

Optische Mikroprofilometrie: Meßprinzipien, Auflösungsvermögen und Meßwertverarbeitung

B. HARNISCH, H. TRUCKENBRODT

Friedrich Schiller Universität, Sektion Technologie für den Wissenschaftlichen Gerätebau, Wissenschaftsbereich Technische Optik, Ernst Thälmann Ring 32, Jena 6900, DDR.

Mit optischer Profilometrie ist man in der Lage, berührungslos Oberflächenprofile mit interferometrischer Genauigkeit zu vermessen. Bei interferenzoptischen Profilometern ist die vertikale Auflösung des Oberflächenprofils durch die Meßgenauigkeit der Interferenzfeldphase und die laterale Auflösung durch die Beugung im optischen System begrenzt. Die Auflösung des Oberflächenprofils wird ebenfalls durch die Rauheit der Referenzfläche bestimmt. Die Bestimmung der Rauheitsparameter und der statistischen Funktionen aus dem Oberflächenprofil wird beschrieben.

1. Einführung

Aus der ständig steigenden Integrationsdichte in der Mikroelektronik erwachsen einerseits immer höhere Anforderungen an die Oberfläche und andererseits die Forderung nach neuen Lichtquellen im Bereich kürzerer Wellenlängen.

Die Oberflächenrauheit erzeugt bei Reflexion und Transmission eine Streuung von Licht, die zu Streulichtverlusten und Phasenvariationen der Wellenfläche führt. Laser erfordern Spiegel mit geringen Verlusten (Streuung und Absorption) um die Resonatorverluste klein zu halten. Zusätzlich kann die Oberflächenqualität durch Schichten bzw. Schichtsysteme beeinflusst werden. Die Streuung stellt auch hier eine Grenze bezüglich der Anzahl der Schichten dar. Eine steigende Anzahl von nicht-optischen Anwendungen fordern Oberflächenqualitäten, die ähnlich denen sind, die in der Optik gefordert werden. Dies sind z.B. Wafer für die Mikroelektronik und Computerspeicherplatten. In den letzten Jahren sind die industriellen Forderungen nach objektiver Meßbarkeit der Güte optischer Flächen stark gestiegen. Die Entwicklung der Oberflächenbearbeitung wird in der Gegenüberstellung verschiedener Bearbeitungsverfahren und der erreichbaren typischen rms-Werte gezeigt [1]. Um Zerstörungen der Oberfläche zu vermeiden, werden berührungsfreie optische Meßverfahren benötigt, die Profile optisch glatter Oberflächen mit einer vertikalen Auflösung in der Größenordnung von 1 nm und einer lateralen Auflösung, die in der Größenordnung der Korrelationslänge der Oberfläche liegt, benötigt. Bei sämtlichen optischen Verfahren wird die laterale Auflösung durch die Beugung begrenzt. In den folgenden Punkten stehen interferometrische Methoden zur Mikroprofilometrie im Mittelpunkt.

Bei interferometrischen Verfahren wird die vertikale Auflösung des Oberflächenprofils durch die Meßgenauigkeit der Interferenzfeldphase begrenzt. Die

laterale Auflösung des Verfahrens wird durch die Beugung im optischen System begrenzt.

Mit Hilfe intensitätsunabhängiger Phasenmeßverfahren kann die Interferenzfeldphase mit einer Genauigkeit besser 1/100 einer Streifenbreite vermessen werden. Intensitätsunabhängige Phasenmeßverfahren werden in Punkt 3 vorgestellt.

Gegenstand von Punkt 4 sind qualitativ verschiedene Varianten zur Erzeugung einer möglichst hohen lateralen Auflösung, die, wie schon erwähnt, durch die Beugung begrenzt ist.

Bei interferometrischen Messungen wird stets die Meßfläche bezüglich einer Referenzfläche vermessen. Will man superpolierte Glasplatten vermessen (siehe Tab. 1),

Tabelle 1 Bearbeitungsverfahren und erreichbare Rauheiten

Verfahren	Typische rms-Werte	Literatur
Konventionelle metallbearbeitende Prozesse:		
Drehen	> 1 μm	
Schleifen	> 0,1 μm	[2]
Polieren	> 0,01 μm	
Polierte Metallspiegel	$\sim 50 \text{ \AA}$	
Polierte Glasfläche	$\sim 20 \text{ \AA}$	
Super-polierte Glasfläche	< 8 \AA	[3]
	< 2 \AA	[4]

so kommt man mit der Rauheit der Referenzfläche stets in die Größenordnung der Meßfläche. In Punkt 5 werden verschiedene Interferometer vorgestellt, die sich in der Art der Referenzfläche unterscheiden.

Mit den in Punkt 5 dargestellten optischen Profilometern lassen sich Oberflächenprofile bestimmen. Die Verarbeitung der Profildaten und die Berechnung der Rauheitsparameter und statistischen Funktionen des Oberflächenprofils werden in Punkt 6 dargestellt.

2. Das Michelsoninterferometer zur interferometrischen Profilvermessung

Das Prinzip eines optischen Profilometers auf der Grundlage eines Interferometers soll am Beispiel des Michelsoninterferometers erläutert werden. Im Michelsoninterferometer wird eine ebene Objektwelle, die nach Reflexion an der zu untersuchenden Oberfläche die Information über die Oberflächenstruktur enthält, mit einer ebenen Referenzwelle, die an einem hochebenen Referenzspiegel reflektiert wird, überlagert. Die Auswertung der beobachteten Interferenzen gestattet einen Vergleich von Objekt- und Referenzfläche mit interferometrischer Genauigkeit. Ist die Oberflächenrauheit der Referenzfläche wesentlich kleiner als die der zu untersuchenden Fläche, läßt sich das Profil als Oberflächenprofil interpretieren.

Die komplexen Amplituden \mathfrak{A}_1 , \mathfrak{A}_2 der interferierenden Wellen lassen sich

darstellen als

$$\begin{aligned} \mathfrak{A}_1 &= A_1(x) e^{ik(cx+h(x))}, \\ \mathfrak{A}_2 &= A_2(x) e^{i\delta}. \end{aligned} \quad (1)$$

Hierin sind k der Betrag des Wellenzahlvektors, x die Koordinate, entlang der ein Keil zwischen Objekt- und Referenzfläche durch eine ortsabhängige lineare Phase mit dem Anstieg c beschrieben wird, δ der Nullphasenwinkel und $h(x)$ das gesuchte Oberflächenprofil.

Die Intensität des Interferenzfeldes lautet bei gleicher Amplitude der interferierenden Wellen

$$I(x) = 2I_0(x)(1 + \cos(k(cx+h(x))-\delta)), \quad (2)$$

mit $I_0(x) = A_1(x)^2 + A_2(x)^2$.

Das Oberflächenprofil $h(x)$ läßt sich also durch eine Phasenmessung gewinnen.

Da die Gleichlichtintensität I_0 im allgemeinen ortsabhängig ist, wird bei photometrischer Auswertung die Meßgenauigkeit der Interferenzphase auf 1/10 einer Streifenbreite begrenzt. Da die optische Wegdifferenz benachbarter Interferenzstreifen $\lambda/2$ beträgt, führt dies zu einer vertikalen Auflösung von:

$$h(x) = \frac{\lambda}{2} \frac{1}{10} \approx 25 \text{ nm}, \quad (3)$$

mit λ – Wellenlänge des Lichtes. Um die vertikale Auflösung der Profilmessung zu erhöhen, muß man ein intensitätsunabhängiges Phasenmeßverfahren anwenden.

3. Intensitätsunabhängige Phasenmeßverfahren

Als intensitätsunabhängige Meßverfahren werden Methoden bezeichnet, mit denen es möglich ist, die Interferenzfeldphase unabhängig von der Gleichlichtintensität und dem Interferenzkontrast zu bestimmen. Die Genauigkeit der Phasenmessung bestimmt die vertikale Auflösung des optischen Profilometers.

3.1. Optisches Heterodyn

Der Grundgedanke des Verfahrens besteht im Einbringen eines Frequenzkeiles zwischen die interferierenden Wellenfelder. Dies führt zu einer Intensitätsmodulation für jeden Punkt des Interferenzfeldes mit der Differenzfrequenz der beiden Wellenfelder, die im Gegensatz zur optischen Frequenz elektronisch auswertbar ist. Der gesuchten optischen Phasendifferenz entspricht die Phase der Schwebung [5], [6].

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_1(x) &= A(x) e^{i[\Phi(x) - \omega t]}, \\ \mathcal{E}_2(x) &= A(x) e^{-i[(\omega + \Delta\omega)t]}, \end{aligned} \quad (4)$$

\mathcal{E}_1 und \mathcal{E}_2 bezeichnen die Vektoren der elektrischen Feldstärke, A_1 und A_2 die vom

Ort x abhängigen Vektoramplituden, ω die optische Frequenz und $\Phi(x)$ die gesuchte Phase.

Hieraus ergibt sich die ortsabhängige Intensität der Schwebung

$$I(x) = 2I_0(x)(1 + \cos(\Phi(x) - (\Delta\omega)t)). \quad (5)$$

Eine Differenzfrequenz $\Delta\omega$ im Interferenzfeld läßt sich durch Anwendung folgender Verfahren erzeugen:

- lineare Bewegung eines Spiegels im Michelsoninterferometer [7],
- rotierendes Gitter,
- Beugung an einer im geeigneten Medium sich ausbreitenden Ultraschallwelle [8],
- Polarisationsoptischer Modulator [9]–[11].
- Verwendung eines Zweifrequenzlasers, beispielsweise eines Zeeman-Lasers [12], bei dem durch ein axiales Magnetfeld das Laserniveau in zwei zueinander senkrechte, linear polarisierte Schwingungsmoden mit einer Differenzfrequenz, die der Zeeman-Aufspaltung entspricht, getrennt wird.

3.2. Die Phase-sampling Methode

Bei der Phase-sampling Methode wird die Phase des gesamten Interferenzfeldes in äquidistanten Schritten (Schrittweite $2\pi/N$) um eine gesamte Periode verschoben [13]. Die Intensitäten $I(x)$ werden für jeden Schritt gemessen und mit dem \cos bzw. \sin des Winkels der Phasenverschiebung multipliziert und addiert. Die Division beider Summen führt zur gesuchten Phase.

Die Intensität des Zweistrahlinterferometers lautet

$$I_n(x) = 2I_0(x)(1 + \cos(\Phi(x) + 2\pi n/N)), \quad (6)$$

mit: n – aktuelle Verschiebung,

N – Gesamtzahl der Verschiebungen pro Periode.

Es werden berechnet:

$$\begin{aligned} a &= \sum_{n=1}^N 2I_0 [1 + \cos(\Phi(x) + 2\pi n/N)] \cos(2\pi n/N) = 2I_0 \cos\Phi, \\ b &= \sum_{n=1}^N 2I_0 [1 + \cos(\Phi(x) + 2\pi n/N)] \sin(2\pi n/N) = 2I_0 \sin\Phi. \end{aligned} \quad (7)$$

Hieraus folgt letztlich die gesuchte Phase

$$\Phi = \arctan(-b/a). \quad (8)$$

Eine spezielle Methode dieses Verfahrens ergibt sich für $N = 4$ [14]. Da \cos und \sin der Argumente $n\frac{\pi}{2}$ gleich 0 oder ± 1 sind, wird der Tangens der Phase aus einer arithmetischen Verknüpfung der gemessenen Intensitätswerte gewonnen. Dies ist vorteilhaft für eine Automatisierung und schnelle rechentechnische Verarbeitung, da keine Winkelfunktionen berechnet werden müssen. Durch den Einsatz von

CCD-Zeile bzw. Kamera ist eine Parallelverarbeitung eines Oberflächenprofils möglich. Es ergibt sich

$$\tan \Phi(x) = \frac{I_2 - I_4}{I_1 - I_3} \bmod \pi. \quad (9)$$

Dieses Verfahren findet in vielen Maanordnungen Anwendung. In [15] wird eine integrierende Variante dieses Verfahrens vorgeschlagen. Dabei werden die integrierenden Eigenschaften der CCD-Zeile ausgenutzt. Das Interferenzfeld wird während der Messung mit einer Piezokeramik linear verschoben

$$I_n(x) = \frac{1}{\Delta} \int_{\delta_n - \Delta/2}^{\delta_n + \Delta/2} I(x) \{1 + \mu \cos [\Phi(x) + \delta_n(t)]\} d\delta(t). \quad (10)$$

Hierin sind μ der Kontrast der Interferenzen, δ_n die mittlere Phase im jeweiligen Integrationsintervall und Δ der Phasenbereich, über den bei einer Messung integriert wird.

Die Integration führt auf

$$I_n(x) = I_0(x) \left\{ 1 + \frac{\sin \Delta/2}{\Delta/2} \cos [\Phi(x) + \delta_n] \right\}. \quad (11)$$

Der Unterschied zwischen der Phase-shifting Interferometrie ($\Delta = 0$) und der integrierenden Variante dieser Methode besteht in der Kontrastreduzierung. Für $\Delta = \pi/2$ wird der Interferenzkontrast auf 0.9 reduziert. Der Einfluß von Nicht-linearitten der Piezokeramik auf das Ergebnis der Phasenmessung wird in [16] diskutiert. Untersuchungen zur Genauigkeit der Phase-shifting Interferometrie sind in [17] übersichtlich dargestellt.

3.3. Phase-locked Interferometrie [18], [19]

Bei der Phase-locked Interferometrie wird das Interferenzfeld phasenmoduliert. Hierzu wird in einem Arm des Interferometers eine Schwingung eines Spiegels erzeugt, dessen Amplitude zu einer Phasenänderung kleiner 2π im Interferenzfeld führt.

Die Intensitätsverteilung des Interferometers lautet

$$I(x) = 2I_0(x) [1 + \cos(\Phi(x) + \delta(t))]. \quad (12)$$

Führt man die Phasenmodulation ein als

$$\delta(t) = A \sin vt, \quad (13)$$

wobei A der Wobbelhub und v die Schwingungsfrequenz des Spiegels ist, so erhält man für die Intensität

$$I(x, t) = 2I_0(x) [1 + \cos \Phi(x) \cos(A \sin vt) - \sin \Phi(x) \sin(A \sin vt)]. \quad (14)$$

Die Ausdrücke $\cos(A \sin vt)$ und $\sin(A \sin vt)$ lassen sich durch eine Reihenentwick-

lung nach Besselfunktionen darstellen

$$I(x, t) = 2I_0 \{1 + \cos \Phi(x) [J_0(A) + 2J_2(A) \cos 2vt + \dots] - \sin \Phi(x) [2J_1(A) \sin vt + 2J_3(A) \sin 3vt + \dots]\}. \quad (15)$$

Die Intensitätsverteilung enthält alle Harmonischen der Erregerfrequenz gewichtet mit den Besselfunktionen der entsprechenden Ordnung. Den Zugang zur gesuchten Phase erhält man gemäß [19], indem man das elektrische Signal der Intensität in seine Frequenzanteile aufspaltet. Es ergeben sich folgende Amplituden:

$$\begin{aligned} U(v) &= -2I_0(x) [2J_1(A) \sin \Phi(x)], \\ U(2v) &= 2I_0(x) [2J_2(A) \cos \Phi(x)], \\ U(3v) &= -2I_0(x) [2J_3(A) \sin \Phi(x)]. \end{aligned} \quad (16)$$

Durch Verknüpfung dieser gemessenen Amplituden ergibt sich die Phase unabhängig von der ortsabhängigen Intensität als

$$\tan \Phi(x) = -\frac{U(v) J_2(A)}{U(2v) J_1(A)}. \quad (17)$$

In [20] wurde das Phase-locked Phasenmeßverfahren mit einer CCD-Zeile als Empfänger vorgestellt.

3.4. Betrachtung zur Genauigkeit Phasenmeßverfahren und der daraus resultierenden vertikalen Auflösung des Oberflächenprofils

Mit den elektronischen intensitätsunabhängigen Phasenmeßverfahren ist man in der Lage, die Phase des Interferenzfeldes mit einer Genauigkeit $\Delta \Phi$ von mindestens 1/100 einer Streifenbreite zu vermessen. Diese führt zu einer Meßgenauigkeit der Profilhöhe $\Delta h(x)$ von

$$\Delta h(x) = \Delta \Phi \frac{\lambda}{2} \approx 3 \text{ nm}. \quad (18)$$

Im allgemeinen wird in der Literatur eine Phasenmeßgenauigkeit von 1/1000 einer Streifenbreite angegeben, in [21] sogar 1/30000. Dies führt zu einer vertikalen Auflösung des Phasenprofils von 0,01 nm. Allerdings sind bei realen Laboraufbauten Schwingungen von Spiegeln mit Amplituden im Bereich von nm nur mit großem Aufwand zu unterdrücken. Diese begrenzen im realen Fall die Meßgenauigkeit.

4. Die laterale Auflösung des Phasenprofils

Um das Oberflächenprofil in seiner tatsächlichen Gestalt zu erfassen, benötigt man neben der vertikalen Auflösung auch eine sehr gute laterale Auflösung. Bei der Messung wird das Interferenzfeld auf einen Detektor abgebildet. Durch die endliche Detektorfläche wird stets über die Phasenverteilung des Oberflächenprofils, die auf den Detektor abgebildet wird, gemittelt.

4.1. Abbildung des Interferogramms mit einem Objektiv auf eine Spaltblende

Eine Voraussetzung zur Anwendung dieses Verfahrens besteht darin, daß die Interferenzerscheinung und die Meßfläche in der gleichen Ebene lokalisiert sind, so daß sie mittels eines Objektivs mit großer Apertur auf einen Detektorspalt abgebildet werden können [22].

Die laterale Auflösung wird hierbei begrenzt durch Beugung an der Blende des abbildenden Systems. Ein Objektpunkt wird als Airy-Scheibchen abgebildet. Nach dem Rayleighschen Prinzip werden zwei Punkte gerade dann noch aufgelöst, wenn das Maximum des einen mit dem Minimum des benachbarten Punktes zusammenfällt. Für eine 1:1 Abbildung kann die laterale Auflösung aus dem ersten Minimum des Airy-Scheibchens bestimmt werden. Für eine inkohärente Abbildung berechnet sich die laterale Auflösung des optischen Systems aus

$$\Delta x = \frac{0,61 \, 2f}{r} \lambda. \quad (19)$$

Hierin sind f die Brennweite des abbildenden Systems und r der Radius der Öffnungsbende.

Da bei dieser Abschätzung Abbildungsfehler noch nicht berücksichtigt wurden, läßt sich mit dieser Methode eine laterale Auflösung von minimal $1 \, \mu\text{m}$ erreichen. In [22] wurde mit einem Objektiv das Interferogramm eines Fabry-Perot Interferometers auf den Eintrittsspalt eines Spektrographen abgebildet. Die erreichte laterale Auflösung betrug $2 \, \mu\text{m}$.

4.2. Das Interferenzmikroskop zur Oberflächenprofilvermessung

Bildet man die Interferenzerscheinung eines Zweistrahlinterferometers auf einen Spalt ab, so muß man darüberhinaus berücksichtigen, daß auch die Streifenbreite, gekoppelt mit der Phasenmeßgenauigkeit, die laterale Auflösung begrenzen kann.

Das Mikrointerferometer stellt eine Kopplung von Michelsoninterferometer und Mikroskop dar [23], (Abb. 1). Von einem Punkt der Lichtquelle sich ausbreitendes Licht wird mit Hilfe eines Teilerwürfels in Objekt- und Referenzstrahl geteilt, sowie mit Kollimator und dem jeweiligen Objektiv zur Beleuchtung von Objekt- und Referenzfläche parallelgerichtet. In der Fourierebene der Tubuslinse entsteht einerseits das Bild des Objektes und andererseits das System der Interferenzstreifen.

Die laterale Auflösung eines derartigen Meßverfahrens ist ebenso wie in 4.1. durch die Punktbild-Funktion der Abbildung begrenzt. Das Auflösungsvermögen für das Mikroskop ist in [24] für selbstleuchtende und beleuchtete Objekte abgeleitet. Bei senkrechten Lichteinfall beträgt es bei beleuchteten Objekten

$$\Delta x = \frac{\lambda}{n \sin \sigma} = \frac{\lambda}{A_{\text{Objektiv}}}. \quad (20)$$

In [25] wurde mit einem Mikroiinterferometer im Durchlicht eine laterale Auflösung von $1 \mu\text{m}$ erreicht. Ein Vorteil dieses Verfahrens stellt die Parallelverarbeitung der interferometrischen Daten durch Anwendung einer CCD-Zeile dar.

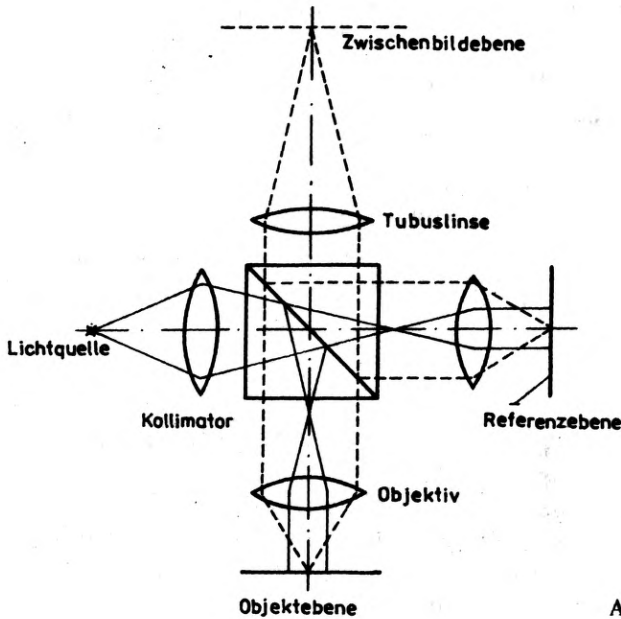


Abb. 1. Mikroiinterferometer nach Linnik

4.3. Beleuchtung der Oberfläche mit fokussiertem Bündel

In [26] wird die Fokussierbarkeit eines konzentrischen Laserbündels (Durchmesser $2r_1$) in Abhängigkeit von der verwendeten Brennweite f und der verwendeten Wellenlänge hergeleitet. Der Fokusedurchmesser $2r_2$ ergibt sich aus

$$\frac{1}{r_2^2} - \frac{1}{r_1^2} = \frac{r_1^2 \pi^2}{f^2 \lambda^2}. \quad (21)$$

Für $r_1 \gg r_2$ gilt näherungsweise

$$r_2 = \frac{2\lambda}{\pi} \frac{f}{2r_1}.$$

Aus einer Abschätzung mit obiger Formel erkennt man, daß die beugungsbedingte laterale Auflösung ebenfalls auf $1 \mu\text{m}$ begrenzt bleibt. Die Intensitätsverteilung im Fokus wird in [27] diskutiert.

5. Spezielle interferometrische Verfahren zur Oberflächenprofilvermessung

Im folgenden werden die in der Literatur vorgestellten Verfahren hinsichtlich ihrer Genauigkeit, ihrer lateralen Auflösung und der Art ihrer Phasenmessung untersucht. Sie werden unterschieden danach, ob eine Referenzfläche Verwendung findet, ob als Referenzfläche über ein großes Oberflächengebiet gemittelt wird, bzw. ob das Profil durch eine Zwei-Punkt Differenzmessung und anschließende numerische Integration gewonnen wird.

5.1. Verwendung einer zusätzlichen Referenzfläche

In [28] wird die Kopplung eines Mikrointerferometers mit der Phase-shifting Interferometrie und der Parallelverarbeitung von 1024 Objektpunkten mit einer CCD-Zeile beschrieben. Für die Phasenmessung wird die integrierende Variante verwendet. Auf diese Art und Weise wird der Einfluß der Schwingungen mit Frequenzen, die größer als die Meßfrequenz sind, minimiert. Als Mikrointerferometer wurde ein Mirauinterferometer verwendet. Dieses ist ein common-path Interferometer bis zur Strahlteilerplatte, die sich zwischen Objekt und Objektiv befindet. So werden Abberationen des Mikroskopobjektivs in beiden Interferometerarmen gleichzeitig wirksam und führen zu keiner optischen Wegdifferenz.

Das Prinzip ist in Abb. 2 dargestellt. Das zu vermessende Objekt wird durch das Mikroskopobjektiv beleuchtet. Die Beleuchtungswelle wird an der sich zwischen

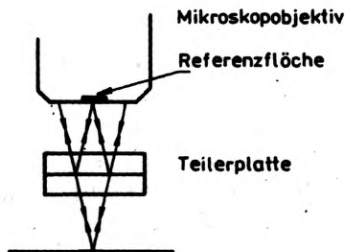


Abb. 2. Wirkungsweise des Mirauinterferometers

Mikroskopobjektiv und Objektfläche befindlichen Strahlteilerplatte in Meß- und Referenzwelle geteilt. Die von Objektfläche und Referenzfläche reflektierten Wellen werden wieder vereint und zur Interferenz gebracht. In der Zwischenbildebene des Mikroskops wird mit einer CCD-Zeile bzw. CCD-Matrix das Oberflächenprofil vermessen.

Das Mirauinterferometer hat den Nachteil, daß ein großer Abstand zwischen Mikroskopobjektiv und Oberfläche benötigt wird, um Strahlteiler und Referenzfläche unterzubringen. Dies begrenzt die numerische Apertur und somit die laterale Auflösung. In [29] wurde eine detaillierte statistische Auswertung der profilometrischen Meßergebnisse auf der Grundlage von [30] gegeben, um die

Verteilungen von Oberflächenhöhe, -neigung, -krümmung, die Peakdichte, die Anzahl der Nulldurchgänge pro Einheitslänge, sowie die Autokorrelationsfunktion aus dem Profilogramm zu berechnen. Die angegebene Auflösung beträgt:

- vertikale Auflösung 5 \AA
- laterale Auflösung $1 \text{ }\mu\text{m}$.

Verwiesen sei noch auf eine Arbeit [31], bei der mit einem modifiziertem Michelsoninterferometer gearbeitet wird, wobei die Objektoberfläche mit einem fokussiertem Bündel abgetastet wird. Die Phasenmessung erfolgt durch ein optisches Heterodyn. Die vertikale Auflösung beträgt 5 \AA .

5.2. Zweistrahlinterferometer mit Referenzfläche durch Mittelung der Oberfläche

Wie schon erwähnt, beinhaltet das Interferogramm den Vergleich von Objekt- und Referenzfläche. Die vertikale Auflösung wird demzufolge durch die rms-Rauheit der Referenzfläche begrenzt. Ein Ausweg wird in den Arbeiten [32], [33] beschrieben. Das Prinzip ist in Abb. 3 dargestellt. Die Objektoberfläche wird mit zwei linear

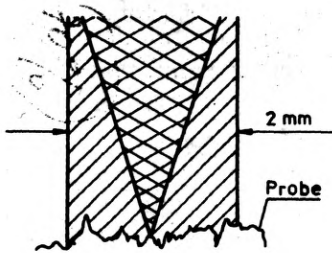


Abb. 3. Meßprinzip des Zweistrahlinterferometers mit Referenzfläche durch Mittelung der Oberfläche

polarisierten konzentrischen Bündeln mit zueinander orthogonalen Schwingungsrichtungen und unterschiedlichen Frequenzen abgetastet. Während das Meßbündel auf die Oberfläche fokussiert wird, legt das Referenzbündel eine Vergleichsphase zugrunde, die aus der Mittelung einer gegenüber der Meßfläche sehr großen Referenzfläche erzeugt wird. Mit dieser Methode können nur Ortsfrequenzen der Rauigkeit vermessen werden, die im Bereich zwischen Meß- und Referenzbündeldurchmesser liegen.

Tabelle 2. Vergleich der Interferometer von Huang und Pantzer

	HUANG [32]	PANTZER [33]
Vertikale Auflösung (rms)	$0,1 \text{ \AA}$	4 \AA
Laterale Auflösung	$2 \text{ }\mu\text{m}$	$3 \text{ }\mu\text{m}$
Frequenzdifferenz	30 MHz	25 KHz
Meßgeschwindigkeit	$200 \text{ }\mu\text{m/s}$	
Meß- und Referenzbündeldurchmesser	$2 \text{ }\mu\text{m}/50 \text{ }\mu\text{m}$	$3 \text{ }\mu\text{m}/2000 \text{ }\mu\text{m}$

Der Zusammenhang zwischen Meßphase $\Phi(x)$ und vertikaler Fluktuation $h(x)$ beträgt bei einer verwendeten Wellenlänge

$$h(x) = \frac{\Phi(x)}{4\pi} \lambda. \quad (22)$$

Die in [32] und [33] erreichten Genauigkeiten sollen in einer Tabelle zusammengefaßt werden (siehe Tab. 2).

5.3. Zweipunkt-Differenzmessung

Während in den vorangehenden Arbeiten das Oberflächenprofil aus dem interferometrischen Vergleich zweier Flächen gewonnen wurde, wird bei dieser Methode die Objektoberfläche mit zwei fokussierten Bündeln abgetastet.

In [34] wird eine Anordnung vorgeschlagen, bei der durch einen frequenzstabilisierten Zeeman-Laser eine Differenzfrequenz von 2 MHz zwischen den linear polarisierten Wellen erzeugt wird, die mit einem Wollaston Prisma räumlich aufgespalten und mit einem Objektiv auf die Oberfläche fokussiert werden (Abb. 4).

Die von der Oberfläche reflektierten Anteile werden mit dem Mikroskopobjektiv und Wollastonprisma wieder vereinigt und mit Hilfe eines Polarisationsfilters zur Interferenz gebracht. Die beiden auf die Objektoberfläche fokussierten Bündel haben einen Abstand von 100 μm . Durch Drehung des Meßobjektes um die Rotationsachse, auf deren Durchstoßpunkt der Objektoberfläche das Referenzbündel fokussiert ist, wird das Oberflächenprofil eines Kreises mit dem Durchmesser von 200 μm vermessen.

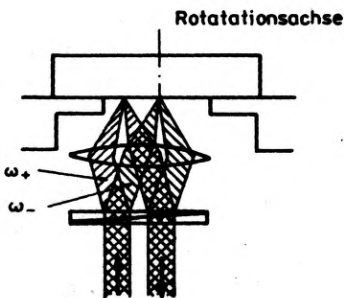


Abb. 4. Meßprinzip der Zweipunkt-Differenzmessung

Ein Vorteil dieses Verfahrens ist die Ausführung als common path Interferometer. Das Interferometer ist somit weitestgehend unempfindlich gegenüber vertikalen Schwingungen, da sie auf Meß- und Referenzbündel gleich wirken. Schwingungen führen allerdings zu Defokussierungen und somit zu einer Verschlechterung der lateralen Auflösung. Die angegebene Genauigkeit beträgt:

- vertikale Auflösung (rms) 1 \AA
- laterale Auflösung 2 μm .

Bei diesem Interferometer wird die Phase des Meßpunktes relativ zu der des

Vergleichspunktes gemessen. Als Meßgröße erhält man das Oberflächenprofil. Hierzu ist eine sehr gute Justierung erforderlich. Kleine Justierfehler, die sich in einer sinusförmigen Modulation mit der Drehfrequenz äußern, werden rechenstechnisch ausgemittelt.

In der Arbeiten [35]–[37] werden Verfahren vorgeschlagen, bei denen der Differenzenquotient der Oberfläche vermessen wird. Hierzu werden ebenfalls zwei Bündel, die orthogonal zueinander polarisiert sind, auf die Oberfläche fokussiert. Der gemessenen Phasenverteilung entspricht der Differenzenquotient des Oberflächenprofils, bezogen auf den Abstand der beiden fokussierten Bündel 1

$$\Phi(x) = \frac{4\pi}{\lambda} [h(x+1) - h(x)]. \quad (23)$$

Das Oberflächenprofil kann hieraus durch numerische Integration gewonnen werden. Dies führt jedoch im allgemeinen zu großen Fehlern, da hierfür die Objektverschiebungen zwischen zwei Messungen sehr gut mit dem Abstand der fokussierten Bündel übereinstimmen müssen. In [35] wurde die vertikale Auflösung mit 10 Å angegeben. Über die laterale Auflösung wurde keine Aussage getroffen.

Differenzmeßverfahren, bei denen das gesamte Bildfeld sich selbst mit einer räumlichen Verschiebung überlagert ist, sind Shearing-Verfahren. In [38] wurde ein Shearing Interferenzmikroskop zur Vermessung der Rauheit optischer Oberflächen verwendet. Bei diesen Verfahren wird aber die laterale Auflösung auf den Shearbetrag verschlechtert.

6. Statistische Auswertung des gemessenen Profils

Das eindimensionale Profilogramm einer realen Oberfläche stellt sich nach [39] als additive Überlagerung der geometrischen Form, der Welligkeit (niederfrequenter Anteil) und der Rauheit (hochfrequenter Anteil) dar. Die Meßgröße $z(x)$ beinhaltet die Überlagerung aller drei Anteile. Ihr ist zusätzlich ein durch den Interferenzkeil bedingter Anstieg überlagert, der durch folgende Transformation vom Oberflächenprofil getrennt werden kann

$$h(x) = z(x) - a - bx - cx^2. \quad (24)$$

In Abbildung 5 ist ein Oberflächenprofil mit $c = 0$ dargestellt. Die Koeffizienten a , b und c werden durch ein nichtlineares Regressionsverfahren nach der Methode der kleinsten Quadrate ermittelt.

Im folgenden soll uns nur die Beschreibung des Rauheitsprofils interessieren. In [40] werden die Parameter zur Beschreibung einer Oberfläche klassifiziert. Die Oberfläche läßt sich sowohl durch eine Vielzahl von Oberflächenparametern, als auch durch statistische Funktionen beschreiben.

Als Oberflächenparameter bezeichnet man Höhenparameter (sie beschreiben die vertikale Fluktuation des Oberflächenprofils R_a , R_q), Wellenlängenparameter (sie beschreiben die lateralen Eigenschaften des Profils S_m), Formparameter (Skewness,

Kurtosis [41]), bzw. hybride Parameter (Neigung und Krümmung), die sich aus einer Überlagerung von Höhen- und Wellenlängenparametern zusammensetzen.

Statistische Funktionen zur Beschreibung der Oberfläche werden aus der Theorie des Zufallsprozesses erhalten. Solche Funktionen sind beispielsweise die Höhenverteilungsfunktion, die Autokorrelationsfunktion und die spektrale Leistungsdichte.

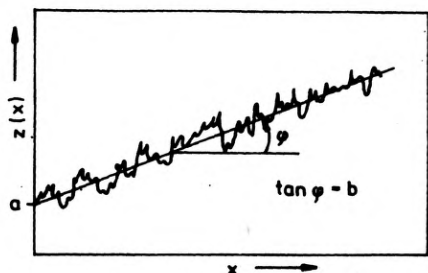


Abb. 5. Oberflächenprofil

Anhand der Autokorrelationsfunktion kann der Charakter eines Oberflächenprofils leicht bestimmt werden. Die Autokorrelationsfunktion ist definiert als

$$\text{AKF}(\delta) = \lim_{k \rightarrow \infty} \frac{1}{2k} \int_{-k}^k h(x) h(x + \delta) dx. \quad (25)$$

Hierbei wird das Profil mit dem um δ verschobenen Profil multipliziert und über sämtliche Punkte integriert. Man erhält bei stochastischen Profilen ein monoton abfallendes Verhalten der Autokorrelationsfunktion auf Null, während die Autokorrelationsfunktion rein periodischer Profile (z.B. bei diamantgedrehten Oberflächen) ebenfalls periodisch ist. Die Autokorrelationsfunktion für $\delta = 0$ stellt den in der Literatur häufig verwendeten rms-Rauheitswert dar

$$\text{AKF}(\delta = 0) = \lim_{k \rightarrow \infty} \frac{1}{2k} \int_{-k}^k h(x)^2 dx. \quad (26)$$

Als Korrelationslänge bezeichnet man die Entfernung, bei der die Autokorrelationsfunktion auf den $1/e$ -fachen Wert gesunken ist.

Das Leistungsdichtespektrum ist die Fouriertransformierte der Autokorrelationsfunktion

$$P(2\pi/x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \text{AKF}(\delta) e^{j(2\pi\delta/x)} d\delta. \quad (27)$$

Das Leistungsdichtespektrum gibt die Ortsfrequenzen an, aus denen das Profil zusammengesetzt ist.

Das gemessene Oberflächenprofil $h(x)$ ist im Sinne der Informationstheorie eine Faltung des Oberflächenprofils mit der Signalantwort des Meßsystems. In der Frequenzdarstellung entspricht dies der Multiplikation des Ortsfrequenzspektrums des Oberflächenprofils mit der Übertragungsfunktion des optischen Systems. Die Messungen sind demzufolge alle im Ortsfrequenzraum durch die Übertragungs-

funktion des optischen Systems begrenzt. Die aus dem gemessenen Oberflächenprofil ermittelten Rauheitsparameter bzw. statistische Funktionen sind also stets als Ergebnisse bandbegrenzter Messungen zu interpretieren.

7. Zusammenfassung

Mit den vorgestellten optischen Profilometern ist es möglich, Oberflächenprofile mit einer vertikalen Auflösung besser 1 nm und einer lateralen Auflösung von 1 μm zu vermessen. Es wurde gezeigt, daß die vertikale Auflösung durch die Genauigkeit der Phasenmessung im Interferenzfeld und die laterale Auflösung durch die Beugung im optischen System begrenzt wird. Aus dem Oberflächenprofil $h(x)$ sind statistische Funktionen bzw. Rauheitsparameter zur Charakterisierung der Oberfläche berechenbar. Sie sind durch die Übertragungsfunktion des optischen Systems Ergebnis einer bandbergrenzten Messung. Es zeigt sich, daß zur Angabe der gemessenen Rauheitskennwerte die Angabe des Bandpasses der Messung unerlässlich ist.

Literatur

- [1] BIEDERMANN K., *Optical methods for the evaluation of surface quality*, [in] *Laser 87*, Plenary Paper, München.
- [2] THWAITE E. G., *Prec. Eng.* **6** (1984), 207.
- [3] ELSON J. M., BENNETT H. E., BENNETT J. M., *Scattering from Optical Surfaces. Applied Optics and Optical Engineering*, [Eds.] Shannon R. R., Wyant J. C., Academic Press, New York 1979, Vol. VII, pp. 191–244.
- [4] BENNETT J. M., SHAFFER J. J., SHIBANO Y., NAMBA Y., *Appl. Opt.* **26** (1987), 697.
- [5] DÄNDLIKER R., INEICHEN B., MOTTIER F. M., *Opt. Commun.* **9** (1973), 649.
- [6] DÄNDLIKER R., *Heterodyn Holographic Interferometry*, [in] *Progress in Optics*, North-Holland, Amsterdam, New York, Oxford 1980, Vol. 17, pp. 3–84.
- [7] KIEBLING A., *Anwendung dynamischer Höhenschichtlinien zur Vermessung rauher Objekte*, Dissertation A, FSU Jena, Sektion Physik, 1980.
- [8] KORPER A., *Proc. IEEE* **69** (1981), 48.
- [9] SOMARGREEN G. E., *J. Opt. Soc. Am.* **65** (1975), 960.
- [10] HU H. Z., *Appl. Opt.* **22** (1983), 2052.
- [11] LI Y., EICHMANN B., *Opt. Lett.* **11** (1986), 718.
- [12] LIU L. S., KLINGER J. H., *SPIE* **192** (1979), 17.
- [13] BRUNING J. H., HERRIOTT D. R., GALLAGHER J. E., ROSENFELD D. P., WHITE A. D., BRANGACCIO D. J., *Appl. Opt.* **13** (1974), 2693.
- [14] SCHWIDER J., ELBNER K. E., GRZANNA J., SPOLACZYK R., *Physikalische Gesellschaft der DDR, Frühjahrsschule Optik 1982*, S. 78.
- [15] CHENG Y. Y., WYANT J. C., *Appl. Opt.* **24** (1985), 804.
- [16] AI Y., WYANT J. C., *Appl. Opt.* **26** (1987), 1112.
- [17] CREATH K., *SPIE* **680** (1986), 19.
- [18] MOORE D. T., MURRAY R., NEVES F. B., *Appl. Opt.* **17** (1978), 3959.
- [19] HARNISCH B., KÄSTNER A., SCHRÖDER I., *Sci. Instrum.* **1** (1986), 109.
- [20] SASAKI O., OKAZAKI H., *Appl. Opt.* **25** (1986), 3137.
- [21] HUANG C. C., *Opt. Eng.* **23** (1984), 365.
- [22] TOLANSKY S., *Philos. Mag. Ser. A* **36** (1945), 225.
- [23] LINNIK V. R., *Dokl. AN SSSR* **1** (1933), 18.

- [24] MICHEL K., *Die Grundlagen der Theorie des Mikroskops*, Stuttgart 1950.
- [25] JOHNSON G. W., LEINER D. C., MOORE D. T., *Opt. Eng.* **18** (1977), 46.
- [26] KOGELNIK H., LI T., *Appl. Opt.* **5** (1966), 1550.
- [27] HIRLEMANN E. D., STEVENSON W. H., *Appl. Opt.* **17** (1978), 3496.
- [28] PRETTYJOHNS K. N., WYANT J. C., *SPIE* **599** (1985), 304.
- [29] BHUSHAN B., WYANT J. C., KOLIOPOULOS C. L., *Appl. Opt.* **24** (1985), 1489.
- [30] NAYAK P. R., *Trans. ASME, J. Lubr. Techn.* **83** (1971), 398.
- [31] PETTIGREW R. M., HANCOCK F. J., *Prec. Eng.* **1** (1979), 133.
- [32] HUANG C. C., *Opt. Eng.* **25** (1984), 365.
- [33] PANTZER D., POLITCH J., EK L., *Appl. Opt.* **25** (1986), 4168.
- [34] SOMARGREN G. E., *Appl. Opt.* **20** (1981), 610.
- [35] MAKOSCH G., *SPIE* **316** (1981), 42.
- [36] MAKOSCH G., DROLLINGER B., *Appl. Opt.* **23** (1984), 4544.
- [37] ZHOU Z. F., *PTB Mitteilungen* **94** (1984), 15.
- [38] OHLIDAL I., NAVRATIL K., *Appl. Opt.* **24** (1985), 2690.
- [39] BENNETT J. M., *Appl. Opt.* **15** (1976), 2705.
- [40] YOUNG R. D., VORBURGER T. V., TEAGUE E. C., *Prec. Eng.* **3** (1981), 61.
- [41] STOUT K. J., OBRAY C., JUNGLES J., *Opt. Eng.* **24** (1985), 414.
- [42] CHURCH E. L., JENKINSON H. A., ZAVADA J. M., *Opt. Eng.* **18** (1979), 125.

Received March 22, 1988

Optical microprofilometry: principles of measurement, resolving power and processing of measurement results

This paper gives a review of optical profilometers. The optical microprofilometry is a fast growing field in the contactless measurement of the profiles of technical and optical surfaces. The optical profilometers are distinguished so far as the kind of the reference surface and the kind of the phase measurement is concerned. The vertical and the lateral resolution of the surface profil are discussed. The vertical resolution depends on the accuracy of the phase measurement in the interference pattern while the lateral resolution is limited by the diffraction in the optical system. The calculation of the roughness parameters and statistical functions of the surface profil are made.

Оптическая микропрофилометрия: правила измерения, разделительная способность и обработка измерительных данных

Применение оптической профилометрии дает возможность бесстыкового измерения профиля поверхности с интерферометрической точностью. В интерференционно-оптических профилометрах вертикальная разделительность профиля поверхности ограничена точностью измерения и горизонтальной разделительностью вследствие дифракции в оптической системе. Разделительность профиля поверхности определяемая шероховатостью поверхности отнесения. Описано метод определения параметра шероховатости и статистических функций с профиля поверхности.