrie übertragen, da das thermoplastische Material im "write/erase"-Betrieb arbeitet.

Wellenfrontmessung für die adaptive Optik [52] läßt sich auf zwei verschiedenen Wegen realisieren: Differenzmessung von Wellenfronten mittels Shearingverfahren (bestimmt wird $\text{grad } W(x, y)$) und Vergleich der Wellenfront mit einer idealen Referenzwelle (z.B. Erzeugung der Referenzwelle aus der gleichen Welle durch Beugung an einer feinen Lochblende).

Die *Shearingverfahren* arbeiten mit rotierenden Radialgittern [21] oder Bragg-Zellen [35]. Aus 2 Shearinterferogrammen folgen näherungsweise die partiellen Ableitungen $\partial\Phi/\partial x = k\partial W/\partial x$ und $\partial\Phi/\partial y = k\partial W/\partial y$. Aus diesen Ableitungen wird $W(x, y)$ durch numerische Integration berechnet [40]. Eine ausführliche Beschreibung wurde von HUNT [56] gegeben, wobei für die Lösung Relaxationsmethoden anwendbar sind, die eine schnelle Berechnung erlauben. Zur Kompensation atmosphärischer Effekte stehen nur Rechenzeiten von 10^{-2} s zur Verfügung.

Zur Ableitung einer *aberrationsfreien Vergleichswelle* aus dem zu testenden Wellenfeld kann die von SMARTT [57] angegebene Methode dienen. Im Zentrum des Fokus einer konvergierenden Welle wird ein kleines Loch in einem semitransparenten Film angebracht. Dadurch ist es möglich, eine ideale Kugelwelle als Referenzwelle für die Welle zu gewinnen, die durch das Umfeld des Loches hindurchtritt. WYANT [52] gibt 2 Varianten an, die eine Phasenstellung durch $\lambda/4$ -Platte, rotierende $\lambda/2$ -Platte und Polarisator (s. Abschnitt 7) erlauben (Bild 19) und damit Heterodyn- und Phasensampling-Techniken ermöglichen.

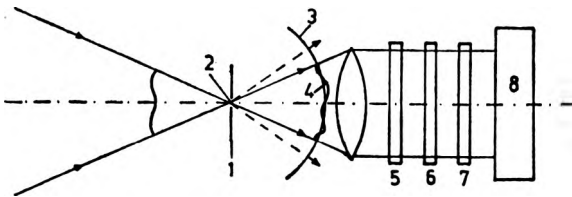


Bild 19. Smartt-Interferometer für die Echtzeitinterferometrie. 1 – $\lambda/2$ -Platte, semitransparent, 2 – kleine Öffnung, 3 – gebeugte Referenzwelle; 4 – Prüllingswelle, 5 – $\lambda/4$ -Platte, 6 – rotierende $\lambda/2$ -Platte, 7 – Polarisator, 8 – Detektor

Vergleich verschiedener Verfahren der Echtzeitinterferometrie*

	Streifeninterferometrie	Phase-Lock-Interferometrie	
Referenzphase	$\varphi = p_0 + p_1 x$	$\varphi = a \sin \omega t$	
Zahl N der Streifen ¹	$5/q < N < 100/q$	$N < q/d$	
Abtastung	– mechanisch – Vidikon [13]	– mechanisch – Galvanometerablenkung [27]	
Phasenmodulator		PZT, elektrodynamisch	
Meßzeit	mech. Abt.: Minuten Vidikon < 1 s	mech. Abt.: Minuten Galvanom < 20 s	
Genauigkeit ³ (rms)	$\lambda/20$ [9,14] $\lambda/100$ [13]	$\lambda/30$ [27]	
Lasertyp und benötigte Leistung	HeNe < 1 mW	HeNe 1 mW	
Zahl der Meßpunkte	25×25 [14]	500 [27]	
Umwelt	Temperatur	mech. Abt.: * ⁴ Vidikono ⁵	*(bei langsamer Abtastung)
	Vibrationen	*(bei großen Amplituden)	*
	Luftturbulenz	*	*
	Luftschichtung	*	*
	mech. Verspannung	*	*
Meßfehler durch	Fehler der Referenzphase φ		* Fehler geht direkt in die Messung ein
	Elektronisches Rauschen	Vidikon: *	* Fehler $\sim 1/\text{Meßzeit}$
	Quantisierung		○(12 bit erforderlich)
	Störinterferenz	*	*
	kohärentes Rauschen	*wegen Streifen $ \text{rms} > \lambda/60$	*○ bei Mittelung mit Meßblende
	Aberrationen der Abbildungsoptik	*wegen Streifen (Sinus-Tangensbedingung [58])	○ falls paralleler Schnitt
	Verzerrung der Empfänger geometrie	* wegen Streifen bei Vidikon	* Abtastfehler

* Erläuterungen siehe S. 282

Heterodyninterferometrie	Phasensampling-Interferometrie
$\varphi = \omega t$	$\varphi = r\varphi_0$
$N < q/d$	möglichst $N \approx 0$ (paralleler - Schnitt), $N < q/2\delta$
<ul style="list-style-type: none"> - mechanisch - Image Dissektor Tube (IDT) [23] 	Empfängermatrizen: CCD Photodioden, digitalisiertes Vidikon
Gitter, AOM, rot. $\lambda/2$ -Platte, EOM ² , Zweifrequenzlaser	PZT, Gitter, EOM ² , rot. $\lambda/2$ -Platte
mech. Abt.: Minuten IDT ≈ 1 s	< 5 s
$\lambda/100$ [32] $\lambda/1000$ [31]	$5\lambda/1000$ [37] $1,5 \lambda/1000$ [42]
ArKr 100 mW	HeNe < 1mW (z.B. $300\mu\text{W}$ [42])
1100 [32] 256×256 , adressierbar [33]	32×32 [37,42] 100×100 [38] 128×128 [44]
o	o
o	o
*	* aber durch Mittelung leicht o
*	*
*	*
	* aber kompensierbar [42]
* Phasengitter, i.a. $< 2\pi/1000$ [30]	* $ \text{rms} < \lambda/2000$
	bei 8 bit $ \text{rms} < \lambda/1000$
*	* aber kompensierbar [42]
*, o bei Mittelung mit Abtastblende	*, o imparallelen Schnitt und unscharfe rotierende Mattscheibe
o falls paralleler Schnitt	o im parallelen Schnitt [47]
* Abtastgenauigkeit IDT	o bei intergrierten CCD-Empfängermatrizen

Auch ein *Radialshearinterferometer* [46] läßt sich zur Gewinnung einer aberrationsfreien Welle heranziehen, wenn der Shear sehr groß wird [52]. Dann ist in dem aufgeweiteten Bündel $|\text{grad } \Phi|$ hinreichend klein, und das nicht aufgeweitete Bündel kann mit diesem nahezu aberrationsfreien Bündel als Referenz vermessen werden. Für die Kompensation atmosphärischer Wellenfrontdeformationen reichen Genauigkeiten von 1/10 Streifen aus, weshalb der terminus technicus "wavefront estimation" geprägt wurde. Die Bewältigung der Geschwindigkeitsprobleme hat auch zu Analoglösungen bei shearinterferometrischen Wellenfrontsensoren geführt [35].

Als weitere Anwendungsfälle sind noch zu nennen:

- Prüfung von GRIN-rods als Faserkoppler [39],
- Prüfung von Preforms (Untersuchung der Brechzahlverteilung quer zum Durchmesser) [13],
- Messung von Resonatordeformationen im Betriebszustand [55].

10. Zusammenfassung

Die Zweistrahl-Echtzeitinterferometrie hat sich in den letzten Jahren stark entwickelt und große praktische Bedeutung erlangt. Neben der aus der konventionellen Streifenauswertung hervorgegangenen Interferenzstreifen-Interferometrie sind als spezifische Echtzeitverfahren Phase-Lock-, Heterodyn- und Phasesampling-Interferometrie entstanden. Bei einem Vergleich der Vor- und Nachteile der verschiedenen Verfahren wird verständlich, warum sich die Phasesampling-Technik in der hochgenauen Optikprüfung durchgesetzt hat. Unter den zahlreichen Anwendungsmöglichkeiten sind neben der Optikprüfung die Prüfung der Ebenheit glatter technischer Oberflächen (z.B. Wafer), die Prüfung rauher Oberflächen hinsichtlich Geometrie und Rauigkeit, die Hologramminterferometrie und die Wellenfrontmessung für die adaptive Optik besonders hervorzuheben.

1) N – Anzahl der Interferenzstreifen, die mit dem Verfahren bearbeitet werden können. q – Durchmesser des Interferenzbildes auf dem Empfänger. d – Durchmesser des Abtastflecks. δ – Abstand zweier Empfängerelemente.

2) Elektrooptischer Modulator [39].

3) Angegeben ist die Genauigkeit (mittlere quadratische Abweichung rms), mit der die Abweichung der Wellenfront aus dem Testarm von einer Vergleichs- bzw. idealen Wellenfront gemessen werden kann. In vielen Fällen, z.B. bei der Prüfung optischer Oberflächen, ist aber nicht diese Wellenfrontabweichung, sondern die Abweichung des Prüflings von einem Ideal die eigentlich gesuchte Größe. Beide Abweichungen und damit auch die Meßgenauigkeit hängen in bestimmter Weise voneinander ab. Z.B. ist die Genauigkeit, mit der die Abweichung einer Prüflingsfläche im Twyman-Green-Interferometer gemessen wird, wegen der Reflexion doppelt so groß wie die Genauigkeit der Wellenfrontmessung.

4) * bedeutet: Die Fehlerquelle kann bei dem Verfahren zu einem spürbaren Meßfehler führen.

5) o bedeutet: Das Verfahren ist gegenüber der betrachteten Fehlerquelle unempfindlich.

Literatur

- [1] *New Developments in Interferometry*, Perkin Elmer Corp., Proc. of Symp. 1967.
- [2] *Electronic 2000*, Vertriebs GmbH, Fairchild-CCD, Katalog, 1981.
- [3] KEMPE V., LANGE W., *Radio Fernsehen Elektronik* **33** (1984), 143.
- [4] BORN M., WOLF E., *Principles of Optics*, Pergamon Press, Oxford 1964, S. 257.
- [5] KOPPELMANN G., KREBS K., *Optik* **18** (1961), 349.
- [6] ROESLER F. L., *J. Opt. Soc. Am.* **52** (1962), 471.
- [7] SCHULZ G., SCHWIDER J., [in] *Progress in Optics* (Ed. E. Wolf), Vol. 13, North Holland Publ. Co., Amsterdam 1976, S. 93. SCHWIDER J., SCHULZ G., u.a. *Opt. Acta* **13** (1966), 103. SCHWIDER J., *ibid.* **14** (1967), 389. SCHULZ G., *ibid.* **14** (1967), 375. SCHULZ G., *ibid.* **20** (1973), 699. ELBNER K.-E., GRZANNA J., SCHULZ G., *ibid.* **27** (1980), 563.
- [8] JONES R. A., KADAKIA P. L., *Appl. Opt.* **7** (1968), 1477.
- [9] ROSENZWEIG D., ALTE B., *A Facility for the Analysis of Interferograms*, ASTM Special Technical Publication 666, Philadelphia 1979, S. 121.
- [10] NAKADATE S., u.a., *Opt. Engin.* **20** (1981), 246.
- [11] SNYDER J. J., *Laser Focus* **5** (1982), 55. SNYDER J. J., *Appl. Opt.* **19** (1980), 1223. SNYDER J. J., *Apparatus and Method for Determination of Wavelength*, US Patent 4 173 442 6, Nov. 1979.
- [12] DEW G. D., *J. Sci. Instrum.* **41** (1964), 160. DYSON J., *Appl. Opt.* **2** (1963), 487.
- [13] MARCUSE D., PRESBY H., *Proc. IEEE* **68** (1980), 666. AUGUSTIN W. H., u.a., *Proc. SPIE* **153** (1978), 146.
- [14] *Interferometer System Mark II*, Firmenschrift Zygo Corp., 1978.
- [15] WOMACK K. H., u.a., *Proc. SPIE* **192** (1979), 134.
- [16] COCHRAN W. T., u.a., *Proc. IEEE AU-15* (1967), 45. COOLEY J. W., TUKEY J. W., *Math. Comput.* **19** (1965), 297.
- [17] TAKEDA M., u.a., *J. Opt. Soc. Am.* **72** (1982), 156. VITRICHENKO E. A., u.a., *Dokl. Akad. Nauk USSR* **268** (1983), 91.
- [18] MACY W. W., *Appl. Opt.* **22** (1983), 3898. MERTZ L., *ibid.* **22** (1983), 1535, MERTZ L., *ibid.* **22** (1983), 1530.
- [19] ICHIOKA Y., INUIJA M., *Appl. Opt.* **11** (1972), 1507.
- [20] DÖRBAND B., HERTEL J., STOCKMANN M., *Ein rechnergesteuertes Twyman-Green-Interferometer*, DGaO-Tagung, 1968, Vortrag A 52. DÖRBAND B., *Optik* **60** (1982), 161.
- [21] STUMPF K., *Proc. SPIE* **153** (1978), 42. KOLIPOULOS Ch., *Appl. Opt.* **19** (1980), 1523.
- [22] DÄNDLIKER R., INEICHEN B., *Proc. SPIE* **99** (1977), 90.
- [23] CRANE R., *Appl. Opt.* **8** (1969), 538. HONG Z. H., *ibid.* **22** (1983), 2052. SOMMARGREEN G. E., *J. Opt. Soc. Am.* **65** (1975), 960.
- [24] CLARKE D., GRAINGER J., *Polarization and Optical Measurement*, Pergamon Press, Oxford 1971.
- [25] MÜLLER G., WINKLER R., *Optik* **28** (1968/69), 143.
- [26] WATSON G. N., *Theory of Bessel Functions*, University Press, Cambridge 1958.
- [27] MOORE D., u.a., *Appl. Opt.* **17** (1978), 3959. MOORE D., TRAUX B., *ibid.* **18** (1979), 91. YOSHIZAWA T., u.a., *Opt. Commun.* **42** (1982), 399. JOHNSON G., MOORE D., *Proc. SPIE* **103** (1977), 76. LEINER D., MOORE D., *Rev. Sci. Instrum.* **49** (1978), 1702. PRIMAK W., *Opt. Engin.* **20** (1981), 481.
- [28] FREITAG W., GROßMANN W., *Jenaer Rundschau* **25** (1980), 164. DÖPEL P., TANDLER H., *Gerät zur interferometrischen Mikroskopobjektivprüfung*, Dissertation, Technische Hochschule, Ilmenau 1977. FREITAG W., GROßMANN W., TANDLER H., *Feingerätetechnik* **18** (1979), 247.

- [29] TIETZE H., SCHENK Ch., *Halbleiterschaltungstechnik*, Springer-Verlag, Berlin 1980, S. 685.
- [30] MASTNER J., MASEK V., *Rev. Sci. Instrum.* **51** (1980), 926.
- [31] DÄNDLIKER R., [in] *Progres in Optics* (Ed. E. Wolf), Vol. 17, North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1980. S. 34.
- [32] MASSIE N. A., *Proc. SPIE* **153** (1978), 126. MASSIE N. A., u.a., *Appl. Opt.* **18** (1979), 1797. MASSIE N. A., *ibid.* **19** (1980), 154.
- [33] MOTTIER F. M., *Proc. SPIE* **153** (1978), 133.
- [34] LAVAN M. J., u.a., *J. Test. and Evaluation* **5** (1977), 382. HUGENHOLTZ C. A. J., MAD-DENS B. J. H., *Rev. Sci. Instrum.* **50** (1979), 1123.
- [35] HARDY J. W., *Proc. IEEE* **66** (1978), 651.
- [36] GALLAGHER J. E., HERRIOTT D. R., *Verfahren und Vorrichtung zur Wellenfrontmessung*. Patent WP 779, 5.4.73. Priorität US 109 220 (1971). BRUNING J. H., HERRIOTT D. R., u.a., *Appl. Opt.* **13** (1974), 2693.
- [37] BAULE B., *Die Mathematik des Naturforschers und Ingenierus*, Band II, Hirzel-Verlag, Leipzig 1956, S. 61.
- [38] Firmenschrift Tropel Inc. *DIAD System Modell 550*, Firmenschrift, Spectra-Physics Inc., Mountain View 1981. BALASUBRAMANIAN N., DE BELL G. W., *Proc. SPIE* **230** (1980), 180. *Zygo Mark III Phaseninterferometer*, Firmenschrift, Oriel GmbH, Darmstadt 1983. SCHAHAM M., *Preprint SPIE 25th Annual Intern. Technical Symp.*, San Diego 1981.
- [39] MAHANY R., BUZAWA M., *Proc. SPIE* **192** (1979), 50. FRANTZ L., u.a., *Appl. Opt.* **18** (1979), 3301. DOHERTY V., *Proc. SPIE* **192** (1979), 140. CLINE T. W., JANDER R. B., *Appl. Opt.* **21** (1982), 1035. HARIHARAN P., u.a., *Opt. Commun.* **41** (1982), 393. WYANT J. C., *Laser Focus* (1982), 65.
- [40] WYANT J. C., *Appl. Opt.* **14** (1975), 2622.
- [41] GROSSO R., CRANE R., *Proc. SPIE* **192** (1979), 65.
- [42] SCHWIDER J., BUROW R., ELBNER K.-E., GRZANNA J., SPOLACZYK R., MERKEL K., *Appl. Opt.* **22** (1983), 3421.
- [43] MOORE R., SLAYMAKER F., *Proc. SPIE* **220** (1980), 75.
- [44] CHEN Ch., MAYMON P., *Proc. SPIE* **316** (1981), 9.
- [45] *High Resolution Soft X-ray Optics*, *Proc. SPIE* **316** (1981).
- [46] MALACARA D. (Ed.), *Optical Shop Testing*, John Wiley and Sons, New York 1978.
- [47] SCHWIDER J., u.a. *Echtzeitinterferometrie für die Optikprüfung*, (in Vorb.).
- [48] SCHWIDER J., *Holographisch-interferometrische Prüfverfahren für asphärische Flächen*, Dissertation, Technische Hochschule, Ilmenau 1977. SCHWIDER J., BUROW R., *Optica Applicata* **6** (1976), 83. SCHWIDER J., Patent WP 148 844 DDR (1970), WP 156 740 DDR (1971). SCHWIDER J., BUROW R., *Optica Applicata* **9** (1979), 33. SCHWIDER J., u.a., *ibid.* **9** (1979), 39. SCHWIDER J., u.a., *Opt. Acta* **27** (1980), 683.
- [49] BIRCH K. J., *J. Phys. E: Sci. Instr.* **6** (1973), 1045. JAERISH W., MAKOSCH G., *Appl. Opt.* **12** (1973), 1552. ABRAMSON N., *Optik* **30** (1969), 56. KEPPERT M., u.a., *Interferometer na měřeni rovinnosti Si-substrate*, Emicon 83, Tatranska Lomnica 1983 (Zbornik prednášok), S. 169 (tschechisch). BETTES T., *Semicond. Int.* **2** (1982), 77.
- [50] BEYERS J., u.a., *Hewlett-Packard J.* **8** (1983), 3. BURKHART K., u.a., *ibid.* **8** (1983), 7.
- [51] FERCHER A. I., *Laser Optoelektron.* **15** (1983), 301. TIZIANI H. J., *ibid.* **15** (1983), 315.
- [52] WYANT J. C., [in] *Proc. AGARD Conf. No. 300, Special Topics in Optical Propagation* (Ed. P. Halley), Neuilly-Sur-Seine 1981, S. 48/1.
- [53] SCHREIBER W., WENKE L., [in] *12. Frühjahrsschule Optik*, Kurzfassungen der Vorträge, Physik. Ges. der DDR, Dresden 1980, S. 44.
- [54] URBACH J. C., [in] *Principles of Holography* (Ed. H. M. Smith), Springer-Verlag, Berlin 1977, S. 161.
- [55] WEBER W., *Feinwerktechn. u. Meßtechn.* **92** (1984), 23.

- [56] HUNT B. R., J. Opt. Soc. Am. **69** (1979), 393.
- [57] SMARTT R. N., STEEL W. H., Jap. J. Appl. Phys., **14**, Suppl. 1 (1975), 351.
- [58] SLOMBA A. F., FIGOSKI J. W., Proc. SPIE **153** (1978), 156. BIDDLES B. J., Opt. Acta **16** (1969), 137. HARRIS J. S., *The Universal Fizeau Interferometer*, Dissertation, Reading University, 1971. ELBNER K.-E., WALLBURG S., [in] *12. Frühjahrsschule Optik*, Kurzfassungen der Vorträge, Physik. Ges. der DDR, Dresden 1980. S. 12. ELBNER K.-E., WALLBURG S., [in] *Beiträge zur Optik und Quantenelektronik 7*. Phys. Ges. der DDR, Berlin 1982, S. 142.
- [59] WERNICKE G., OSTEN W., *Holographische Interferometrie*, Fachbuchverlag, Leipzig 1982.
- [60] WILLERS F. A., *Methoden der praktischen Analysis*, Walter de Gruyter, Berlin 1957, S. 214.

Received December 10, 1984

Интерферометрия в реальное время

Для скорой и точной оценки интерференционных изображений применены методы интерференции в реальное время, которые за последние годы развиваются очень бурно. Так как распределение интенсивности периодически зависит от фазы, иногда следует решить вопросы знака и мода 2π . С этой целью соответствующим образом выбирают фазу отнесения. Оценка производится по четырём основным направлениям: оценки интерференционных линий, фазочувствительной интерферометрии, гетеродинной интерферометрии, а также интерферометрии проб. Дан обзор методов и обсуждены измерительные ошибки, пределы измерений, а также возможности применения.