

Heterodynverfahren für hochgenaue Vermessung im Nahbereich

Von *E. Fischer, T. Ittner, Z. Sodnik* und *H. J. Tiziani*, Stuttgart *)

Zusammenfassung: Es werden die theoretischen Grundlagen für ein hochgenaues interferometrisches Distanzmeßverfahren, welches auf der Zweilängen-Interferometrie und der Heterodyn-Technik beruht, dargestellt. Des weiteren werden erste Ergebnisse mit einem Demonstrationsmodell präsentiert, die mit einem Helium-Neon-Lasersystem erzielt wurden und dem prinzipiellen Nachweis der Tauglichkeit des Verfahrens für hochgenaue Abstandsmessungen an technischen Objekten dienen. Es wird ein Ausblick auf die Realisierung eines fortgeschrittenen Systems zur Messung bei großer Meßdistanz gegeben.

Summary: In this paper the theoretical fundamentals of a high precision interferometric distance measuring system based on dual wavelength heterodyne interferometry will be given. Furthermore first results obtained with a HeNe demonstration set-up will be presented. They show that it is possible to use a dual wavelength heterodyne interferometer for high precision ranging. A view on an advanced system for large distances which is on progress will be discussed.

1. Einleitung

Im Rahmen des Sonderforschungsbereiches 228 (SFB 228) beinhaltet das Teilprojekt D4 die Untersuchung von Heterodynverfahren für hochgenaue Vermessungen. Das Projekt wurde 1990 neu in den SFB 228 aufgenommen. Im folgenden sollen die bisher in diesem Vorhaben erzielten Ergebnisse dargestellt werden.

Für die berührungslose Entfernungsmessung bieten sich verschiedene optische Verfahren an. Zu den nicht-kohärenten Methoden zählen die Triangulation, Moiré-, Laufzeit- und Phasenmeßtechniken. Geht man von einer Meßdistanz von 100 m und einer geforderten Auflösung von 0,1 mm aus, so erweisen sich die oben erwähnten Verfahren als nicht geeignet: Die Triangulation benötigt für die genannten Anforderungen eine sehr große Basis, was einen kompakten Aufbau ausschließt [1-4]. Die Moiré-Technik basiert auf der Projektion eines periodischen Musters auf das Meßobjekt. Abhängig von der Kontur des Objektes erscheint das Muster verzerrt und kann mit Hilfe eines entsprechenden Algorithmus ausgewertet werden. Wie die Triangulation benötigt auch die Moiré-Technik entsprechend den Anforderungen eine sehr große Basis. Weiterhin können in einer Entfernung von 100 m nicht beliebig feine Strukturen aufgelöst werden. Laufzeitmessungen gehen von einer zeitlichen Verzögerung zwischen Aussendung und Empfang eines kurzen Laserpulses aus, welcher an der Objektoberfläche reflektiert wird. Diese Methode ist besonders geeignet, wenn es um Auflösungen im Zentimeter-Bereich geht. Eine Auflösung im Millimeter-Bereich vergrößert den elektronischen Aufwand beträchtlich, im Submillimeter-Bereich erscheint dieser Ansatz nicht sinnvoll. Die inkohärente Phasenmeßtechnik gewinnt die Entfernungsinformation durch Ermittlung der Phasenverschiebung zwischen einem ausgesandten sinusförmig intensitätsmodulierten Laserstrahl und dem vom Objekt zurückgestreuten Signal [5]. Eine hohe Abstandsauflösung erfordert wiederum eine hohe Modulationsfrequenz. Auch hier wird der elektronische Aufwand beträchtlich, will man eine Auflösung von 0,1 mm erreichen.

Erweitert man die Verfahren zur Abstandsmessung um die kohärenten, so ist zunächst die klassische Interferometrie zu nennen, bei der durch die Überlagerung zweier Wellenfelder ein Intensitätsmuster entsteht, aus welchem die Abstandsinformation gewonnen werden kann. Dabei ist es jedoch nicht möglich, die Meßdistanz absolut zu ermitteln, da der Eindeutigkeitsbereich lediglich der halben Wellenlänge des Lichtes gleichkommt. Außerdem sind entsprechend

*) Institut für Technische Optik der Universität Stuttgart.

der kurzen Wellenlänge die Stabilitätsanforderungen zu hoch, und es können lediglich Oberflächen mit optischer Qualität vermessen werden, da andernfalls die entstehenden Speckles eine Auswertung erschweren oder gar unmöglich machen [6].

Um die hohe Genauigkeit, die die interferometrische Meßtechnik bietet, auch an technischen Oberflächen nutzen zu können, muß auf größere Wellenlängen übergegangen werden. Ein möglicher Weg hin zu diesem Ziel stellt die Verwendung zweier nah beieinander liegender Wellenlängen dar. Diese sogenannte Zweiwellenlängen-Interferometrie reduziert die Empfindlichkeit soweit, daß sie nunmehr einer effektiven Wellenlänge Λ entspricht, die sich folgendermaßen berechnet [7]:

$$\Lambda = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{|\lambda_1 - \lambda_2|}, \quad (1)$$

λ_1 und λ_2 sind die ursprünglichen Lichtwellenlängen. Wyant zeigte, daß Interferenzmuster, entstanden durch holographische Interferometrie mit zwei Wellenlängen λ_1 und λ_2 , genau den Mustern entsprechen, wie sie bei Interferometrie mit der effektiven Wellenlänge Λ erscheinen [8]. Polhemus betrieb Zweiwellenlängen-Interferometrie in Echtzeit [9]. Dabei addieren sich die beiden entstehenden Interferenzmuster; die Schwebungsfrequenz zeigt sich in Form einer Streifenkontrastmodulation. Küchel et al. [10] demonstrierten die Echtzeitholographie mit zwei Wellenlängen. Creath et al. kombinierten die Zweiwellenlängen- mit der Phasenschiebe-Interferometrie [11].

Lange Zeit beruhte die übliche Auswertung eines Interferogrammes auf der intensitätsabhängigen Phasenmessung. Bedeutend genauer jedoch arbeiten intensitätsunabhängige Phasenmeßmethoden, bei denen es möglich ist, die Interferenzfeldphase unabhängig von der Gleichlichtintensität und dem Interferenzkontrast zu bestimmen. Zu diesen zählen die Phasenschiebe-, Phase-Locked-, Phase-Sampling- und die Heterodyn-Interferometrie [7, 12]. Heterodyn-Interferometer besitzen als hochgenaue Entfernungsmeßgeräte eine Auflösung im Nanometer-Bereich. Sie benötigen eine glatte Objektoberfläche und sind lediglich zur relativen bzw. inkrementellen Entfernungsmessung einsetzbar. Kombiniert man die oben beschriebene Zweiwellenlängen-Interferometrie mit der Heterodyn-Methode, so ist man in der Lage, Entfernungen absolut zu messen sowie optisch raue Objektoberflächen zuzulassen. Untersuchungen in dieser Richtung wurden bereits von Fercher et al. und Kikuta et al. vorgenommen [13, 14].

Im folgenden beschreiben wir den Aufbau und die Wirkungsweise eines sogenannten Doppelheterodyn-Interferometers, welches prinzipiell aus zwei unabhängig voneinander arbeitenden Heterodyn-Interferometern besteht, die sowohl mit unterschiedlichen Lichtwellenlängen λ_1 und λ_2 als auch mit unterschiedlichen Heterodyn-Frequenzen f_1 und f_2 arbeiten. Die Phase des Schwebungssignals mit der Frequenz $f_1 - f_2$ hängt ab von der effektiven Wellenlänge Λ und kann, wie von Dändliker et al. gezeigt, zur Ermittlung der Entfernung ausgewertet werden [15].

2. Doppelheterodyn-Interferometrie (DHI)

2.1. Prinzipielle Wirkungsweise

Bei diesem Meßverfahren handelt es sich um die Kombination der Zweiwellenlängen-Interferometrie mit der intensitätsunabhängigen Heterodyn-Methode. Die Verwendung zweier genau bekannter Lichtwellenlängen λ_1 und λ_2 gestattet die Erzeugung einer neuen synthetischen Wellenlänge Λ , die sehr viel größer ist als die Einzellichtwellenlängen. Die beiden Einzellichtwellenlängen können auf verschiedene Art und Weise miteinander in Beziehung gebracht werden. Geschieht dies durch eine elektronische Signalverarbeitung, sind Echtzeitmessungen bei gleichzeitig reduzierter Empfindlichkeit möglich.

Abbildung 1 zeigt den prinzipiellen Aufbau eines DHI-Systems. Er besteht aus zwei voneinander unabhängig arbeitenden Heterodyn-Interferometern mit sowohl unterschiedlichen Lichtwellenlängen λ_1 und λ_2 sowie unterschiedlichen Heterodyn-Frequenzen f_1 und f_2 . Bei beiden Interferometern wird das vom Laser ausgesandte Licht durch einen polarisierenden Strahlteiler in Objekt- und Referenzarm aufgeteilt. Das Objektlicht durchläuft vor und nach der Reflexion

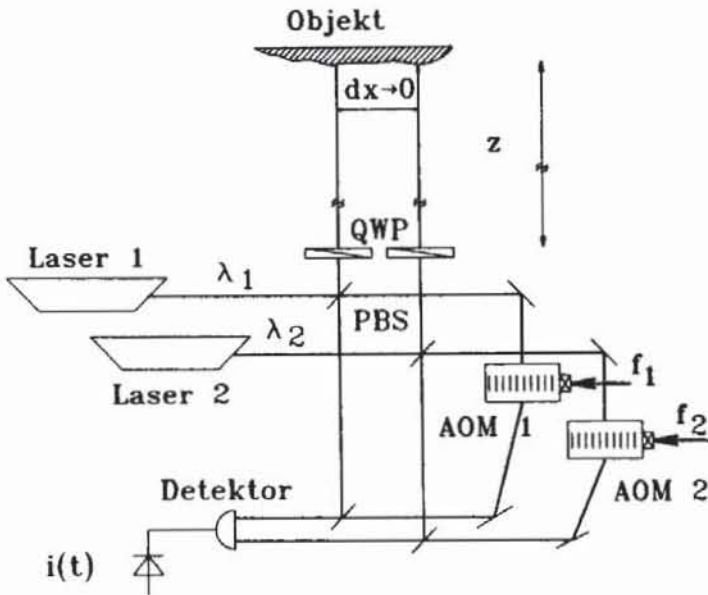


Abb. 1. Prinzipskizze eines Doppelheterodyn-Interferometers

auf der Meßoberfläche eine Viertelwellenplatte, was zur Folge hat, daß die ursprüngliche Polarisationsrichtung um 90° gedreht wird und das Licht auf seinem Rückweg den polarisierenden Strahlteiler nahezu verlustlos passiert. In den Referenzarmen sind zwei akusto-optische Modulatoren (AOM) für die Lichtfrequenzverschiebung verantwortlich, wobei die angelegten AOM-Treiberfrequenzen zur Lichtfrequenz je nach Beugungsordnung addiert bzw. subtrahiert werden. Referenz- und Objektwellen der einzelnen Interferometer vereinigen sich schließlich wieder in gewöhnlichen Strahlteilern und interferieren paarweise. Der Detektor „sieht“ jeweils ein intensitätsmoduliertes Lichtsignal, wobei die Modulationsfrequenz der angelegten AOM-Treiberfrequenz f_1 bzw. f_2 entspricht.

Da die beiden sogenannten Heterodyn-Frequenzen nahe beieinanderliegen und der Detektor über seine lichtempfindliche Fläche integrierend arbeitet, kommt es zur Ausbildung einer elektronischen Schwebung. Nach Abschneiden des Gleichlichtanteils und Amplitudendemodulation erhält man ein Signal, aus dessen Phasenlage die gesuchte Entfernung ermittelt werden kann. Der Eindeutigkeitsbereich wird durch diese Vorgehensweise auf $\lambda/2$ heraufgesetzt, weiterhin sind optisch raue Oberflächen als Meßobjekt zulässig.

2.2. Theorie

Die optische Störung in der Detektorebene von Abb. 1 setzt sich aus vier Komponenten zusammen, die in der komplexen Notation wie folgt beschrieben wird:

$$a_1 = A_1 \cdot e^{i \left[2\pi \nu_1 \cdot t - 4\pi \frac{\nu_1}{c} z \right]}, \quad (2)$$

$$a_2 = A_2 \cdot e^{i \left[2\pi \nu_2 \cdot t - 4\pi \frac{\nu_2}{c} z \right]}, \quad (3)$$

$$a_3 = A_3 \cdot e^{i \left[2\pi (\nu_1 + f_1) \cdot t - 4\pi \frac{\nu_1 + f_1}{c} L \right]}, \quad (4)$$

$$a_4 = A_4 \cdot e^{i \left[2\pi (\nu_2 + f_2) \cdot t - 4\pi \frac{\nu_2 + f_2}{c} L \right]}. \quad (5)$$

Hierbei bezeichnen die Gleichungen (2) und (3) die Beiträge aus dem Objektpfad und die Gleichungen (4) und (5) diejenigen aus dem Referenzpfad. Die komplexen Amplituden A_1 , A_2 , A_3 und A_4 beinhalten die individuellen konstanten Phasenbeiträge, die für die Betrachtung ohne Bedeutung sind. Es ist c die Lichtgeschwindigkeit, ν_1 und ν_2 sind die beiden verwendeten Lichtfrequenzen, f_1 und f_2 die zwei Heterodyn-Frequenzen sowie L bzw. z die Referenz- bzw. die Objektpfadlänge.

Die Intensität I in der Detektorebene ergibt sich aus der Summe der Betragsquadrate der entsprechenden Beiträge

$$\begin{aligned} I &= |a_1 + a_3|^2 + |a_2 + a_4|^2 \\ &= (a_1 + a_3) \cdot (a_1^* + a_3^*) + (a_2 + a_4) \cdot (a_2^* + a_4^*). \end{aligned} \quad (6)$$

Setzt man in (6) die Gleichungen (2) bis (5) ein, so ergibt sich die Intensität zu

$$\begin{aligned} I &= I_0 + 2 \cdot |A_1| \cdot |A_3| \cdot \cos \left(2\pi f_1 \cdot t + 4\pi \frac{v_1}{c} z - 2\pi \frac{v_1 + f_1}{c} L \right) \\ &\quad + 2 \cdot |A_2| \cdot |A_4| \cdot \cos \left(2\pi f_2 \cdot t + 4\pi \frac{v_2}{c} z - 2\pi \frac{v_2 + f_2}{c} L \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Das Gleichlicht I_0 bewirkt einen Gleichstrom am Photodetektor. Da dieser keinerlei Abstandsinformation trägt, wird er mittels eines Hochpaßfilters (z. B. Kondensator) von der weiteren Signalverarbeitung ausgeschlossen. Der Wechselstromanteil des Detektors setzt sich aus zwei Komponenten zusammen, die sich mit f_1 und f_2 zeitlich ändern. Dies stellt ein amplitudenmoduliertes Signal mit unterdrücktem Träger (Trägerfrequenz $(f_1 + f_2)/2$) dar. Aufgrund dieses Sachverhaltes ist es möglich, mit Hilfe eines Hüllkurvendetektors und eines nachgeschalteten Bandpaßfilters ein Signal mit der Superheterodyn-Frequenz $f_1 - f_2$ aus dem Detektorsignal zu gewinnen, welches als Phaseninformation die Meßdistanz beinhaltet. Bei geeigneter Wahl der Heterodyn-Frequenzen f_1 und f_2 ergibt sich eine Superheterodyn-Frequenz, die in einem Frequenzbereich liegt, der kommerziellen, fortgeschrittenen Phasenmeßgeräten, wie Lock-In-Verstärker oder Nulldurchgangsphasenmeßgeräten, zugänglich ist.

Die als Hüllkurvendetektor eingesetzte Schottky-Diode beeinflusst das hochpaßgefilterte Detektorsignal in einer nichtlinearen Art und Weise. Hierbei kann die Diodenkennlinie in Durchlaßrichtung in erster Näherung als quadratisch betrachtet werden, somit dominiert nach der Diode der quadratische Signalanteil. Ein nachgeschalteter Bandpaßfilter überträgt lediglich diesen quadratischen Anteil und führt ihn der weiteren Signalverarbeitung zu. Aus (7) ergibt sich somit nach Abschneiden des Gleichlichtanteils, Quadrierung und Bandpaßfilterung das endgültige Signal, welches für die Phasenbestimmung herangezogen wird. Wie man an (8) erkennen kann, geht die auf die synthetische Wellenlänge bezogene Meßdistanz in die Phase ein:

$$i(t) = 4i_0 \cdot \cos \left(2\pi(f_1 - f_2) \cdot t + 4\pi \frac{v_1 - v_2}{c} z - \frac{2\pi}{c} (v_1 + f_1 - v_2 - f_2) L \right). \quad (8)$$

Führt man für das DHI-System eine Fehleranalyse durch, so zeigt sich, daß die Stabilität bestimmter Größen einen bedeutenden Einfluß auf das Interferometersignal besitzen. An erster Stelle ist hierbei die Stabilität der beiden Heterodyn-Frequenzen f_1 und f_2 zu nennen, des weiteren sind Schwankungen der Laserfrequenzen v_1 und v_2 , langzeitliche Temperaturschwankungen und unterschiedliche Weglängen der beiden Heterodyn-Interferometer in den Objekt- bzw. Referenzpfaden von Bedeutung. Wird das Referenzsignal für die Phasenmessung im DHI-Interferometer ebenfalls interferometrisch (Referenzinterferometer) gewonnen, so ist es dennoch möglich, hochaufgelöste Phasenmessungen durchzuführen.

Zur Erzielung einer hohen Meßsystemauflösung ist man bestrebt, synthetische Wellenlänge so klein als möglich zu halten, da die erzielbare Auflösung von der Genauigkeit der Phasenmessung bestimmt wird. Eine geringe synthetische Wellenlänge hat jedoch zur Folge, daß der Eindeutigkeitsbereich ebenfalls klein ist. Um einen großen Eindeutigkeitsbereich bei gleichzeitig hoher Auflösung zu erzielen ist es notwendig, zwei Messungen durchzuführen, bei denen zwei um einen bestimmten Betrag veränderte synthetische Wellenlänge verwendet werden [16].

3. Doppelheterodyn-Interferometer mit angepaßtem Beugungsgitter

Es wurde ein Doppelheterodyn-Interferometer realisiert, mit dessen Hilfe es möglich war, erste Profilmessungen an technischen Oberflächen sowie Untersuchungen verschiedenster Art

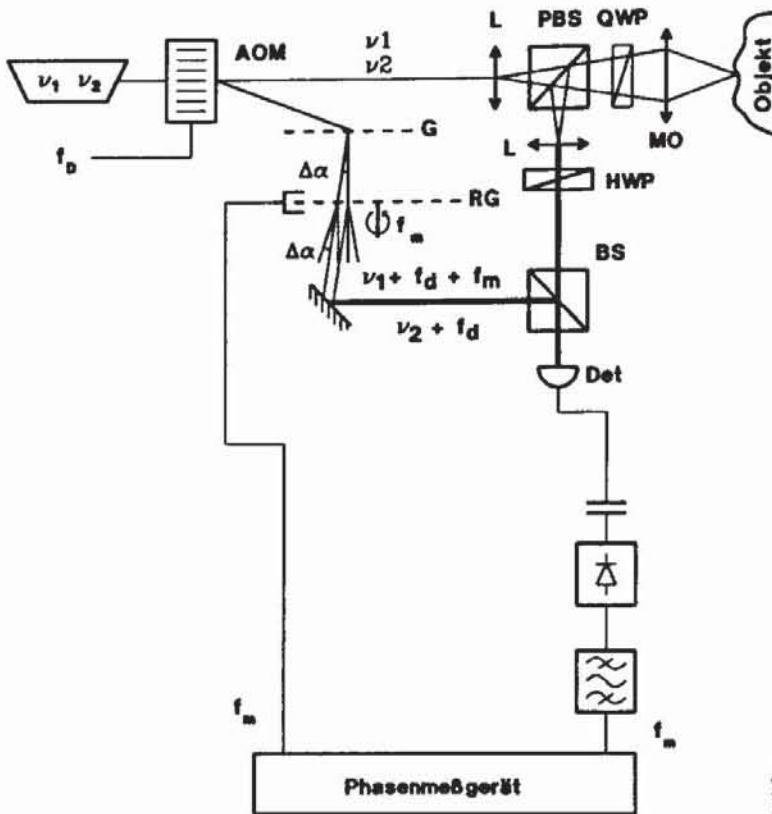


Abb. 2. Skizze des Helium-Neon-Laser Doppelheterodyn-Interferometers

durchzuführen. Abb. 2 zeigt eine Skizze des verwendeten Aufbaus. Als Laserquelle diente ein kommerzieller Helium-Neon-Laser (HeNe), der so abgestimmt werden kann, daß gleichzeitig zwei Laserlinien emittiert werden ($\lambda_1 = 633 \text{ nm}$, $\lambda_2 = 640 \text{ nm}$). Die mit diesem Laser erzielbare synthetische Wellenlänge beträgt $55,5 \mu\text{m}$, dies entspricht einem Eindeutigkeitsbereich von $27,8 \mu\text{m}$ bei interferometrischen Messungen.

Die Frequenzverschiebung in den beiden Interferometerreferenzarmen wird mittels eines AOM ($f_d = 40 \text{ MHz}$) und einer angepaßten Beugungsgitteranordnung durchgeführt. Nach dem Passieren des AOM schwingt das Licht in der ersten Beugungsordnung mit den Frequenzen $\nu_1 + f_d$ und $\nu_2 + f_d$. Eine notwendige Voraussetzung bei der Doppelheterodyn-Interferometrie ist, daß die beiden einzelnen Heterodyn-Interferometer auf verschiedenen Heterodyn-Frequenzen betrieben werden, da die Signalauswertung, wie zuvor erläutert, auf der Superheterodyn-Frequenz erfolgt. Aus diesem Grund ist eine zweite Frequenzverschiebung notwendig, die nur eine der beiden Lichtwellenlängen beeinflusst. Diese zweite Frequenzverschiebung erfolgt mittels einer Kombination von zwei Beugungsgittern.

Das aus dem AOM in der ersten Beugungsordnung austretende Licht trifft auf ein Beugungsgitter mit einer Gitterkonstanten p_1 ($1/p_1 = 600 \text{ Lp/mm}$). Aufgrund der hohen Ortsfrequenz des Gitters erfolgt im abgebeugten Licht eine chromatische Aufspaltung. In der ersten Beugungsordnung entsteht somit zwischen den beiden Lichtstrahlen mit λ_1 und λ_2 ein Differenzwinkel $\Delta\alpha$.

$$\Delta\alpha = \arcsin \left[\frac{\lambda_2}{p_1} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_1}{p_1}\right)^2} - \frac{\lambda_1}{p_1} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_2}{p_1}\right)^2} \right]. \tag{9}$$

Direkt nach dem ersten Beugungsgitter befindet sich ein zweites Gitter mit der Gitterkonstanten p_2 , wobei p_2 so gewählt ist, daß für eine mittlere Wellenlänge $\lambda = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$ der Ablenkungswinkel zwischen der nullten und der ersten Beugungsordnung gleich $\Delta\alpha$ wird. So ergibt sich für p_2 die folgende Beziehung:

$$p_2 = \frac{\lambda}{\sin \Delta\alpha} = \frac{\lambda}{\frac{\lambda_2}{p_1} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_1}{p_1}\right)^2} - \frac{\lambda_1}{p_1} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_2}{p_1}\right)^2}}. \tag{10}$$

Nach dem Durchtritt durch das erste Beugungsgitter werden die in die erste Beugungsordnung mit den Differenzwinkeln $\Delta\alpha$ abgelenkten beiden Strahlen mit λ_1 bzw. λ_2 auf das zweite Beugungsgitter gelenkt. Hinter dem zweiten Gitter ergeben sich somit u. a. vier Teilstrahlen (s. Abb. 2), die jeweils paarweise parallel sind. Die beiden Teilstrahlenpaare setzen sich wie folgt zusammen:

Paar 1	0. Ordnung von λ_1	1. Ordnung von λ_2
Paar 2	1. Ordnung von λ_1	0. Ordnung von λ_2

Rotiert das zweite Beugungsgitter, so wird das Licht in den ersten Beugungsordnungen um den Betrag f_m frequenzverschoben:

$$|f_m| = k \cdot f_r, \quad \begin{array}{l} k = \text{Linienpaare pro Umfang,} \\ f_r = \text{Drehzahl des Gitters.} \end{array} \quad (11)$$

Somit ergibt sich für die Lichtfrequenzen in den beiden Teilstrahlenpaaren der in der nachfolgenden Tabelle wiedergegebene Zustand:

Paar 1	$\nu_1 + f_d$	$\nu_2 + f_d - f_m$
Paar 2	$\nu_1 + f_d + f_m$	$\nu_2 + f_d$

Da in beiden Paaren die Frequenzverschiebung für λ_1 bzw. λ_2 unterschiedlich erfolgt, sind beide als Referenzstrahlen im Interferometer geeignet, daher muß man sich für ein Paar entscheiden.

Das am Meßobjekt gestreute Objektlicht wird von der Beobachtungsoptik gesammelt, nach dem Strahlteiler BS (vgl. Abb. 2) ergibt sich die Interferenz mit der jeweiligen Referenzwelle. Nach der Demodulation des amplitudenmodulierten Detektorsignals wird das Meßsignal einem Phasenmeßgerät zugeführt. Dieses wiederum bezieht sein Referenzsignal von einem Winkelschrittgeber, der an dem rotierenden Beugungsgitter angebracht ist.

In Abb. 3 sind zwei typische Meßergebnisse dargestellt, die mit dem HeNe-Doppelheterodyn-Interferometer erzielt wurden. Abb. 3a zeigt Profilmessungen an einer gefräzten Aluminiumprobe, in der Stufen mit $5 \mu\text{m}$ und $10 \mu\text{m}$ eingearbeitet sind. Das Meßsystem löst diese Stufen eindeutig auf. Es sind zwei Messungen dargestellt, die im Abstand von mehreren Minuten aufgenommen wurden. Die Meßunsicherheit des Systems für Wiederholungsmessungen liegt bei $0,5 \mu\text{m}$. Die geringe Differenz zwischen den beiden Messungen ist einerseits durch Umwelteinflüsse (Temperaturschwankungen etc.) und andererseits durch systembedingte Meßunsicherheiten (rotierendes Gitter etc.) bedingt.

Das Ergebnis einer axialen Verschiebungsmessung ist in Abb. 3b wiedergegeben. Hierzu wurde ein spiegelndes Objekt in axialer Richtung verschoben. Die Meßkurve zeigt die gute Linearität des Meßsystems sowie Phasensprünge von 360° nach Überschreiten des Eindeutigkeitsbereiches.

4. Doppelheterodyn-Interferometer für den Nahbereich

Nachdem, wie im vorstehenden Kapitel beschrieben, gezeigt werden konnte, daß die Doppelheterodyn-Interferometrie für Profil- bzw. Abstandsmessungen eingesetzt werden kann, soll dieses Verfahren weiterentwickelt werden, damit es im Nahbereich bis 100 m anwendbar wird. Hierfür ist es notwendig, die synthetische Wellenlänge des DHI-Systems veränderbar zu gestalten, um das Verfahren für hochgenaue Messungen einzusetzen. Die maximal erreichbare Meßgenauigkeit hängt dabei entscheidend von der Stabilität der Differenzfrequenz der zwei verwen-

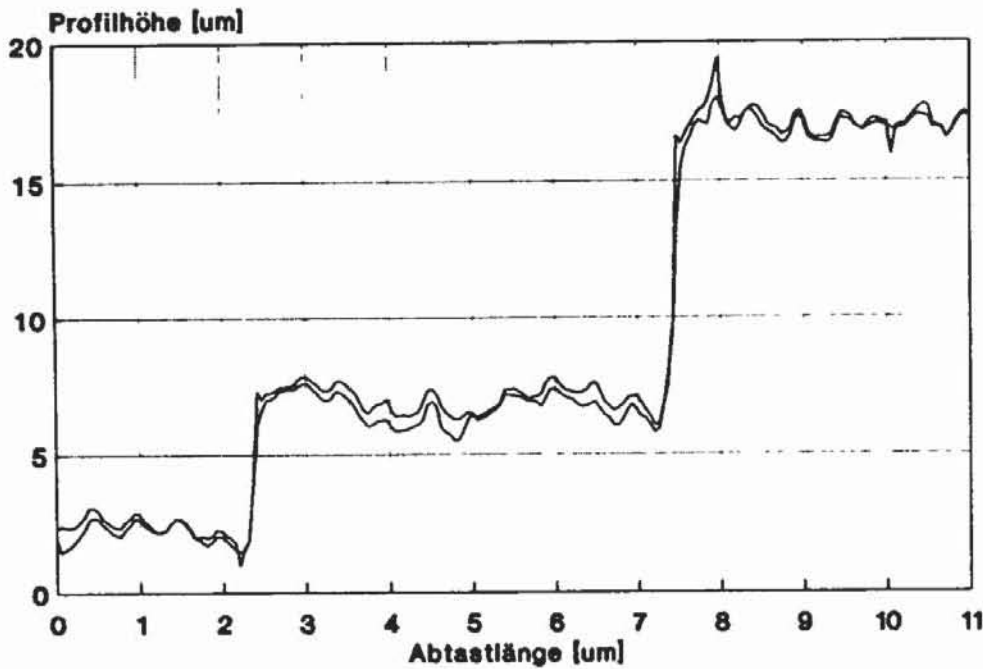


Abb. 3a. Wiederholungsmessungen an einer gefrästen Aluminiumprobe

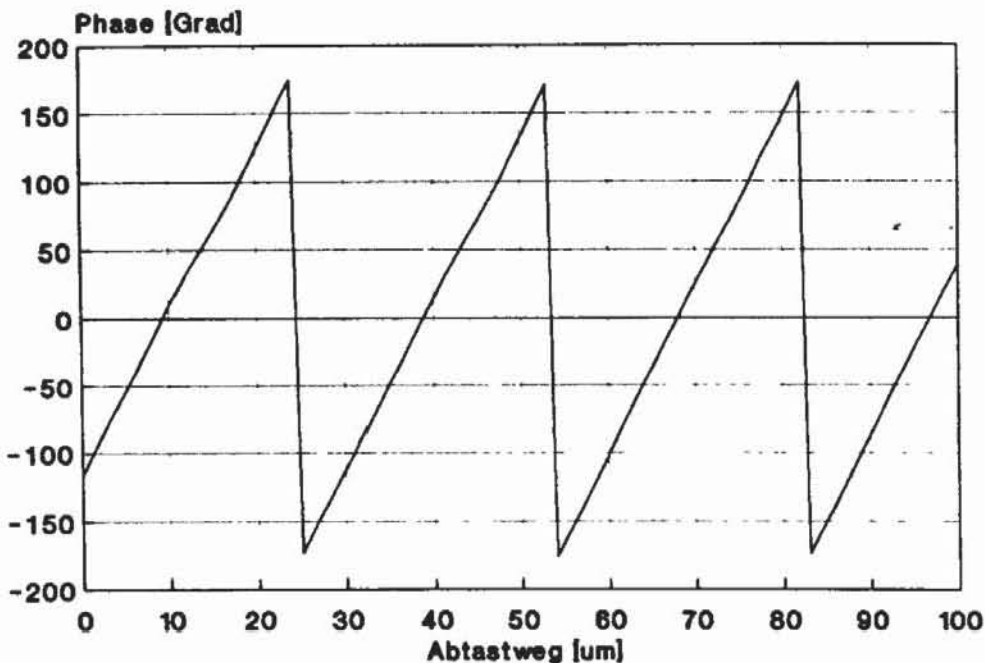


Abb. 3b. Messung bei einer axialen Objektbewegung

deten Lichtfrequenzen ab. Es gibt mehrere Möglichkeiten, die synthetische Wellenlänge zu verändern. Bei stabilisierten Gaslasern kann dies durch thermisch bedingte Kavitätslängenänderungen [17] erfolgen. Werden gekoppelte Diodenlaser verwendet, so ist die synthetische Wellenlänge durch verändern des Teilungsverhältnisses im Phasenregelkreis einstellbar. Die beiden vorgenannten Prinzipien zur Generierung der zweiten Lichtwellenlänge und Veränderung der synthetischen Wellenlänge weisen Nachteile auf, die sich bei hochgenauen Messungen im Nahbereich negativ auswirken. Beim Einsatz von stabilisierten Zweiwellenlängen-Gaslasern als Generationssystem ist die Differenzfrequenzänderung aufwendig, außerdem sind lange Einschwingzeiten erforderlich. Bei gekoppelten Diodenlasern besteht die Schwierigkeit, daß die Differenzfrequenz infolge der starken Abhängigkeit der Laserwellenlänge vom Injektionsstrom beträchtliche Fluktuationen aufweist.

Wird dagegen nur eine Laserquelle benutzt, die im Monomodebetrieb arbeitet (strom- und temperaturstabilisierte Laserdiode) und zur Generierung der zweiten Lichtwellenlänge ein ultra-hochfrequenter akusto-optischer Frequenzschieber (UHF-AOM) mit einer Beugungseffizienz von 50%, so läßt sich die synthetische Wellenlänge durch Ändern der UHF-AOM Ansteuerfrequenz sehr einfach variieren. Die Stabilität der synthetischen Wellenlänge wird dabei durch die Frequenzstabilität des AOM bestimmt.

Für die entfernungsabhängige Phasenlage des Superheterodyn-Signals ergibt sich

$$\phi = \frac{4\pi \Delta\nu}{c} z. \quad (12)$$

Durch partielles Ableiten nach $\Delta\nu$ entsteht

$$d\Delta\nu = \frac{d\phi}{2\pi} \cdot \frac{c}{2z} = \frac{2 \cdot dz}{\lambda} \cdot \frac{c}{2z}. \quad (13)$$

Hierbei ist $d\phi/2\pi$ die Auflösung des Phasenmeßgerätes, dz die Distanzauflösung. Werden nun die folgenden Zahlenwerte eingesetzt, $dz = 0,1$ mm, $\lambda = 0,6$ m ($\Delta\nu = 500$ MHz), so erhält man für den UHF-AOM eine zu fordernde Frequenzstabilität von 1 ppm, um die angestrebte Distanzauflösung zu erzielen. Kommerziell verfügbare AOM-Systeme besitzen Frequenzstabilitäten, die den obigen Anforderungen genügen.

Zum Nachweis des grundsätzlichen Prinzips wurde der Einsatz eines akusto-optischen Modulators zur Generierung der zweiten Lichtwellenlänge simuliert. Hierzu wurde ein Heterodyn-Interferometer aufgebaut, das mit Licht aus der ersten Beugungsordnung eines 80 MHz AOM-Frequenzschiebers versorgt wurde. Abb. 4 zeigt im oberen Teil die Einhüllende des Heterodyn-Interferometersignals bei einer Integrationszeit von 15 Sekunden. Im unteren Teil des Bildes ist das Ansteuersignal des Heterodyn-Interferometer AOM dargestellt, welches für die Messung als Referenz diente. Die in Abb. 4 ersichtlichen geringen Phasenschwankungen rühren von interferometrischen Schwankungen des Versuchsaufbaus her. Da bei der Realisierung des geplanten DHI-Systems die beiden benutzten Einzelheterodyn-Interferometer z. T. getrennte Wege durchlaufen müssen, besteht die Notwendigkeit, ein Referenzinterferometer in das System zu integrieren.

Ein weiterer kritischer Punkt bei der Realisierung des AOM-gestützten DHI stellt der Einfluß des AOM auf den Polarisationszustand des durchtretenden Lichtes dar. Daher wurde der Polarisierungszustand einer Lichtwelle, die einen 40 MHz AOM passiert, ellipsometrisch ermittelt. Bei den Untersuchungen wurden verschiedene Parameter wie Treiberleistung, Frequenz und die genaue Einstellung der Bragg-Bedingung variiert. Das einfallende Licht war linear polarisiert, wo hingegen das austretende Licht in der nullten bzw. ersten Beugungsordnung des

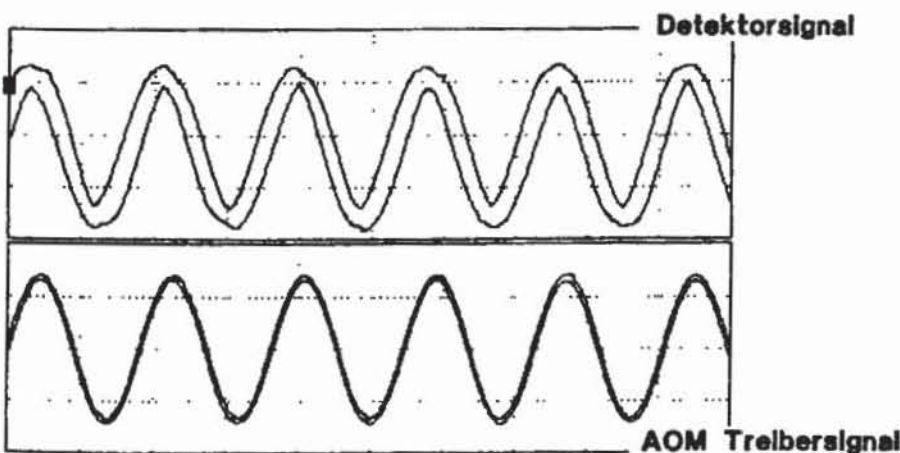


Abb. 4. Hüllkurven des Detektor- und Oszillatorsignals eines Heterodyn-Interferometers, bei dem das in das Interferometer eintretende Licht zuvor mit Hilfe eines akusto-optischen Modulators frequenzverschoben wurde

AOM elliptisch polarisiert war. Der Grad der Elliptizität hängt von der Wahl der Parameter ab. Es konnten Parameter ermittelt werden, bei denen sowohl in der nullten als auch in der ersten Beugungsordnung nahezu linear polarisiertes Licht den Kristall verläßt.

Abb. 5 zeigt einen Entwurf des gesamten Doppelheterodyn-Interferometers, welches sich derzeit im Aufbau befindet. Subsysteme wurden bereits ausgetestet. Als Laserquelle kommt eine strom- und temperaturstabilisierte Laserdiode mit einer maximalen Ausgangsleistung von 30 mW zum Einsatz. Zur Vermeidung von Rückreflexen in die Laserkavität, welche ungewollte Modensprünge zur Folge hätten, wird ein Faraday-Isolator mit 45 dB Isolation eingesetzt. Zur Erzielung eines Beugungswirkungsgrades von 50% ist es notwendig, das in den UHF-AOM eintretende Licht zu fokussieren. Nachdem das Licht den UHF-AOM verlassen hat, sind zwei gleich starke Lichtstrahlen vorhanden, deren Lichtfrequenzen 500 MHz auseinander liegen. Somit steht ein Eindeutigkeitsbereich von 30 cm für Abstandsmessungen zur Verfügung. Nachdem die UHF-Treiberfrequenz auf z. B. 501,5 MHz umgeschaltet wird, läßt sich eine erneute Messung durchführen, jetzt aber mit einer neuen synthetischen Wellenlänge. Aus der Kombination der beiden Einzelmessungen ergibt sich im obigen Beispiel somit ein resultierender Eindeutigkeitsbereich von 100 m.

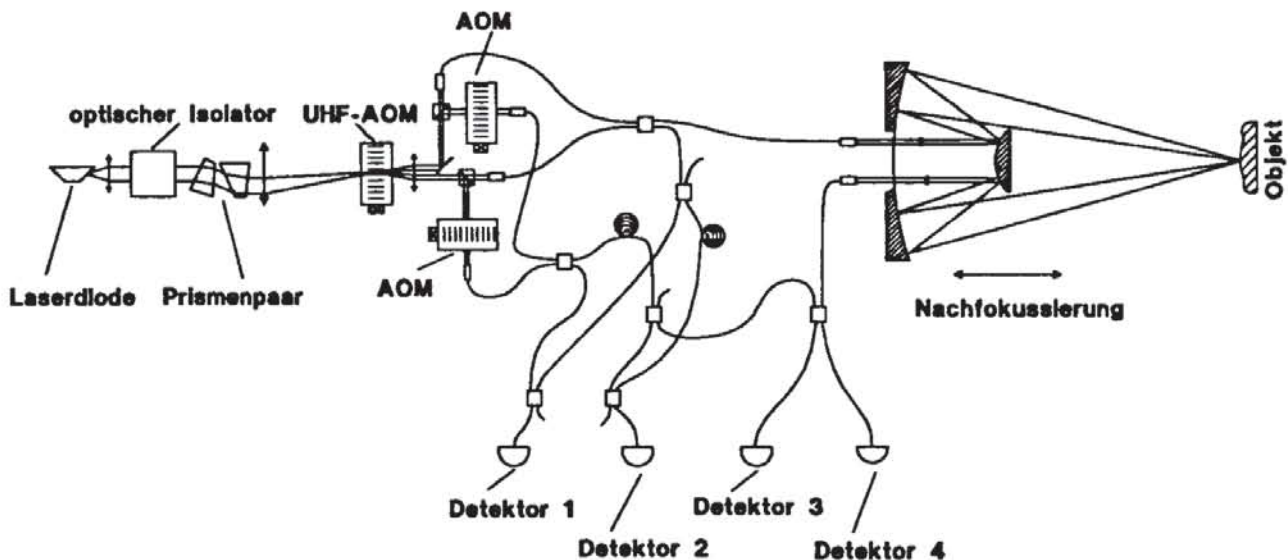


Abb. 5. Skizze des Doppelheterodyn-Interferometers für den Nahbereich

Von den beiden den UHF-AOM verlassenden Lichtstrahlen wird ein Teil der Energie als Referenzstrahl abgespalten und in jeweils einem weiteren AOM um 80 MHz bzw. 80,1 MHz frequenzverschoben, so daß sich eine Superheterodynfrequenz von 100 KHz ergibt. Die weitere Strahlführung erfolgt in einem Glasfasernetzwerk, um einen möglichst kompakten Aufbau zu realisieren. Bei der Sende- und Empfangsoptik wird eine gute Trennung zwischen den beiden Teilstrahlengängen angestrebt um etwaiges Übersprechen zu vermeiden. Abb. 5 zeigt hierzu eine Variante mit asphärischen Spiegeln.

5. Zusammenfassung

In diesem Aufsatz wurde ein Meßsystem vorgestellt, welches sich aus der Kombination der Zweiwellenlängen-Interferometrie mit dem intensitätsunabhängigen Heterodyn-Verfahren zusammensetzt. Die resultierende Doppelheterodyn-Interferometrie vereinigt die Vorteile der beiden Verfahren. Ein großer Eindeutigkeitsbereich entsprechend der effektiven Wellenlänge λ entsteht; darüber hinaus sind optisch raue Oberflächen als Meßobjekte zulässig; reduzierte Empfindlichkeit gegenüber Vibrationen und Umwelteinflüssen, hohe Auflösung infolge elektronischer Phasenbestimmung sowie hochgenaue Abstandsmessung in Echtzeit sind weitere Vorteile.

Es wurden zunächst die theoretischen Grundlagen dargestellt und darauf aufbauend eine Realisierung mit einem HeNe-Laser und einer angepaßten Beugungsgitteranordnung beschrieben, mit deren Hilfe die Tauglichkeit des DHI-Prinzips zur Profil- und Abstandsmessung nachgewiesen werden konnte. Der dritte Abschnitt galt einem sich derzeit in der Realisierungsphase befindlichen Konzept für ein DHI-System, das in der Lage sein wird über große Abstände Messungen durchzuführen.

Das Doppelheterodyn-Interferometer wird in Zukunft zu einem effektiven und dynamischen Meßinstrument zur hochgenauen Entfernungsmessung im Mikrometerbereich bis hin zu Meßdistanzen von 100 m entwickelt werden, für das sich schon jetzt zahlreiche Einsatzmöglichkeiten abzeichnen.

Literatur

- [1] Bickel, G. et al.: Triangulation with expanded range of depth. *Optical Engineering* 24, 975, 1985.
- [2] Rioux, M.: Laser range finder based on synchronized scanners. *Applied Optics* 23, 3837, 1984.
- [3] Häusler, G. et al.: Telecentric scanner for 3-D sensing. *Optical Engineering* 24, 978, 1985.
- [4] Seitz, G. et al.: 3-D-Koordinatenmessung durch optische Triangulation. *Feinwerktechnik & Meßtechnik* 94, 423, 1986.
- [5] Greve, A., Harth, W.: Laser diode distance meter in a KERN DKM 3A theodolite. *Applied Optics* 23, 2982, 1984.
- [6] Tiziani, H. J.: Rechnerunterstützte Laser-Meßtechnik. *Technisches Messen* 54, 221, 1987.
- [7] Tiziani, H. J.: Optical methods for precision measurements. *Optical and Quantum Electronics* 21, 253, 1989.
- [8] Wyant, J. C.: Testing aspherics using two-wavelength holography. *Applied Optics* 10, 2113, 1971.
- [9] Polhenus, C.: Two-wavelength interferometry. *Applied Optics* 12, 2071, 1973.
- [10] Küchel, M.; Tiziani, H. J.: Real-time contour holography using BSO crystals. *Optics Communications* 38, 17, 1981.
- [11] Creath, K. et al.: Contouring aspheric surfaces using two-wavelength phase shifting interferometry. *Optica Acta* 32, 1455, 1985.
- [12] Harnisch, B.; Truckenbrodt, H.: Optische Mikroprofilometrie: Meßprinzipien Auflösungsvermögen und Meßwertverarbeitung. *Optica Applicata XXVIII*, 295, 1988.
- [13] Fercher, A. F. et al.: Rough surface interferometry with a two-wavelength heterodyne speckle interferometer. *Applied Optics* 24, 2181, 1985.
- [14] Kikuta, H. et al.: Distance measurement by the wave length shift of laser diode light. *Applied Optics* 25, 2976, 1986.
- [15] Dändliker, R. et al.: Two wavelength laser interferometry using super-heterodyne detection. *Proceedings of ICO 14 Congress, Quebec, Canada, paper B 1.2, 1987.*
- [16] Hartl, P.: *Fernwirktechnik der Raumfahrt*. Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, 2. Auflage, 1988.
- [17] Seta, K.; Oishi, T.: Distance meter utilizing the intermode beat of a He-Ne laser. *Applied Optics* 29, 354, 1990.