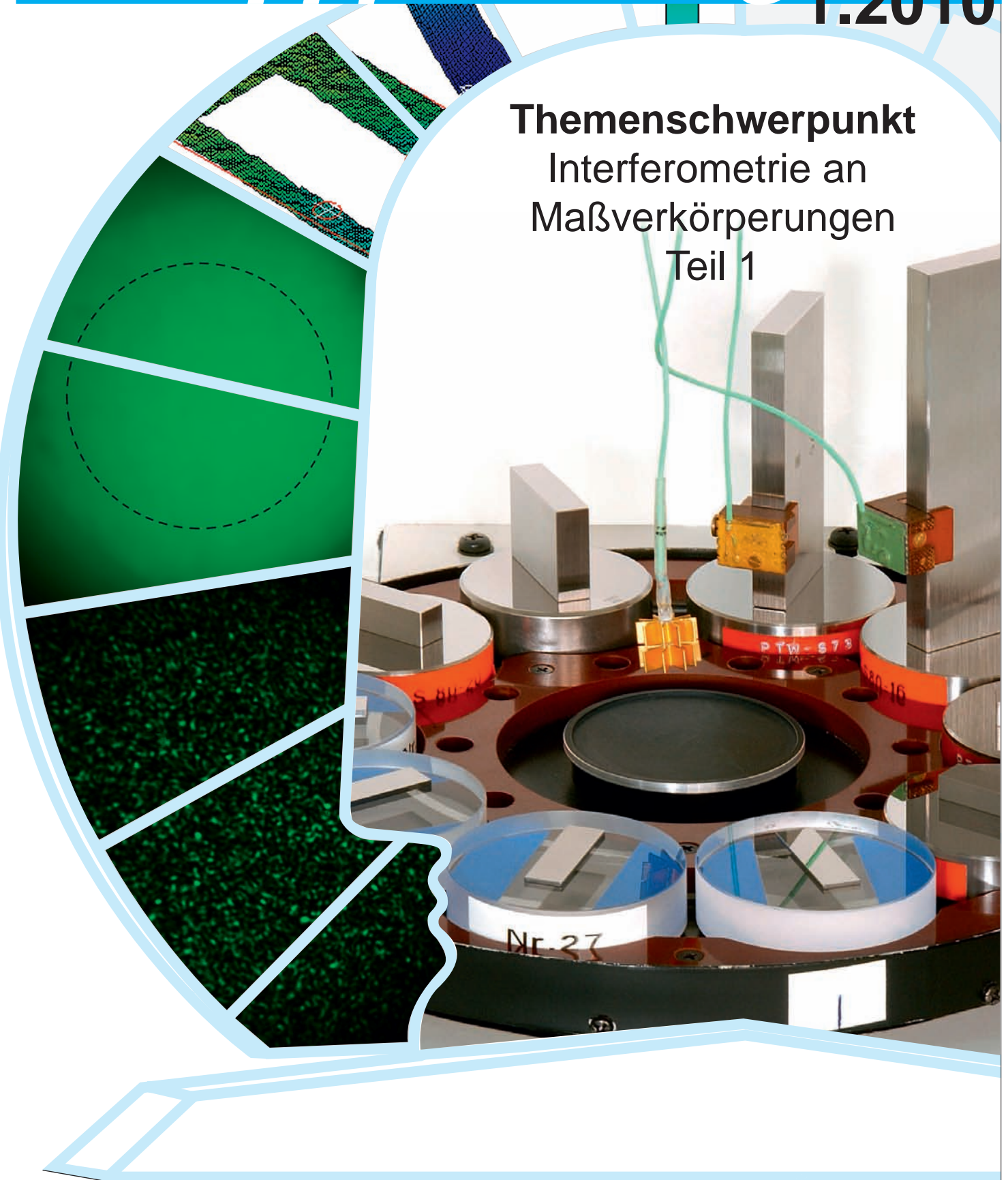


Themenschwerpunkt Interferometrie an Maßverkörperungen Teil 1



Fachorgan für Wirtschaft und Wissenschaft
Amts- und Mitteilungsblatt der
Physikalisch-Technischen Bundesanstalt
Braunschweig und Berlin

120. Jahrgang, Heft 1, März 2010

Inhalt

Themenschwerpunkt

- Interferometrie an Maßverkörperungen, Teil 1
- *René Schödel*: Einige Grundlagen der interferentiellen Längenmessung 3
 - *René Schödel, Alexander Walkov*: Das neu aufgebaute Ultrapräzisionsinterferometer 11
 - *Peter Franke, René Schödel*: Interferometrische Kalibrierung von Parallelendmaßen 16
 - *Arnold Nicolaus, Guido Bartl, Andreas Peter*: Interferometrie an Kugeln 23
 - *Alexander Höink, Karl Meiners-Hagen, Ahmed Abou-Zeid*: Formmessungen dünner Zylinder mittels Mehrwellenlängen-Diodenlaserinterferometrie 31
 - Verabschiedung von Ahmed Abou-Zeid 36

Recht und Technik

- Vollversammlung für das Eichwesen 2009 37
- Neufassung des Stichprobenprüfverfahrens 39

Amtliche Bekanntmachungen

(eigenes Inhaltsverzeichnis) 44

Zum Titelbild:

Das Foto auf der Titelseite öffnet den Blick in das Innere eines Interferenzkomparators, in dem sich verschiedene Endmaße befinden, deren Längen jeweils durch interferentielle Messungen bei genau bekannten Lichtwellenlängen an das Meter nach SI angeschlossen werden sollen.

Der linke Bereich der Abbildung zeigt die räumliche Verteilung der Lichtintensität am Eingang des Komparators, welche eine „saubere“ Zweistrahlinterferenz ohne Störanteile gewährleistet. Durch „Homogenisierung“ wird eine sehr gleichmäßige Ausleuchtung innerhalb eines kreisförmigen Bereiches erreicht. Oben im Bild ist eine Interferenzphasentopografie gezeigt.

Impressum

Die **PTB-Mitteilungen** sind metrologisches Fachjournal und amtliches Mitteilungsblatt der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, Braunschweig und Berlin. Als Fachjournal veröffentlichen die PTB-Mitteilungen wissenschaftliche Fachaufsätze zu metrologischen Themen aus den Arbeitsgebieten der PTB. Als amtliches Mitteilungsblatt steht die Zeitschrift in einer langen Tradition, die bis zu den Anfängen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt (gegründet 1887) zurückreicht. Die PTB-Mitteilungen veröffentlichen in ihrer Rubrik „**Amtliche Bekanntmachungen**“ unter anderem die **aktuellen Geräte-Prüfungen** und -Zulassungen aus den Gebieten des Eich-, Prüfstellen- und Gesundheitswesens, des Strahlenschutzes und der Sicherheitstechnik.

Verlag

Wirtschaftsverlag NW
Verlag für neue Wissenschaft GmbH
Bürgermeister-Smidt-Str. 74–76,
27568 Bremerhaven
Postfach 10 11 10, 27511 Bremerhaven
Internet: www.nw-verlag.de
E-Mail: info@nw-verlag.de

Herausgeber

Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB),
Braunschweig und Berlin
Postanschrift:
Postfach 33 45, 38023 Braunschweig
Lieferanschrift:
Bundesallee 100, 38116 Braunschweig

Redaktion/Layout

Presse- und Öffentlichkeitsarbeit, PTB
Dr. Dr. Jens Simon (verantwortlich)
Gisela Link
Telefon: (05 31) 592-82 02
Telefax: (05 31) 592-30 08
E-Mail: gisela.link@ptb.de

Leser- und Abonnement-Service

Marina Kornahrens
Telefon: (04 71) 9 45 44-61
Telefax: (04 71) 9 45 44-88
E-Mail: vertrieb@nw-verlag.de

Anzeigenservice

Karin Drewes
Telefon: (04 71) 9 45 44-21
Telefax: (04 71) 9 45 44-77
E-Mail: info@nw-verlag.de

Erscheinungsweise und Bezugspreise

Die PTB-Mitteilungen erscheinen viermal jährlich. Das Jahresabonnement kostet 55,00 Euro, das Einzelheft 16 Euro, jeweils zzgl. Versandkosten. Bezug über den Buchhandel oder den Verlag. Abbestellungen müssen spätestens drei Monate vor Ende eines Kalenderjahres schriftlich beim Verlag erfolgen.

© Wirtschaftsverlag NW, Verlag für neue Wissenschaft GmbH, Bremerhaven, 2010

Alle Rechte vorbehalten. Kein Teil dieser Zeitschrift darf ohne schriftliche Genehmigung des Verlages vervielfältigt oder verbreitet werden. Unter dieses Verbot fällt insbesondere die gewerbliche Vervielfältigung per Kopie, die Aufnahme in elektronische Datenbanken und die Vervielfältigung auf CD-ROM und in allen anderen elektronischen Datenträgern.

Einige Grundlagen der interferentiellen Längenmessung

René Schödel*

1 Einleitung

Die Verfügbarkeit von Längennormalen und die Fähigkeit Längen höchst genau zu messen sind von fundamentaler Bedeutung für technologisch hoch entwickelte Gesellschaften. Mit steigenden Anforderungen an die Genauigkeit wurden schon im beginnenden Industriezeitalter immer präzisere Normale entwickelt. Bereits im Jahre 1887 wurde von Albert Abraham Michelson vorgeschlagen, optische Interferometer zur Längenmessung zu benutzen. Allerdings dauerte es noch viele Jahre bis das Meter 1960 nach dem Internationalen Einheitensystem (SI) als Vielfaches einer wohl definierten Wellenlänge von Licht festgelegt und damit der Internationale Meterprototyp („Urmeter“) als weltweites Primärnormal abgelöst wurde. 1983 hat sich die SI-Definition des Meters noch einmal dahingehend verändert, dass es an die Laufzeit von Licht im Vakuum gebunden wurde [1], d. h. 1 Meter wird als Länge der Strecke definiert, die Licht im Vakuum während der Dauer von $1/299\,792\,458$ Sekunden zurücklegt.

Das Grundprinzip der interferentiellen Längenmessung besteht in dem Vergleich einer verkörperten Länge oder mechanischen Verschiebung (l) mit bekannten Wellenlängen (λ) des Lichtes. Bedingt durch die Reflexion an den Komponenten des Interferometers legt das Licht die doppelte Wegstrecke ($2l$) zurück. Deshalb steht die zu messende Länge in Relation zur halben Wellenlänge:

$$l = (i + q)\lambda/2 \quad (1)$$

Der Faktor $i + q$ ist eine Gesamtzahl von Interferenzordnungen, wobei i die ganzzahligen und q die nicht ganzzahligen Ordnungen beschreibt. Die Separation in i und q ist nicht in jedem Fall möglich, denn sie erfordert eine gesonderte Methode zur zweifelsfreien Bestimmung der ganzzahligen Ordnungen i .

Die Wellenlänge des Lichtes im Vakuum ergibt sich aus $\lambda_{\text{vak}} = c/f$, wobei $c = 299\,792\,458 \text{ m s}^{-1}$ den festgelegten Wert für die Geschwindigkeit des Lichtes im Vakuum und f die Frequenz des Lichtes darstellt. Durch die Synchronisation der Frequenz des sichtbaren Laserlichtes auf die deutlich kleinere Frequenz der primären Zeitnormale (Atomuhren) lassen sich heutzutage Lichtquellen bereitstellen; deren Frequenzen mit relativen Unsicherheiten von $< 10^{-14}$ bekannt sind. Als praktikable Lichtquellen für den Einsatz in der interferentiellen Längenmessung erweisen sich die vom Comité International des Poids et Mesures (CIPM) empfohlenen Lichtquellen, deren Frequenz jeweils durch Stabilisierung von Lasern auf molekulare Hyperfeinstruktur-Übergänge gegeben ist [1]. Hierbei werden genügend kleine relative Unsicherheiten der Frequenz von typischerweise $< 10^{-11}$ erreicht.

Die PTB-Präzisionsinterferometer sind primär für Längenmessungen unter Vakuumbedingungen vorgesehen. In diesem Fall ist die Wellenlänge des Lichtes in Gl. 1 gleich der Vakuumwellenlänge und deren relative Unsicherheit gleich derer der Frequenz. Die richtige Bestimmung der Interferenzordnungen ($i + q$) ist demnach maßgeblich für die erreichbare Unsicherheit der Längenmessungen im Vakuum. Neben der Problematik der Bestimmung der ganzzahligen Interferenzordnungen (i) steht die Beschreibung genauer Messungen des Interferenzbruchteils (q) im Mittelpunkt dieses Beitrags.

Interferentielle Längenmessungen in Luft erfordern zudem die genaue Kenntnis der Luftbrechzahl n_{Luft} , da diese die Wellenlänge des Lichtes herunterskaliert ($\lambda = \lambda_{\text{vak}}/n_{\text{Luft}}$). Auf die Problematik der genauen Bestimmung der Luftbrechzahl wird unter anderem im Beitrag „Interferometrische Kalibrierung von Parallelendmaßen“ in diesem Heft näher eingegangen.

* Dr. René Schödel, Leiter des Fachbereichs „Interferometrie an Maßverkörperungen“, E-Mail: rene.schoedel@ptb.de

2 Interferenz ebener Wellen

Wird eine ebene Lichtwelle mit einem Strahlteiler in zwei Komponenten zerlegt und werden diese Komponenten nach Durchlaufen unterschiedlicher Lichtwege durch Reflexion an ebenen Flächen wieder zusammengeführt, dann kann unter bestimmten Bedingungen die Interferenz beider Wellen beobachtet werden. Betrachtet man für monochromatisches Licht die Addition der jeweiligen elektrischen Feldstärkekomponenten $E_1 = A_1 \times \cos(\varphi_1 - \omega t)$ und $E_2 = A_2 \times \cos(\varphi_2 - \omega t)$ so ergibt der zeitliche Mittelwert über $(E_1 + E_2)^2$ die stationäre Interferenzintensität $I = \frac{1}{2} A_1^2 + \frac{1}{2} A_2^2 + A_1 A_2 \times \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$. Setzt man $A_{1/2} = \sqrt{2I_{1/2}}$ so lässt sich die Interferenzintensität schreiben als $I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \times \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ bzw. in der üblichen Form:

$$I = I_0 [1 + \gamma \cos(\varphi_1 - \varphi_2)] \quad (2)$$

wobei $\gamma = 2\sqrt{I_1 I_2} / (I_1 + I_2)$ den Interferenzkontrast beschreibt

$$(\gamma = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}), I_0 = I_1 + I_2).$$

Im Kontext der interferentiellen Längenmessung lässt sich die Interferenz z. B. mit einem Twyman-Green Interferometer generieren (Bild 1). Eine Punktlichtquelle im Brennpunkt eines Kollimators erzeugt ein Parallelstrahlenbündel, welches vom Strahlteiler ausgehend zwei verschiedene Wege durchläuft: 1) zu einem prismatischen Körper mit angesprengter Endplatte und 2) zu einem Referenzspiegel. Nach Reflexion und Rückkehr zur Ebene des Strahlteilers geht das Licht wieder einen „quasi gemeinsamen“ Weg bis zur Kamera, welche das Interferogramm aufnimmt. Dieses repräsentiert eine Verteilung der Interferenzintensität entsprechend Gl. 2 in der Ebene des Kamera-Sensors. Die Phasendifferenz $\varphi_1 - \varphi_2$ entsteht hierbei durch die unter-

schiedlich zurückgelegten Lichtwege in den beiden Interferometerarmen. Da der Referenzstrahl einmal mehr am optisch dichteren Medium (Strahlteiler-Außenfläche) reflektiert wird als der Messstrahl, kehrt sich das Vorzeichen des Interferenzterms in folgender Schreibweise um:

$$I = I_0 \left\{ 1 - \gamma \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} (z_1(x, y) - z_2(x, y)) \right] \right\} \quad (2a)$$

wobei $z_{1/2}(x, y)$ die Verteilung der geometrischen Wege (Mess:1, Referenz:2) lateral zur optischen Achse darstellt. Sind die reflektierenden Flächen plan, dann beschreibt die Wegdifferenz $z_1(x, y) - z_2(x, y)$ eine Ebene, deren Neigung von der Ausrichtung der Flächen zueinander abhängt. Die Cos-Funktion sorgt dann für das typische Streifenmuster mit Maxima für Wegdifferenzen von $m\lambda/2$ und Minima für $(m + \frac{1}{2})\lambda/2$. Der prismatischer Körper im Messarm (Weg 1) des Interferometers verursacht zwei zueinander versetzte Streifensysteme. Der Wert dieses Versatzes entspricht dem Interferenzbruchteil q . Dieser repräsentiert das unmittelbare Ergebnis der Messung zur Bestimmung der Länge (Gl. 1) mittels Interferometrie. Reale optische Komponenten eines Interferometers sind nicht ideal plan. Zusammen mit Einflüssen der Strahlformungsoptik (Kollimator) aber auch durch Unebenheiten der Flächen des zu vermessenden Probekörpers gibt es in realen Messungen keine ideal ebenen Wellen, die zur Interferenz kommen. Dies stellt eine der Limitierungen interferentieller Längenmessungen dar [2].

3 Störinterferenzen: Ursachen und Beseitigung

In der in Bild 1 gezeigten Interferometeranordnung wird der Strahl an einer teilbeschichteten Seite einer optischen Platte reflektiert. Dies hat im Vergleich zur Verwendung großer Teilerwürfel den Vorteil, dass der Lichtweg durch das Substrat des Strahlteilers kleiner und damit auch der Einfluss der Brechzahlinhomogenität geringer ist. Die durch Reflexion des Lichtes an der anderen Seite der Teilerplatte hervorgerufene Strahlung muss unterdrückt werden, um eine zusätzlich auftretende Interferenz zu verhindern, die sich störend auf die Messung auswirkt. Eine einfache Möglichkeit bietet die Verwendung einer Keilplatte als Strahlteiler. Dadurch erhält die ungewollte Reflexion eine andere Richtung als die gewünschte Reflexion und lässt sich mittels einer Blende in der Brennebene des Ausgangskollimators räumlich filtern. Die Dispersion des Materials aus dem die Keilplatte hergestellt ist erzeugt eine wellenlängenabhängige Neigung des Interferenzbildes. Dieser Effekt lässt sich durch Verwendung einer so genannten Kompensationsplatte korrigieren, welche den gleichen Keilwinkel wie die Teilerplatte aufweist und deren Orientierung geeignet gewählt ist.

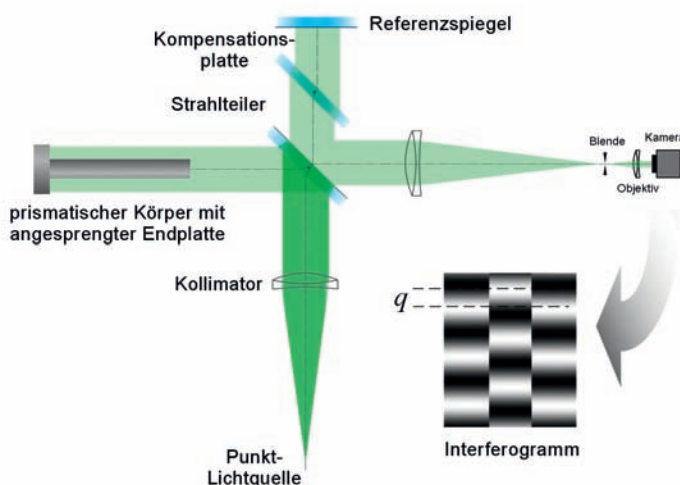


Bild 1: Darstellung eines Twyman-Green Interferometers zur Messung der Länge prismatischer Körper. Das unten rechts dargestellte Interferogramm symbolisiert den Streifenversatz bei leicht geneigtem Referenzspiegel. Dieser repräsentiert den Interferenzbruchteil, der der verwendeten Wellenlänge zugeordnet ist.

Es können weitere Reflexionen auftreten, die selbst dann merkbare Störinterferenzen hervorrufen, wenn deren Intensität wesentlich kleiner als die der Hauptreflexe ist. Dies lässt sich anhand des mathematischen Ausdrucks für den Interferenzkontrast veranschaulichen. Für $I_1 \ll I_2$ ist dieser näherungsweise gegeben durch $\gamma = 2\sqrt{I_1/I_2}$ (siehe Gl. 2). Zum Beispiel erzeugt ein Störreflex dessen Intensität nur ein Hundertstel des Hauptreflexes beträgt, eine Störinterferenz mit einem Kontrast von 0.2 und damit eine Intensitätsvariation im Interferogramm von 20 Prozent! Dies führt zu erheblichen Fehlern bei der Phasenauswertung.

Verbleibende Störinterferenzen lassen sich effektiv durch geeignete Lichtquellen unterdrücken. Benutzt man beispielsweise eine Multimode-Faser als „Quasi-Punktlichtquelle“ im Brennpunkt des Kollimators so ergibt sich ein Strahlenbündel, dessen Intensitätsverteilung eine granulierende Struktur aufweist (Bild 2A). Wegen dieser stark lokalisierten Ausleuchtung wäre dieses Licht zur Erzeugung von Interferogrammen nicht geeignet. Wird jedoch eine geeignete Vibration auf die Faser gebracht, so kann man für genügend große Beobachtungszeiten (> 100 ms) eine ausreichend homogene Ausleuchtung durch „Verschmierung“ der Lichtpunkte erhalten (Bild 2B), ähnlich wie sie bei single-mode Fasern zu beobachten ist. Der Vorteil gegenüber single-mode Lichtquellen besteht allerdings darin, dass zum Hauptstrahl verschobene bzw. gespiegelte Reflexionen nicht als Störinterferenz sichtbar werden können.

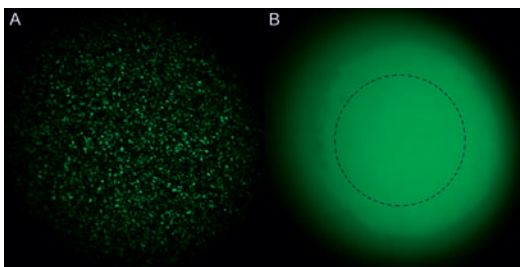


Bild 2: Photographische Aufnahme grünen Lichts am Ausgang einer Multi-mode Faser. (Belichtungszeit: 50 ms) A: ohne Vibration der Faser, B: mit Vibration der Faser. Die gestrichelte Kreislinie symbolisiert den Ausschnitt des divergierenden Lichtbündels, das den Kollimator passiert und in das Interferometer gelangt.

4 Bestimmung des Interferenzbruchteils q mittels Phasenverschiebeinterferometrie

Jede Parallelverschiebung des Interferometer-Referenzspiegels (Weg 2) ruft eine Verschiebung des Streifensystems im Interferogramm hervor. Dieses Phänomen macht sich die so genannte Phasenverschiebeinterferometrie zunutze [3]. Hierbei wird der Lichtweg im Referenzarm

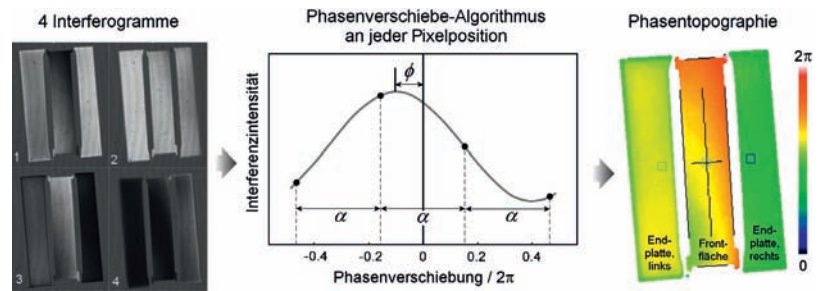


Bild 3: Ein Satz von vier zueinander phasenverschobenen Interferogrammen (links), wird pixelweise mittels eines Phasenauswerte-Algorithmus verarbeitet (Mitte): Die resultierende Phasentopographie beinhaltet Bereiche auf der Endplatte und auf der Frontfläche des Probekörpers aus denen sich der Interferenzbruchteil berechnen lässt.

des Interferometers in äquidistanten Schritten verschoben und bei jeder Position ein Interferogramm aufgenommen. Aus den so erhaltenen Interferogrammen kann mittels eines Algorithmus die Interferenzphasentopographie berechnet werden. Bild 3 zeigt dies am Beispiel des Carré-Algorithmus [4]. Dieser 4-Schritt Algorithmus ordnet jeder Pixelposition einen Phasenwert ϕ zu wie in Bild 3, Mitte, veranschaulicht. Aus der so erhaltenen Phasentopographie lässt sich der Interferenzbruchteil wesentlich genauer bestimmen als durch Auswertung eines Streifenversatzes innerhalb eines einzelnen Interferogrammes (wie in Bild 1). Dazu werden die Phasenwerte innerhalb ausgewählter Pixelbereiche gemittelt. Diese Bereiche sind in Bild 3, rechts, als Rechtecke eingezeichnet.

Die Differenz der Phasenmittelwerte auf der Frontfläche des Körpers, ϕ_{Fv} zu denen auf der Endplatte, ϕ_{Pv} ergibt dann den Interferenzbruchteil:

$$q = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{1}{2} (\phi_{P, \text{links}} + \phi_{P, \text{rechts}}^{uv}) - \phi_F \right] \quad (3)$$

Die Anordnung der Bereiche auf der Endplatte muss symmetrisch zum Bereich auf der Frontfläche sein. Anderenfalls verfälscht jede Neigung der Phasentopographie das Ergebnis. Auch die genaue Positionierung der Bereiche ist von Bedeutung, da reale Probekörper nicht ideal parallele Endflächen aufweisen. Dazu wird die Position der Frontfläche in Bezug zu den Pixel-Koordinaten dadurch genau ermittelt, dass das Erscheinen/Verschwinden der Interferenz auf der Frontfläche zeilen- und spaltenweise ausgelesen wird (schwarze Umrandung in Bild 3, rechts) [5]. Das Sub-Pixel genaue Zentrum des Probekörpers wird der Position des rechteckigen Bereichs auf der Frontfläche zugewiesen. An dieser Stelle sei auf den Aspekt der Beugungsbegrenztheit der Abbildung der Frontfläche des Körpers auf den Kamera-Chip hingewiesen, der bei der Konstruktion des Ultrapräzisionsinterferometers besondere Berücksichtigung fand und im Weiteren genauer erläutert wird.

5 Abbildende Interferometrie und laterale Auflösung

Bild 4 zeigt ein Beispiel für einen prismatischen Körper, dessen Länge durch den Abstand der zueinander parallelen Flächen A und B definiert ist. Die Oberfläche einer ebenen Endplatte liegt ebenfalls in der Ebene B. Die Länge des Körpers lässt sich, wie oben beschrieben, interferentiell aus der Differenz der optischen Wege bis zur Endplatte und bis zur Frontfläche des Körpers (Fläche A) ermitteln. Bei Annahme idealer Ebenheit und Parallelität der Flächen zueinander ist die genaue laterale Positionierung des Körpers zum Messstrahl des Interferometers nur gering.

Reale Probekörper weisen jedoch Abweichungen von der idealen Ebenheit und Parallelität der Flächen auf, die im Zusammenhang mit den geforderten Spezifikationen bei deren Herstellung stehen. Beispielsweise müssen End-

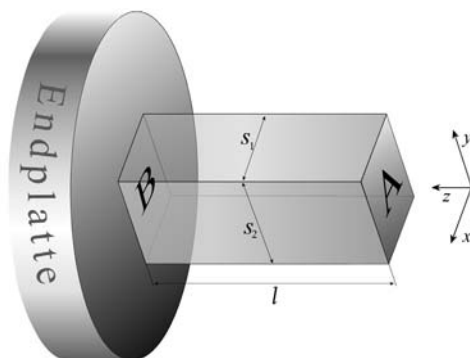


Bild 4:
Prismatischer Körper, dessen Endflächen A und B parallel zueinander sind und dessen Fläche B mit der Ebene einer Endplatte zusammenfällt, was sich real durch so genanntes Anschieben (bzw. Ansprengen) erreichen lässt.

maße klare Anforderungen erfüllen, um einer bestimmten Genauigkeitsklasse zugeordnet werden zu können (siehe auch den Beitrag „Interferometrische Kalibrierung von Parallelendmaßen“ in diesem Heft).

Für kleinste Messunsicherheiten bei Längenmessungen ist es notwendig, eine definierte Position auf der Fläche A zu betrachten, auf die sich die Länge bezieht. Diese Position befindet sich üblicherweise in der Mitte der Fläche, $\{x_c, y_c\}$. Eine Parallelitätsabweichung zwischen den Flächen A und B und die Unsicherheit der Angabe der Mittenposition, $\{u(x_c), u(y_c)\}$, er-

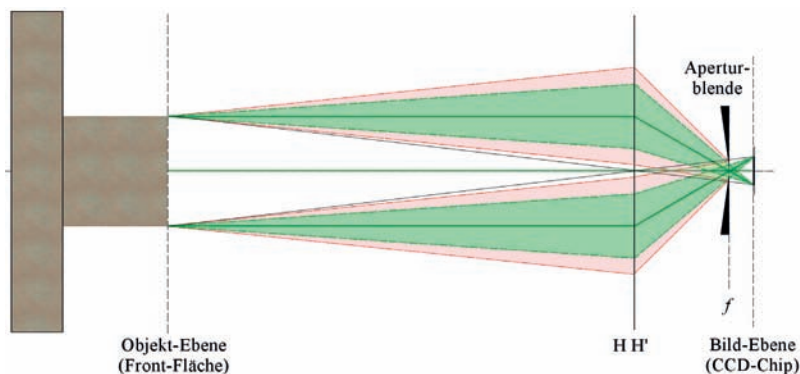
geben einen Beitrag zur Messunsicherheit der Länge, $u_c(l)$, wobei sich die Beiträge in x - und y -Richtung quadratisch addieren:

$$[u_c(l)]^2 = [\varepsilon_x \times u(x_c)]^2 + [\varepsilon_y \times u(y_c)]^2 \quad (4)$$

$\varepsilon_{x/y}$ stellt den Winkel der Flächen zueinander in x - bzw. y -Richtung dar. Eine typische Parallelitätsabweichung von $5 \mu\text{rad}$ in x - und y -Richtung erzeugt bei $u(x_c) = u(y_c) = 1 \text{ mm}$ einen Unsicherheitsbeitrag $u_c(l)$ von ca. 7 nm . Dieser Wert verdeutlicht die Notwendigkeit einer weitaus genaueren Definition der Mittenposition auf der Fläche, wenn die angestrebte Gesamtunsicherheit der Längenmessung im Sub-nm Bereich liegen soll. Tatsächlich bieten sich hierzu Methoden der Bildverarbeitung an, wie sie bereits im Kapitel 4. erwähnt sind. Hierbei werden Pixelpositionen im Interferenzbild entlang der Kanten der Fläche A als Information benutzt. Ein derartiges Vorgehen ist jedoch in jedem Fall durch die Schärfe der Abbildung der Fläche A, d. h. deren Kanten, auf den Kamera-Chip begrenzt. Der in Bild 1 dargestellte prinzipielle Aufbau eines Interferenzkomparators enthält ein abbildendes System, welches so dimensioniert ist, dass die Frontfläche des Probekörpers „scharf“ abgebildet wird. Die Schärfe dieser Abbildung hängt mit der Größe der Aperturblende im Fokus des Ausgangskollimators zusammen. Je kleiner die Blende sein muss (um Störreflexe zu unterdrücken, siehe 3.) umso weniger an den Kanten gebeugtes Licht kann die Kamera erreichen und zur Schärfe der Abbildung beitragen. Diese allgemein bekannte Grundlage optischer Abbildungen ist für das vorliegende System in Bild 5 veranschaulicht. Hierbei wurde der Einfachheit halber ein optisches System mit nur einem Objektiv (effektive Brennweite f) angenommen. Ersichtlich wird, dass Beugungsordnungen außerhalb der grün dargestellten Winkelbereiche an der Aperturblende geblockt werden. Dies führt zu einer Reduktion der Kantenschärfe in der Bildebene.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass die optische Abbildung zum einen dafür sorgt, dass das Licht, welches an den Kanten gebeugt

Bild 5:
Schematische Darstellung der an den Kanten eines prismatischen Körpers gebeugten Strahlen und deren weiterer Verlauf. Die Größe der Aperturblende begrenzt im Wesentlichen den verfügbaren Winkelbereich der Strahlen und damit die Schärfe des Bildes.



wird, zur Schärfe des Bildes beiträgt. Zum anderen beeinflusst der wirksame Winkelbereich des gebeugten Lichtes die gemessene Topographie der Interferenzphase. Je größer die Aperturblennde, umso weniger ist die Phasentopographie in der Nähe der Kanten verfälscht. Bei sehr kleiner Aperturblennde, aber auch bei Verzicht auf eine wirkliche optische Abbildung, d.h. Messung der Interferenz im Querschnitt des Strahlenbündels an geeigneter Stelle, ergeben sich deutliche „Beugungsringe“ entlang der Kanten, die sowohl als Unschärfe als auch als Phasenfehler in Erscheinung treten.

6 Bestimmung der ganzzahligen Interferenzordnungen i

Die Separation der ganzzahligen Ordnungen i in Gl. 1 ($l = (i + q)\lambda/2$) ist nur sinnvoll, wenn es möglich ist, diese Zahl durch Verwendung von Zusatzinformationen zu bestimmen. Steht nur eine Wellenlänge zur Verfügung, dann muss es einen genau bekannten Vorwert der Nominallänge l_{nom} geben. Durch Setzen von $q = 0$ und Umkehrung von Gl. 1 lassen sich die ganzzahligen Ordnungen bestimmen aus: $i = \text{Round}[l_{nom}/\frac{1}{2}\lambda]$. Allerdings ist hierbei das Risiko eines Fehlers relativ groß, da kleinste Abweichungen von der Referenztemperatur (20 °C), auf welche sich l_{nom} bezieht, zu Längänderungen führen, welche in Unkenntnis des thermischen Ausdehnungskoeffizienten des Probekörpers nicht genau genug korrigiert werden können.

Die Verwendung von mehreren Wellenlängen hat den Vorteil, dass sich voneinander unabhängige Längen ergeben, die sich vergleichen

lassen. Dies bietet nicht nur mehr Sicherheit bei der Bestimmung der ganzzahligen Interferenzordnungen, sondern auch die Möglichkeit, die gesamte Längenmessung zu überprüfen. Dies deckt Fehler in der Bestimmung von q ebenso auf wie eine falsch eingestellte Wellenlänge λ der Lichtquelle. Stehen N verschiedene Wellenlängen λ_k zur Verfügung, dann kann man fordern, dass sich in jedem Fall die gleiche Länge l_k ergeben muss. Unter dieser Bedingung kann i wie folgt bestimmt werden: i wird um ganzzahlige Beträge δ_k variiert und die Übereinstimmung der sich ergebenden Längen, $l_k = (i_k + \delta_k + q_k)\lambda_k/2$, wird überprüft. Hierbei ist es zweckmäßig die mittlere Abweichung der Längen l_k von deren Mittelwert $\bar{l} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N l_k$ zu berechnen:

$$\Delta = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N |\bar{l} - l_k| \tag{5}$$

Ordnet man jeder mittleren Länge \bar{l} eine mittlere Abweichung Δ zu so ergibt sich für eine Menge an Variationen $\{\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_N\}$ ein Datensatz der Form $\{\bar{l}, \Delta\}$ der, als Punktwolke dargestellt, ein so genanntes Koinzidenzmuster ergibt. Bild 6 zeigt ein typisches Beispiel für $N = 2$ und Datenpunkte mit $\Delta < 20$ nm.

In Bild 6 wurden fiktiv die beiden Wellenlängen $\lambda_1 = 532,3$ nm und $\lambda_2 = 548,6$ nm, eine Probenlänge (Nominallänge) von $l_{nom} = 10$ mm und eine Länge l zugrunde gelegt, die um den Betrag $\delta l = 2,5$ μm von l_{nom} abweicht. Die zugehörigen Interferenzbruchteile q_1 und q_2 wurden exakt berechnet. Diese eingehenden Größen spiegeln sich in dem Datensatz $\{\bar{l}, \Delta\}$ wie folgt wider:

- Bei $\bar{l} - l_{nom} = \delta l$ ergibt sich ein Minimum mit $\Delta = 0$ (rot gestrichelt markiert).

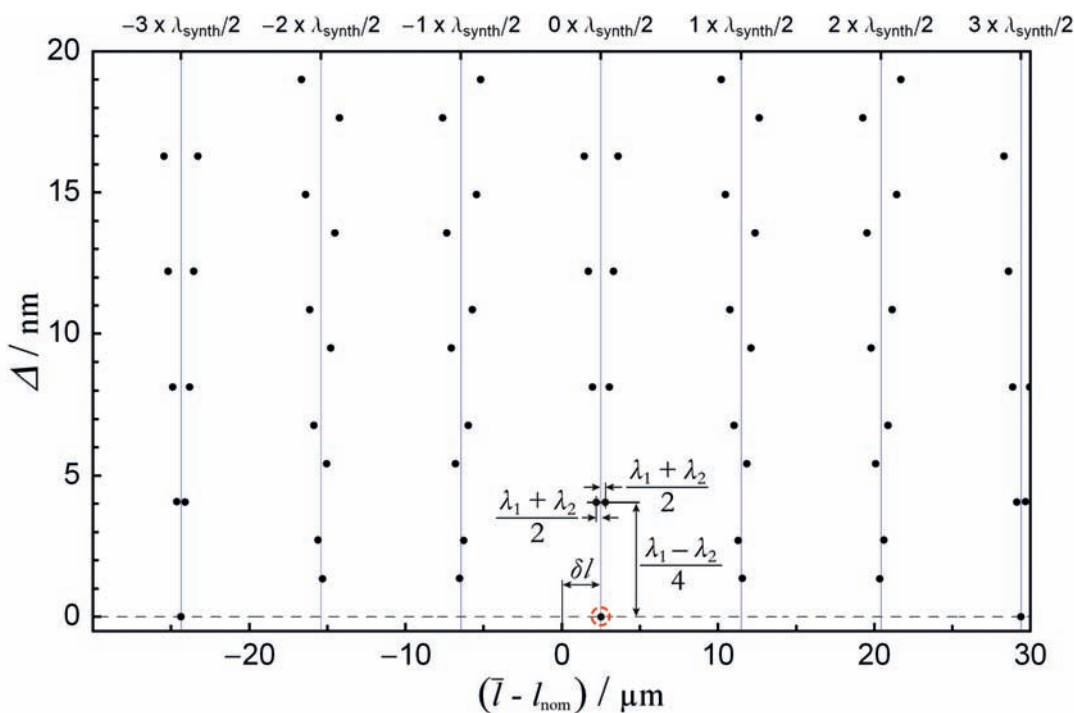


Bild 6: Typisches Koinzidenzmuster bei Verwendung von zwei Wellenlängen.

- Weitere Minima existieren im Abstand der halben synthetischen Wellenlänge λ_{synt} , d. h. bei $\bar{l} - l_{\text{nom}} = \delta l + m \times \lambda_{\text{synt}} / 2$. Hierbei beschreibt m ganze Zahlen und $\lambda_{\text{synt}} = \lambda_1 \lambda_2 / (\lambda_2 - \lambda_1)$.
- Die nächsten Minima mit $\Delta = 0$ sind um bestimmte Vielfache der halben synthetischen Wellenlänge entfernt von dem bei $\bar{l} - l_{\text{nom}} = \delta l$ liegendem Minimum. Im Beispiel von Bild 6 sind diese Vielfache bei $m = \pm 3$ lokalisiert. Eine allgemeine Aussage lässt sich hierbei jedoch nicht treffen, da diese Zahl m stark von der Wahl der verwendeten Wellenlängen λ_1 und λ_2 abhängt.
- Die dem Minimum bei $\bar{l} - l_{\text{nom}} = \delta l$ nächstgelegenen Längen befinden sich eine Interferenzordnung von dieser entfernt, d. h. bei $\bar{l} - l_{\text{nom}} = \delta l \pm (\lambda_1 + \lambda_2) / 2$. Der zugehörige Wert für Δ beträgt $|\lambda_1 - \lambda_2| / 4$!

Der letztgenannte Punkt macht deutlich, dass diese Methode der Koinzidenzfindung einen genügend großen Abstand der Wellenlängen voneinander erfordert. Sind beispielsweise die Wellenlängen λ_1 und λ_2 nur 2 nm voneinander entfernt, dann liefert $\{\delta_1, \delta_2\} = \{\delta_1^{\text{opt}} + 1, \delta_2^{\text{opt}} + 1\}$ eine benachbarte Koinzidenz $|l_1 - l_2|$ von nur 1 nm (d. h. $\Delta = 0,5$ nm). Diese lässt sich bei realen Messungen schwer von der „eigentlichen“ Koinzidenz bei den optimalen Variationszahlen $\{\delta_1, \delta_2\} = \{\delta_1^{\text{opt}}, \delta_2^{\text{opt}}\}$ unterscheiden ($\Delta = 0$ nm), da bei interferentiellen Längenmessungen systematische Einflüsse der verwendeten Wellenlänge auf die gemessene Länge auftreten, die sich nur begrenzt unterdrücken lassen (z. B. wellenlängenabhängige Phasensprungkorrektur, chromatische Aberration).

Der tatsächlich erreichbare Eindeutigkeitsbereich, den die oben beschriebene Variationsmethode abdeckt, hängt demnach auch von der erreichbaren Unsicherheit von Δ und damit von der Unsicherheit der Bestimmung der Interferenzbruchteile ab.

Der erreichbare Eindeutigkeitsbereich lässt sich prinzipiell durch Verwendung von mehr als zwei Wellenlängen deutlich vergrößern, wie im

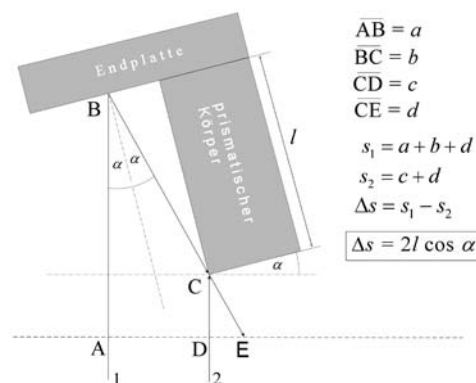


Bild 7:
Die Differenz der optischen Wege Endplatte – Frontfläche bei nichtsenkrechtem Einfall ist um den Faktor $\cos \alpha$ verkleinert gegenüber $2l$ bei $\alpha = 0$.

folgenden Artikel am Beispiel des Ultrapräzisionsinterferometers gezeigt. Die erwähnte Limitierung durch die Unsicherheit der Bestimmung der Interferenzbruchteile gilt jedoch in jedem Fall.

7 Kosinusfehler und Blendenkorrektion

Der so genannte Kosinusfehler entsteht bei interferentiellen Längenmessungen durch nichtsenkrechten Einfall des Lichtes auf die Oberflächen des Probekörpers [6]. Dies äußert sich in einer um den Faktor $\cos \alpha$ zu kurz gemessenen Länge, wie in Bild 7 gezeigt.

Für kleine Winkel α ergibt sich der Zusammenhang:

$$\tilde{l} = l \times \cos \alpha \stackrel{\alpha \ll 1}{\cong} l \times \left(1 - \frac{1}{2} \alpha^2\right) \quad (6)$$

zwischen der gemessenen Länge \tilde{l} und der tatsächlichen Länge l eines Probekörpers. Der auftretende Fehler ist demnach längenabhängig und näherungsweise dem negativen Quadrat des Winkels α proportional. Um den Kosinusfehler zu minimieren sollte das Interferometer so justiert sein, dass das Lichtbündel bestmöglich senkrecht zu den optischen Flächen steht. Dies lässt sich durch eine so genannte Autokollimationsjustage erreichen. Dies bedeutet prinzipiell, dass die Richtung des Strahlenbündels so eingestellt wird, dass dessen Reflexion in der Ebene des Kollimators ein Bild der Lichtquelle ergibt, welches an der gleichen Position entsteht wie die Lichtquelle selbst. Ein traditionelles Verfahren der visuellen Beobachtung der Autokollimation ist in Bild 8 schematisch dargestellt.

Hierbei wird am Interferometerausgang mittels einer zusätzlichen Beleuchtung Licht in das Interferometer gekoppelt und die Ebene, in der sich die Aperturblende befindet beobachtet. Das an den Flächen des Probekörpers reflektierte Licht ergibt in dieser Ebene ein scharfes Bild der Aperturblende, wenn sich diese exakt in der Brennebene des Ausgangskollimators befindet. Durch seitliches Verschieben der Aperturblende wird deren Bild in Übereinstimmung mit der Blende selbst und damit in den Brennpunkt des Ausgangskollimators gebracht. In einem zweiten Schritt wird die Strahlrichtung des tatsächlich zur Interferometrie benutzten Lichtes ausgerichtet. Dazu wird die Position der Faser am Eingang des Interferometers so justiert, dass ein scharfes Bild der Faser im Zentrum der beleuchteten Aperturblende entsteht, so wie oben links in Bild 8 gezeigt. Mit dieser Methode kann die Strahlrichtung auf etwa 0,1 mrad genau eingestellt werden. Dies entspricht nach Gl. 6 einem Kosinusfehler von $5 \cdot 10^{-9}$, und damit einem Unsicherheitsbeitrag von 5 nm pro Meter gemessener Länge, was für „normale“ Kalibrierungen in Luft (z. B. Endmaße) ein sehr geringer Beitrag im Vergleich zu anderen Unsicherheitsbeiträgen ist.

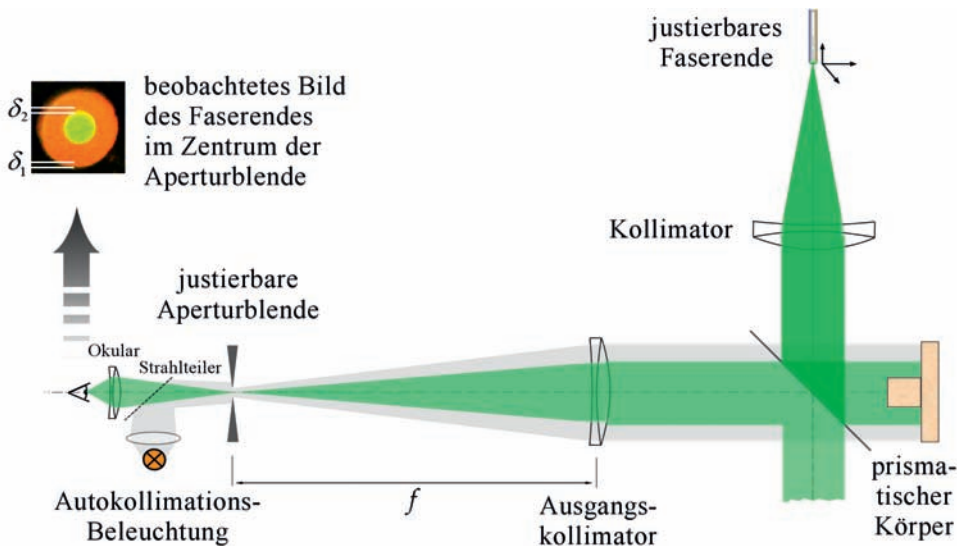


Bild 8: Aufbau zur Realisierung der Autokollimation durch visuelle Beobachtung der Aperturblende am Ausgang des Interferometers unter Verwendung einer Autokollimationsbeleuchtung

Will man kleinste Messunsicherheiten der Länge erreichen, so muss die Strahlrichtung in Bezug zu den Messflächen der Probe noch genauer justiert werden. Hierzu bietet sich ein in der PTB entwickeltes Autokollimationsverfahren an [7]. Die Grundidee hierbei ist die Beobachtung des zum Eingang des Interferometers zurückkehrenden Lichtes. Insbesondere wird hierbei der Anteil des in die Faser rückgekoppelten Lichtes in Abhängigkeit von der Faserposition gemessen, wie in Bild 9 schematisch dargestellt. Befindet sich die Faser in der Brennebene des Kollimators, so repräsentiert die Intensität dieses Retro-Signals den Bereich der Überlappung zweier Kreisscheiben deren Durchmesser dem Faserdurchmesser entspricht. Die Intensitätsverteilung als Funktion der lateralen Faserposition (x, y) ergibt damit ein relativ scharfes Maximum, wie im Bild 9, unten, dargestellt.

Die Auswertung der sich ergebenden Intensitätstopographie liefert die x, y -Position des Maximums und damit die Position für optimale Autokollimation, welche anschließend angefahren wird. Mit dieser Methode lässt sich die mittlere Strahlrichtung auf ca. $5 \mu\text{rad}$ genau senkrecht zur Probenfläche einstellen, was einem Kosinusfehler von ca. 10^{-11} entspricht.

Allerdings bedeutet das Vorhandensein einer endlich ausgedehnten Lichtquelle im Brennpunkt des Kollimators (Faserdurchmesser), dass Teilstrahlen, die nicht aus dem Zentrum der Lichtquelle stammen eine andere Strahlrichtung haben. Die Berücksichtigung dieser Tatsache führt zur so genannten Blendenkorrektur B . Diese ergibt sich als über die Lichtquelle gemittelter Kosinusfehler. Für eine kreisförmige homogene Lichtquelle (z. B. Multimode-Faser) ergibt sich durch Integration:

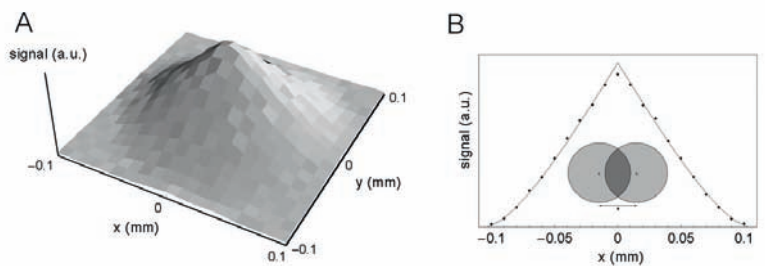
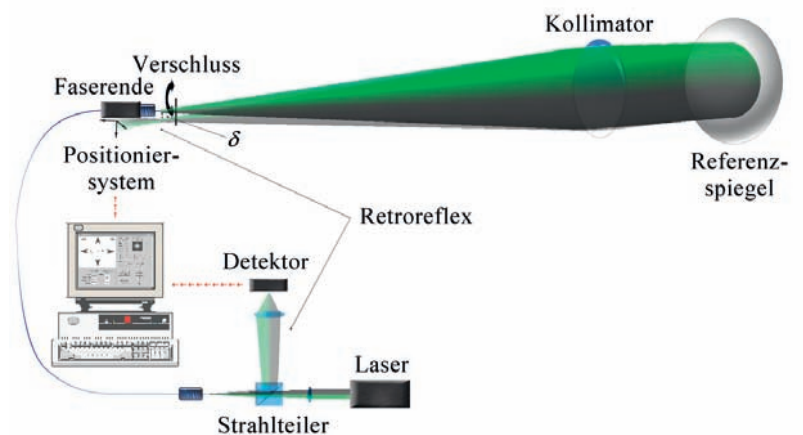


Bild 9: Schematische Darstellung der Methode des Retro-Reflex-Scannens. Eine Multimode-Faser dient als Lichtquelle, ein Teil des am Referenzspiegel reflektierten Lichtes kehrt in die Brennebene des Kollimators zurück. Abhängig von der Ausrichtung des Strahls zur Senkrechten des Spiegels, wird ein Teil des Lichtes zurück in die Faser gekoppelt. Dieser Anteil verändert sich mit der Strahlrichtung durch laterale Bewegung der Faser. Das Retro-Signal wird am Eingang der Faser ausgekoppelt und erreicht einen Detektor. Das Signal des Detektors als Funktion der x, y Positionen der Faser ergibt eine Verteilung wie unten rechts dargestellt.

$$B = \frac{d^2}{16f^2}$$

wobei d den Durchmesser der Lichtquelle und f die Brennweite des Kollimators bezeichnet. Zur Korrektur einer gemessenen Länge muss der Wert von B mit dieser multipliziert werden.

Für $d = 0,2$ mm und $f = 600$ mm ergibt sich beispielsweise eine Blendenkorrektur von ca. 7 nm je Meter. Man kann zeigen, dass die Blendenkorrektur für kleine Werte von d einfach additiv zu dem Kosinusfehler wirkt, der sich auf die mittlere Strahlrichtung bezieht (Gl. 6).

Schlussbemerkung

Der Titel dieses Artikels weist bereits darauf hin, dass es hier nur um einige Grundlagen der interferentiellen Längenmessung geht. Es handelt sich hierbei um Grundlagen, welche im Zusammenhang mit jenen Messungen stehen, die als Gegenstand relativ großflächige Maßverkörperungen (z. B. Endmaße) benutzen und aus einer Synthese von Laserinterferometrie und abbildender Interferometrie bestehen. In diesem Umfeld wird auf die Zuhilfenahme von zusätzlichen Komponenten wie den Einsatz von polarisationsoptischen Komponenten bewusst verzichtet, um geringste Unsicherheiten der Phasentopographie in einem relativ großen Gesichtsfeld zu erreichen. Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass es eine Reihe von interferometrischen Verfahren zur Längenmessung gibt, welche sich zusätzlicher optischer Komponenten bedienen, die nicht Gegenstand dieses Artikels sind.

Literatur

- [1] Unit of length (metre), SI brochure, Section 2.1.1.1.
URL: http://www.bipm.org/en/si/si_brochure/chapter2/2-1/metre.html [Zugriff am 7.12.2009].
- [2] R. Schödel: Limiting aspects in length measurements by interferometry. Fringe 2009: the 6th international Workshop on Advanced Optical Metrology: (2009), 256–262. Identifier dx.doi.org/10.1007/978-3-642-03051_2_43
- [3] J. H. Bruning, D. R. Herriott, J. E. Gallagher, D. P. Rosenfeld, A. D. White and D. J. Brangaccio: Digital wave-front measuring interferometer for testing optical surfaces and lenses, Appl. Opt. **13**, (1974), 2693–2703
- [4] P. Carré: Installation et utilisation du comparateur photoélectrique et interférentiel du Bureau International des Poids et Mesures. Metrologia **2**, (1966), 13–23
- [5] R. Schödel, J. E. Decker: Methods to recognize the sample position for most precise interferometric length measurements. Proc. SPIE 5532, (2004), 237–247.
- [6] C. F. Bruce: The effect of collimation and oblique incidence in length interferometers. Aust. J. Phys. **8**, (1955), 224–240
- [7] R. Schödel und G. Bönsch: Highest accuracy interferometer alignment by retroreflection scanning. Appl. Opt. **43**, (2004), 5738–5743

Das neu aufgebaute Ultrapräzisionsinterferometer

René Schödel¹, Alexander Walkov²

1 Einleitung

In diesem Artikel soll der Aufbau des Ultrapräzisionsinterferometers als zielgerichtete Weiterentwicklung der Methoden der interferentiellen Längenmessungen erkennbar werden.

Die als Messobjekte dienenden Maßverkörperungen sind dadurch gekennzeichnet, dass diese zwei zueinander parallele Endflächen aufweisen, deren Abstand die zu messende Länge repräsentiert. Die meisten dieser Körper weisen einen rechteckigen Querschnitt auf (z. B. Endmaße). Da dies keine notwendige Bedingung zur Verkörperung einer Länge darstellt wurde die Bezeichnung „prismatische Körper“ gewählt, welche sich auf die erforderliche Parallelität der Endflächen beschränkt.

2 Das Ultrapräzisionsinterferometer

Ähnlich wie das Präzisionsinterferometer [1] bezeichnet das Ultrapräzisionsinterferometer eine Vielzahl von Geräten in deren Mittelpunkt eine Twyman-Green Interferometeranordnung steht und die in einem evakuierbaren, temperierten Gehäuse untergebracht sind. Als Lichtquellen dienen drei Laser, deren Frequenz jeweils auf Hyperfeinstrukturlinien von Jod- bzw. Rubidium-Molekülen stabilisiert sind. Dies schafft eine der Grundvoraussetzungen für hochgenaue interferentielle Längenmessungen.

Die Interferenz wird mit einer Kamera hoher Dynamik (12 bit) und Auflösung (1024 × 1024 Pixel) über ein Gesichtsfeld von 70 mm beobachtet. Zur Bestimmung der Interferenzphase – bezogen auf jedes einzelne Kamera-Pixel – wird die Methode der Phasenverschiebungsinterferometrie basierend auf einem 5-Schritt Algorithmus [2] angewendet. Dabei wird der Lichtweg im Referenzpfad des Interferometers in 10-Phasenschritten definiert verschoben. Hierzu wird eine geringfügige Drehung der Kompensationsplatte ausgeführt. Der Drehwinkel wird über ein zusätzliches Interferometer (mit Servo-Steuerung) sehr genau eingestellt. Dadurch werden Fehler der Phasenverschiebung auf ein Minimum reduziert. Bild 1 zeigt eine schematische Darstellung des Ultrapräzisionsinterferometers.

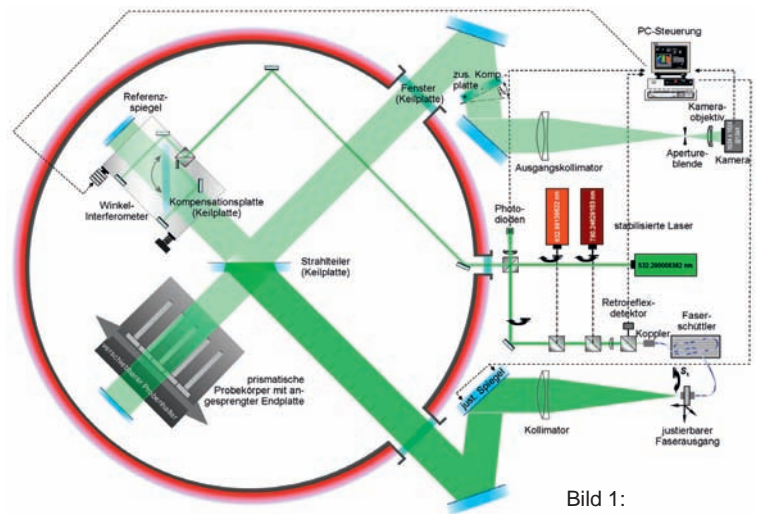


Bild 1: Schematische Darstellung des PTB-Ultrapräzisionsinterferometers.

Bei der Konzeption des Ultrapräzisionsinterferometers standen zwei Aspekte im Vordergrund, die eine prinzipielle Verbesserung gegenüber dem so genannten Präzisionsinterferometer bedeuten.

2.1 Temperierung und Temperaturmessung

Beim Präzisionsinterferometer befinden sich die optischen Komponenten zusammen mit dem Probekörper im Inneren eines Kupfergehäuses, dessen Seitenflächen in Parallelschaltung mit Wasser durchströmt werden. Kleine Unterschiede im Strömungswiderstand der einzelnen Platten rufen individuelle Wärmeströme und damit eine inhomogene Temperaturverteilung hervor, die sich begrenzend auf die erreichbare Unsicherheit der Längenmessungen auswirkt. Im Gegensatz hierzu ist das Gehäuse des Ultrapräzisionsinterferometers rotationssymmetrisch aufgebaut. Dies verhindert eine Deformation der Seitenflächen beim Evakuieren ohne dass eine zusätzliche Versteifung nötig ist und ermöglicht dadurch eine quasi-geschlossene äußere Abdeckung der Gehäusewandung mit wasserführenden Schläuchen. Diese sind so gelegt, dass das einströmende temperierte Wasser vom Boden bis zum höchsten Punkt geführt wird. Der Rücklauf erfolgt von dort ausgehend parallel dazu, sodass das Gegenstromprinzip für eine insge-

¹ Dr. René Schödel, Leiter des Fachbereichs „Interferometrie an Maßverkörperungen“, E-Mail: rene.schoedel@ptb.de

² Alexander Walkov, Arbeitsgruppe „Interferometrie an prismatischen Körpern“ E-Mail: alexander.walkov@ptb.de

samt homogene Temperaturverteilung auf dem Gehäuse und damit im Inneren des Interferometers sorgt. Es werden sehr stabile und homogene Temperaturen im Bereich von 5 °C bis 60 °C erreicht. Mit Hilfe einer Wechselstrommessbrücke und Pt25 Standardthermometern (Fixpunkt kalibriert nach ITS 90, [3]) sowie einem speziell entwickelten Thermoelement-Messsystem [4] kann die Temperatur innerhalb des Interferometers an bis zu 16 Punkten mit einer Unsicherheit bis < 1 mK gemessen werden.

2.2 Laterale Auflösung und Bildposition

Im Artikel „Einige Grundlagen der interferentiellen Längenmessung“ in diesem Heft wurde auf den Zusammenhang zwischen der Größe der Aperturblende und der erreichbaren lateralen Auflösung eingegangen. Demzufolge ist für das Erreichen einer hohen lateralen Auflösung die Verwendung einer hoch auflösenden Kamera nicht hinreichend. Am Ultrapräzisionsinterferometer wurden die planoptischen Komponenten und deren Ausrichtung zueinander so konzipiert, dass eine sehr hohe laterale Auflösung erreicht werden kann. Dafür wurde ein relativ großer Keilwinkel von 3 mrad für die Komponenten Strahlteiler und Kompensationsplatte gewählt. Dies resultiert -in der Ebene der Aperturblende- in einem Abstand der Störreflexe zum Hauptreflex von ca. 6 mm. Damit wird am Ultrapräzisionsinterferometer, im Vergleich zum Präzisionsinterferometer, der Einsatz einer etwa 10-fach größeren Aperturblende ermöglicht. Der Effekt einer derart großen Blende ($\geq 5\text{ mm}$) auf eine gemessene Phasentopographie lässt sich sehr gut anhand eines Probekörpers veranschaulichen, dessen Frontfläche eine ausgeprägte Abweichung von einer idealen Ebene aufweist wie in Bild 2, (b)–(d), gezeigt. Bild 2(b) zeigt die Phasentopografie die sich bei Messung am Präzisionsinterferometer (Aperturblende: 1 mm) ergibt. Bild 2(c) zeigt das analoge Ergebnis am Ultrapräzisionsinterferometer bei einer Aperturblende von 0,5 mm, wo nur wenige Details, aber

deutliche Beugungsartefakte an den Rändern sichtbar werden. Erst bei einer Aperturblende von 5 mm am Ultrapräzisionsinterferometer wird das Potential der höher auflösenden Kamera ausgeschöpft, wie in Bild 2(d) ersichtlich wird. Hier werden Details deutlich besser aufgelöst und Beugungsringe an den Rändern sind nicht mehr nachweisbar.

Die am Ultrapräzisionsinterferometer deutlich größeren Keilwinkel der optischen Platten verstärken allerdings Effekte, die durch die Dispersion des Materials hervorgerufen werden. Folglich ist die Position des Bildes der Frontfläche des Probekörpers auf dem Kamera-Chip deutlich von der verwendeten Wellenlänge abhängig. Eine detaillierte Analyse aller daran beteiligten Effekte und Komponenten [5] kommt zu dem Ergebnis, dass der Einbau einer geeigneten zusätzlichen Kompensationsplatte außerhalb des Interferometers für eine quasi-konstante Bildposition sorgt, was beim Ultrapräzisionsinterferometer Berücksichtigung gefunden hat (siehe Bild 1).

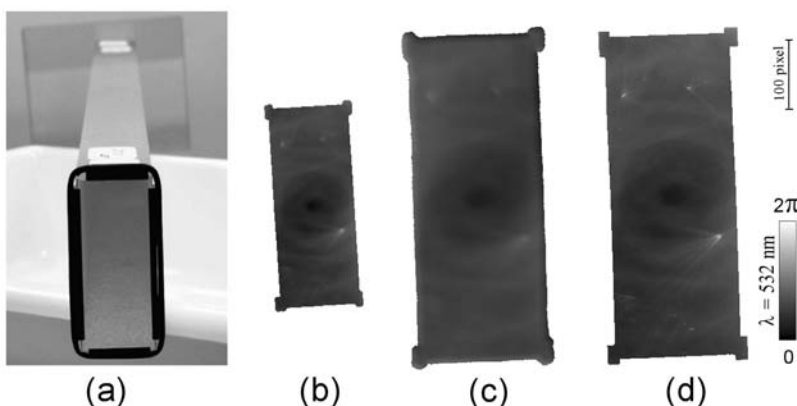
2.3 Erreichbarer Eindeutigkeitsbereich

Die Bestimmung ganzzahliger Interferenzordnungen mittels der Koinzidenzmethode ist in dem Artikel „Einige Grundlagen der interferentiellen Längenmessung“ in diesem Heft beschrieben und für den Fall der Verwendung von zwei Wellenlängen erläutert. Die Verfügbarkeit von drei Lichtquellen stabilisierter Laser am Ultrapräzisionsinterferometer bedeutet demgegenüber eine deutliche Verbesserung. Dies betrifft zunächst die zusätzliche Absicherung der Ergebnisse hinsichtlich der Korrektheit der angenommenen Wellenlängen und damit eine deutliche Verminderung des Risikos einer falschen Längenmessung. Zum anderen wird der erreichbare Eindeutigkeitsbereich deutlich vergrößert, wie dies in Bild 3 für einen Beispieldatensatz für $\{\bar{l}, \Delta\}$ ersichtlich wird. Somit entfällt die Notwendigkeit einer genauen Kenntnis des Vorwertes der Länge.

2.4 Autokollimation

Die im Artikel „Einige Grundlagen der interferentiellen Längenmessung“ in diesem Heft beschriebene Autokollimationsmethode wurde für den Einsatz am Ultrapräzisionsinterferometer noch verfeinert. Der Kollimator am Eingang des Interferometers liefert nur dann die geforderten Spezifikationen hinsichtlich Wellenfrontqualität, wenn die Faser nahezu exakt in dessen Brennpunkt steht. Bei der Methode des Retro-Reflex-Scannens in dessen ursprünglicher Form [6] wird jedoch die Faser als Funktion ihrer lateralen Position bewegt und letztlich eine optimale Autokollimations-Position eingenommen, die vom geometrischen Brennpunkt des Kollimators

Bild 2:
(a) Photographische Ansicht der Frontfläche eines prismatischen Körpers,
(b) Phasentopografie am Präzisionsinterferometer bei 1 mm Aperturblende,
(c) am Ultrapräzisionsinterferometer bei 0,5 mm Aperturblende,
(d) am Ultrapräzisionsinterferometer bei 5 mm Aperturblende.



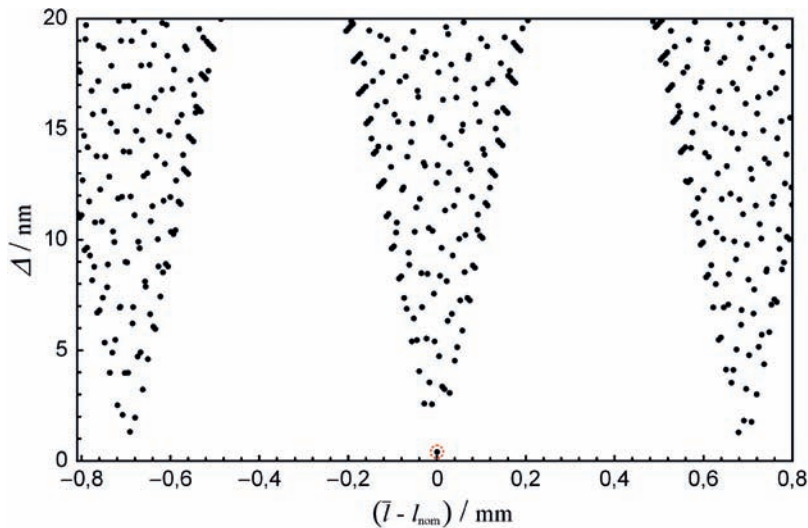


Bild 3:
Koinzidenzmuster bei Verwendung von drei Wellenlängen basierend auf Messdaten der Interferenzbruchteile q_1, q_2, q_3 am Ultrapräzisionsinterferometer (Probekörper: Einkristallines Silicium, $l_{\text{nom}} = 0,178452$ m).

abweichen kann. Um das Risiko zu minimieren, dass sich diese Position außerhalb des engen Toleranzbereiches um den Brennpunkt des Kollimators befindet, wird eine alternative Methode vorgeschlagen, um die Strahlrichtung am Ultrapräzisionsinterferometer zu beeinflussen. Diese basiert auf der Verkippung eines Spiegels, der sich zwischen dem Kollimator und dem Interferometereingang befindet. Die Verwendung einer motorisierten programmgesteuerten Winkelverstellereinheit ermöglicht das Scannen des Retro-Reflexes analog zum ursprünglichen Verfahren, das auf Positionierung der Faser beruht. Vor dem Scannen wird das Faserende in den geometrischen Brennpunkt des Kollimators gesetzt. Dazu wird ein Hilfsspiegel mit der Rückseite der Kollimatorfassung verbunden und der so erzeugte Retro-Reflex durch manuelle Justage der Faserposition so eingestellt, dass dieser maximal in die Faser zurückgekoppelt wird. Etwaige Unsymmetrien von Kollimatorfassung/Hilfsspiegel können durch Drehen des Hilfsspiegels/Kollimators um die z-Achse erfasst werden. Damit kann sichergestellt werden, dass sich das Faserende lateral auf ca. $50 \mu\text{m}$ genau im Brennpunkt des Kollimators befindet. Erst nach Entfernung des Hilfsspiegels wird das eigentliche Retro-Reflex-Signal als Funktion der Strahlrichtung gemessen. Die Zuordnung des Signals erfolgt zum eingestellten x, y -Winkel des Spiegels am Interferometereingang. Das weitere Vorgehen ist identisch zum ursprünglichen Verfahren [6].

Die Reproduzierbarkeit dieser optimierten Methode des Retro-Reflex-Scannens beträgt am Ultrapräzisionsinterferometer etwa $0,5 \mu\text{rad}$, die Unsicherheit wird mit $2 \mu\text{rad}$ angegeben, was einem Kosinusfehler von $2 \times 10^{-12} L$ entspricht. Dieser Beitrag ist hiermit noch kleiner als am Präzisionsinterferometer.

2.5 Software zur Steuerung der Messung und Datenverarbeitung

Die umfangreiche Software zur Steuerung der Messung und zur Datenverarbeitung am Ultrapräzisionsinterferometer wurde in der PTB entwickelt und ist gleichermaßen für die Verwendung am Präzisionsinterferometer geeignet. Daneben kann die Software zur Auswertung von Messdaten auf beliebigen PCs installiert werden. Neue Erkenntnisse und Methoden können zeitnah als Erweiterung eingepflegt werden, ohne dass die Kompatibilität zu älteren Datensätzen verloren geht. Dazu wird ein elektronisches Logbuch gepflegt, welches alle relevanten Informationen über Probekörper und Messparameter enthält, die beim Laden eines Datensatzes automatisch zugewiesen werden.

Die visuelle Oberfläche der Software besteht aus etwa zehn Modulen, die den jeweiligen Schritten der Messung bzw. der Auswertung zugeordnet sind und die eine bestmögliche Plausibilitätskontrolle erlauben. Standardabläufe können alternativ als Makros ausgeführt werden.

2.6 Erste Ergebnisse zur Validierung höchstgenauer Längenmessungen

Bevor das Ultrapräzisionsinterferometer belastbare Ergebnisse zur Länge von Probekörpern als Funktion der Temperatur und der Zeit liefern kann, müssen die relevanten Eigenschaften des Interferometers untersucht werden. In dieser Phase müssen die Einflussgrößen auf die erreichbare Messunsicherheit möglichst genau quantifiziert werden. Bild 4 zeigt ein Beispiel hierfür: die Validierung der an der Phasenverschiebeinterferometrie (PSI) beteiligten Komponenten durch vergleichende Längenmessungen an einem Endmaß-ähnlichen Körper aus einkristallinem Silizium. Hierzu wurde der Referenzspiegel des Interferometers geneigt, sodass eine große Zahl von Streifen im Interferogramm

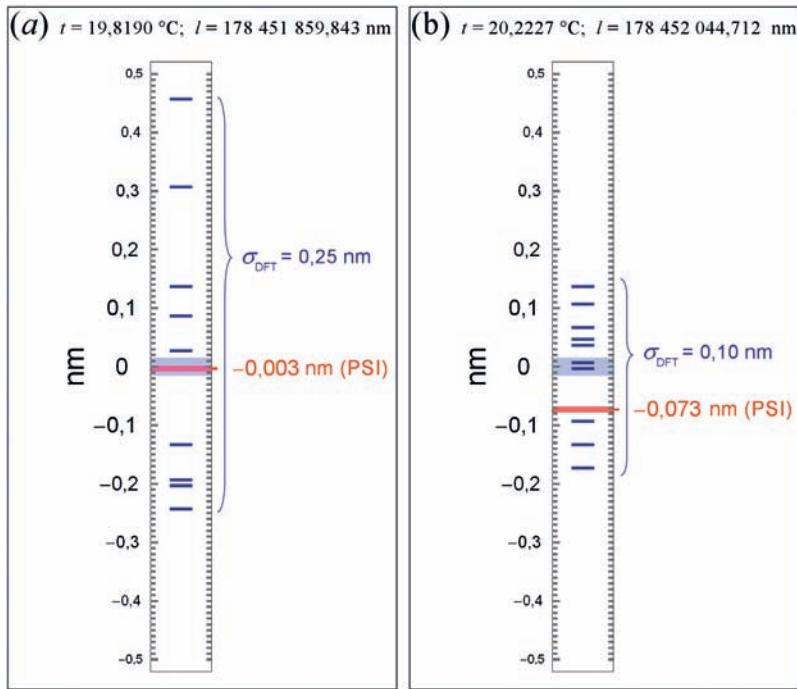


Bild 4:
Zwei Datensätze vergleichender Längenmessungen an einem Endmaß-ähnlichen Körper aus einkristallinem Silizium. Die auf Phasenauswertung mittels diskreter Fouriertransformation (DFT) beruhenden Längen sind als blaue Striche und die auf Phasenverschiebeinterferometrie (PSI) basierenden als rote Striche gekennzeichnet. Die Nullpunkte (hellblau) repräsentieren jeweils den Mittelwert der „DFT-Längen“.

erscheint und ein auf diskreter Fouriertransformation (DFT) beruhender alternativer Ansatz zur Berechnung der Phasentopographie für jedes der zehn Interferogramme benutzt. Die Nullpunkte der Längenskalen in Bild 4 sind jeweils auf dem Mittelwert der „DFT-Längen“ bezogen, welche jeweils oben rechts angegeben sind. Die für die Darstellung gezeigten Daten stellen zwei Grenzfälle dar. In Bild 4a ergibt sich die größte Streuung der „DFT-Längen“ (blaue Striche) bei gleichzeitig bester Übereinstimmung zwischen der mittleren „DFT-Länge“ (hellblaues Band) und der „PSI-Länge“ (roter Strich). In Bild 4b ist das Gegenteil der Fall. Schlussfolgernd aus diesen und anderen, nicht erwähnten Untersuchungen ergibt sich die Behauptung, dass der Unsicherheitsbeitrag der Interferenzauswertung deutlich kleiner als 0,1 nm ist.

2.7 Anwendungen höchstgenauer Längenmessungen

Aus Messungen der Länge von Probekörpern bei verschiedenen Temperaturen lässt sich der temperaturabhängige Koeffizient der thermischen Ausdehnung (CTE) definitionsgemäß durch Ableitung der Länge nach der Temperatur und Normierung auf die Länge selbst berechnen [7]. Dazu werden die diskreten Datensätze Länge vs. Messtemperatur durch ein Polynom n -ten Grades angepasst. Diese Anpassung basiert auf der Verarbeitung von symbolischen Ausdrü-

cken, d.h. jeder Datenpunkt wird zunächst als Variable mit entsprechender Unsicherheit behandelt. Erst am Ende werden die gemessenen Daten eingesetzt. Dieses, in [8] beschriebene Vorgehen, hat den Vorteil, dass die Berechnung der Unsicherheit des CTE die Unsicherheiten der Eingangsgrößen explizit berücksichtigt anstatt lediglich statistische Aussagen zu treffen. Zudem wird die Willkür der Wahl des Polynomgrades dadurch berücksichtigt, dass die Differenz zum sich beim $n+1$ ten Polynomgrades ergebenden CTE als Unsicherheitsbeitrag betrachtet wird. Bei einem internationalen Maßvergleich zur thermischen Ausdehnung beteiligte sich die PTB mit Messungen am Präzisionsinterferometer und konnte in einem Temperaturbereich von 10 °C bis 30 °C die weltweit kleinsten abgeschätzten Unsicherheiten unter Beweis stellen [9]. Das neu aufgebaute Ultrapräzisionsinterferometer soll an diese Spitzenstellung anknüpfen und darüber hinaus einen größeren Temperaturbereich und noch mehr Flexibilität bei der Probengestaltung erlauben (Stichwort: höhere laterale Auflösung).

Amorphe Materialien und Metalle unterliegen ständiger interner Strukturwandlung. Damit einher geht eine Änderung der Geometrie. Messungen der Langzeitstabilität der Länge von Körpern geben Aufschluss über den Verlauf dieses Prozesses. Ein Vorteil des Messprinzips der absoluten (interferentiellen) Längenmessung besteht darin, dass die Probekörper entnommen und zu einem späteren Zeitpunkt wieder zur Messung eingesetzt werden können. Der Bezug -die Länge- geht dadurch nicht verloren. Dies ermöglicht die Untersuchung der Langzeitstabilität von Materialien bei beliebig großem Zeitintervall zwischen den Einzelmessungen. Temperaturänderungen können zudem Strukturumwandlungen in Gang setzen bzw. beeinflussen. Dies äußert sich in einer zum Zeitpunkt der Temperaturänderung verzögerten Längenänderung, genannt Längenrelaxation.

Der in das Ultrapräzisionsinterferometer integrierte motorisierte Probentisch erlaubt eine seitliche Verschiebung der Probekörper. Dies ermöglicht die sequentielle Längenmessung einer Reihe von Körpern unter konstanten Umgebungsbedingungen im Vakuum, ohne die Notwendigkeit des Belüftens und des manuellen Probenwechsels wie dies am Präzisionsinterferometer der Fall ist.

3 Fazit

Das neu aufgebaute PTB-Ultrapräzisionsinterferometer dokumentiert die Umsetzung neuester Erkenntnisse, Techniken und Methoden der interferentiellen Längenmessung in die Praxis. Die Wortwahl „Ultrapräzisionsinterferometer“ als Name für ein Messgerät soll den hohen

Anspruch der PTB bei der Realisierung von Längenmessungen zum Anschluss an das Internationale Einheitensystem SI unterstreichen. Anwendung sollen die Messungen am Ultrapräzisionsinterferometer überwiegend bei der Charakterisierung von Materialeigenschaften finden, denn die Methode der absoluten Längenmessung mittels optischer Interferometrie ist hervorragend geeignet, Eigenschaften wie thermische Ausdehnung, Langzeitstabilität und Kompressibilität auf direktem Wege zu bestimmen.

Danksagung

Die Autoren danken allen Kollegen, die beim Aufbau des Ultrapräzisionsinterferometers mitgeholfen haben. Der Dank gilt insbesondere den am mechanischen Aufbau beteiligten Kollegen Clemens Winter, Alexander Eitz, Hans-Henning Ernst, Frank Lechelt und dem Wissenschaftlichen Gerätebau. Für den Aufbau und die Programmierung des Temperaturmesssystems gilt unser Dank den Kollegen Manfred Dähn, Jürgen Alborn und Olaf Heuer. Nicht zuletzt möchten wir Dr. Ahmed Abou-Zeid und Prof. Dr. Michael Kühne für die administrative Unterstützung danken, ohne die der Aufbau des Ultrapräzisionsinterferometers nicht zustande gekommen wäre.

Literatur

- [1] R. Schödel: Ultra high accuracy thermal expansion measurements with PTB's Precision Interferometer. *Meas. Sci. Technol.* **19** (2008) 084003.
- [2] Shouhong Tang: Self-calibrating five frame algorithm for phase shifting interferometry. *Proc. SPIE* 2860, (1996), 91–97
- [3] Unit of thermodynamic temperature (kelvin), SI brochure, Section 2.1.1.5
URL: http://www.bipm.org/en/si/si_brochure/chapter2/2-1/kelvin.html
[Zugriff am 13.10.2008].
- [4] G. Bönsch, G., H. J. Schuster, R. Schödel.: Hochgenaue Temperaturemessung mit Thermoelementen. *Technisches Messen* **68** (2001), 550–557.
- [5] R. Schödel: Compensation of wavelength dependent image shifts in imaging optical interferometry, *Appl. Opt.* **46**, (2007), 7464–7468
- [6] R. Schödel und G. Bönsch: Highest accuracy interferometer alignment by retroreflection scanning. *Appl. Opt.* **43**, (2004), 5738–5743
- [7] J. D. James, J. A. Spittle, S. G. R. Brown and R. W. Evans: A review of measurement techniques for the thermal expansion coefficient of metals and alloys at elevated temperatures *Meas. Sci. Technol.* **12**, (2001), R1–R15
- [8] R. Schödel: Accurate extraction of thermal expansion coefficients and their uncertainties from high precision interferometric length measurements, *Proc. SPIE* 5879, (2005), 1–11
- [9] N. Yamada, H. Matsumoto, M. Sassi, R. Thalmann, A. Lassila, R. Schödel, H. A. Castollo and P. Balling: Final report on the thermal expansion coefficient of gauge blocks (APMP.L-S1), *Metrologia* **45** (2008), 04001

Interferometrische Kalibrierung von Parallelendmaßen

Peter Franke¹, René Schödel²

1 Einleitung

Im Jahr 1896 stellte der schwedische Waffenmeister Carl Edvard Johansson den ersten 103-teiligen Parallelendmaßsatz aus Stahl her, mit dem sich durch Kombination von Endmaßen über 20 000 Längenmaßverkörperungen zwischen 1 mm und 201 mm mit einer Stufung von 0,005 mm realisieren ließen. Bis dato verwendete jede Fabrik unzählige eigene Maßlehren, die jedoch nicht an den seit 1889 gültigen „Internationalen Meterprototypen“ angeschlossen waren.



Bild 1:
Parallelendmaßsatz aus
Stahl

In den folgenden Jahren entwickelten sich die Parallelendmaße sehr schnell zur wichtigsten Maßverkörperung für die Weitergabe der Länge. Trotz der Vielfalt diverser rückführbarer Längenmessmittel und Längenmessverfahren, die bis heute entwickelt wurden, sind Parallelendmaße weiterhin die genaueste und am weitesten verbreitete Maßverkörperung zur Weitergabe der SI-Einheit Meter [1]. Die Gründe hierfür sind ihre einfache geometrische Form, ihre hohe Maßgenauigkeit, Zuverlässigkeit, einfache Handhabung und natürlich die sehr kleinen Messunsicherheiten mit der sie kalibriert werden können [2, 3, 4].

Mit der im Jahr 1983 vorgenommenen Definition der Längeneinheit wurde das Meter als die Länge der Strecke festgelegt, die Licht im Vakuum während der Dauer von $1/299\,792\,458$ Sekunden zurücklegt [5]. Da für die Lichtgeschwindigkeit ein Wert festgelegt wurde,

lässt sich mit Hilfe der Laufzeitmessung von Lichtwellen und der Beziehung $l = c_0 \cdot t$ die Längeneinheit realisieren. Die direkte Messung der Laufzeit von Licht im Vakuum eignet sich jedoch nur für die genaue Messung großer Entfernungen, z. B. im astronomischen Maßstab.

Die genauesten Längenmessungen von parallelen Maßverkörperungen zur Rückführung auf die SI-Einheit Meter werden mittels optischer Interferometrie realisiert.

2 Wer benötigt hochgenau kalibrierte Parallelendmaße?

Die genauesten Parallelendmaße, die mit den in der PTB erzielbaren kleinen Messunsicherheiten kalibriert werden, dienen als Bezugsnormale in nationalen und internationalen Laboratorien für Längenmessung. Dies sind z. B. akkreditierte Kalibrierlaboratorien der Deutschen Akkreditierungsstelle (DAkkS) im In- und Ausland sowie andere ausländische Nationale Metrologische Institute (NMI).

Weiterhin benötigen Forschungs- und Entwicklungslabore in Industrie und Lehre, die auf dem Gebiet hochpräziser Längenmessungen arbeiten, die Rückführung ihrer Messgeräte über hochgenaue kalibrierte Parallelendmaße oder endmaßähnliche Maßverkörperungen. Durch die Entwicklung zu immer genaueren Längenmessgeräten und den Anforderungen an die messtechnische Rückführung, beschrieben in den Qualitätssicherungsnormen (z. B. DIN EN ISO/IEC 17025, ISO/TS 16949), ist in den letzten Jahren die Nachfrage nach interferometrischen Kalibrierungen von speziellen, endmaßähnlichen, prismatischen Maßverkörperungen deutlich gestiegen.

So benötigen beispielsweise Entwickler und Hersteller von Interferometern für die Formmessung von Oberflächen spezielle Höhenstufennormale mit Unsicherheiten im Bereich von $U = 10 \text{ nm}$ ($k = 2$) [6].

Hersteller von Koordinatenmessgeräten (KMG) lassen für die Überprüfung und Abnahme ihrer KMGs die Länge und das thermische Längenausdehnungsverhalten von Parallelend-

¹ Dipl.-Ing. Peter Franke, Leiter der Arbeitsgruppe „Interferometrische Kalibrierung von Parallelendmaßen“
E-Mail: peter.franke@ptb.de

² Dr. René Schödel, Leiter des Fachbereichs „Interferometrie an Maßverkörperungen“,
E-Mail: rene.schoedel@ptb.de

maßen bis 1000 mm mit den in der PTB mittels interferentieller Längenmessung erzielbaren geringen Messunsicherheiten kalibrieren, da die in den akkreditierten Messlaboratorien mittels mechanischer Unterschiedsmessung erzielbaren Messunsicherheiten oftmals nicht mehr ausreichen.

3 Warum Parallelendmaße regelmäßig re-kalibriert werden

Nach § 6 des Einheiten- und Zeitgesetzes, in der Fassung vom 3.7.2008, hat die PTB die Aufgabe, die gesetzlichen Einheiten darzustellen, weiterzugeben und die dafür benötigten Verfahren weiterzuentwickeln.

In der PTB werden daher die Parallelendmaße als Maßverkörperungen mit den kleinstmöglichen Messunsicherheiten interferometrisch kalibriert. Bild 2 zeigt beispielhaft die Kette der Rückführung vom Nationalen Metrologischen Institut, über die akkreditierten Kalibrierlaboratorien der DAkkS, bis zu den Anwendern in Industrie und Forschung. Die interferometrische Kalibrierung mit ihren beigeordneten geringen Messunsicherheiten ist notwendig um die erforderlichen Messunsicherheiten in den nächsten Schritten der Rückführungskette gewährleisten zu können.

Durch die Benutzung der Endmaße kann es zu Verschleiß oder Beschädigung der Messflächen kommen, es können aber auch spontane Längenänderungen durch verschiedenste äußere Einflüsse auftreten. Fehler beim künstlichen Alterungsprozess können Gefügewandlungen auslösen, die zu Längeninstabilitäten führen. Bild 3 zeigt Endmaße einer fehlerhaften Produktion, deren Länge über die Zeit abnimmt. Parallelendmaße können aber auch ein Längenwachstum aufweisen. Zur Kontrolle der Maßstabilität sollte die erste Wiederholungskalibrierung neuer bzw. unbekannter Parallelendmaße (> 25 mm) bereits nach einem Jahr erfolgen, um solche Endmaße zu identifizieren und gegebenenfalls zu ersetzen.

Die Fristen für die turnusmäßigen Re-Kalibrierung von Endmaßen hängen natürlich stark von der Handhabung und der Benutzungshäufigkeit ab. Ein übliches Intervall für die Kalibrierung in der PTB sind drei Jahre.

4 Parallelendmaße nach DIN EN ISO 3650

Die Norm DIN EN ISO 3650 legt die wichtigsten maßlichen und messtechnischen Eigenschaften von Parallelendmaßen mit rechteckigem Querschnitt und einem Nennmaß l_n im Bereich von 0,5 mm bis 1000 mm fest.

Ein Parallelendmaß ist eine Maßverkörperung der Länge in der Form eines Quaders aus verschleißfestem Werkstoff mit zwei ebenen, zueinander parallelen Messflächen, die an



Bild 2: Kette der Rückführung für die Längeneinheit Meter

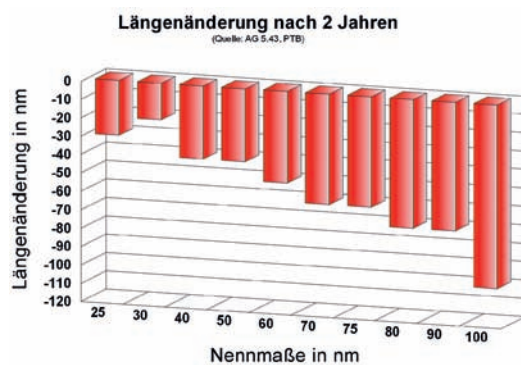


Bild 3: Längenänderung von Parallelendmaßen aus Stahl



Bild 4: Angeschobene Parallelendmaße aus Stahl, Keramik und Wolframkarbid

Messflächen anderer Endmaße zur Bildung von Kombinationen oder an Flächen gleicher Oberflächenbeschaffenheit von Anschubplatten zur interferentiellen Längenmessung angeschoben werden können.

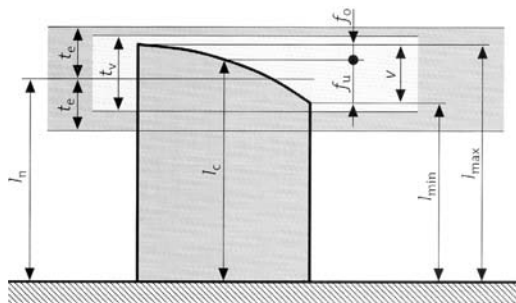
Die Länge l eines Parallelendmaßes ist gemäß der oben genannten Normen definiert als der senkrechte Abstand zwischen einer beliebigen Stelle und der ebenen Fläche einer Anschubplatte, aus gleichem Werkstoff und von gleicher Oberflächenbeschaffenheit, auf der die andere Messfläche angeschoben ist. Es wird also durch Anschieben bzw. Ansprengen eines Parallelendmaßes auf eine geeignete Anschubplatte eine Stufe gebildet, deren Höhe in Bezug auf die Referenzfläche gemessen wird. Voraussetzung für einen geeigneten Anschub sind extrem gute Oberflächenqualitäten bezüglich Homogenität,

Rauheit und Ebenheit, damit die Adhäsionskräfte aufgrund der van-der-Waals-Kräfte zwischen den Atomen bzw. Molekülen wirken können [7]. Für die Messungen werden Anschubplatten mit Oberflächen in Spiegelqualität mit Rauheitstiefen < 10 nm und Ebenheitsabweichungen < 30 nm verwendet.

In der PTB wird für jedes Endmaß und jede Anschubplatte die Rauheitskorrektur für den optischen Phasensprung des Lichtes mit Hilfe der Streulichtmethode individuell gemessen [8, 9].

Die Endmaße müssen zusätzlich eine sehr gute Parallelität der Messflächen aufweisen. Da sie aber in der Praxis nicht ideal parallel und eben sind, wird in der Regel das Mittenmaß l_c , also die Länge des Parallelendmaßes in der Mitte der freien Messfläche gemessen und weiterge-

Bild 5:
Nennmaß l_n ,
Mittenmaß l_c ,
Abweichungsspanne v
mit f_o und f_u ,
Grenzabmaße t_e für die
Länge an beliebiger
Stelle, ausgehend vom
Nennmaß



geben. Bild 5 zeigt die wichtigsten maßlichen Kennwerte von Parallelendmaßen.

Für eine interferentielle Messung, sollte beispielsweise ein Endmaß vom Nennmaß 25 mm, eine Abweichungsspanne von weniger als 50 nm aufweisen. Unter der Annahme, dass der Messpunkt bei der nachfolgenden mechanischen Unterschiedsmessung (z. B. in einem akkreditierten Messlabor) in einem Durchmesser von 0,5 mm wieder gefunden wird, ergibt sich schon ein Unsicherheitsbereich von ca. 3 nm.

Noch kritischer für die Kalibrierfähigkeit sind kurzperiodische Oberflächenstörungen wie z. B. Welligkeit durch den Herstellungsprozess oder Beschädigungen durch Kratzer, Aufwürfe, Korrosion, Eindellungen. Das Auffinden und die Beurteilung der Einflüsse auf die Qualität des Anschubes und das Messergebnis erfordern jahrelange Erfahrung des messtechnischen Personals.

5 Interferentielle Längenmessungen

5.1 Grundsätzliches zum Messprinzip

Bei der interferentiellen Längenmessung wird die Länge einer Maßverkörperung mittels Zweistrahlinterferometrie als Vielfaches der verwendeten Lichtwellenlänge bestimmt. Das Internationale Komitee für Maß und Gewicht (CIPM) führt eine Liste empfohlener Strahlungen frequenzstabilisierter Lichtquellen, deren

Vakuumwellenlängen zur Realisierung der Längeneinheit verwendet werden können [5].

Parallelendmaße werden aber in der Regel nicht im Vakuum, sondern unter normalen atmosphärischen Bedingungen verwendet. Daher werden die interferentiellen Längenmessungen häufig auch in Luft durchgeführt. Für diese Messungen muss die Wellenlänge des Lichtes unter den tatsächlich während der Messungen vorliegenden Umweltbedingungen bestimmt werden. Die aktuelle Wellenlänge ergibt sich aus $\lambda = \lambda_0/n$, wobei n die Brechzahl der Luft darstellt. Unter atmosphärischen Bedingungen ist die Brechzahl der Luft um etwa $3 \cdot 10^{-4}$ größer als 1. Diese, Refraktivität genannte Abweichung ($n - 1$), skaliert zunächst mit dem Umgebungsdruck. Demzufolge erzeugt eine Fehlmessung des Druckes um nur 10 Pa (relativ: 10^{-4}) einen relativen Fehler einer zu messenden Länge von etwa $3 \cdot 10^{-8}$ (30 nm pro Meter). Dieser Einfluss ist etwa 1000 mal größer als der mit der Unsicherheit eines Jodstabilisierten Lasers verbundene. Ähnlich „kritisch“ sind die Einflüsse der Unsicherheiten von Temperatur- und Feuchtemessung in der Luft. Es sind also sehr präzise Messungen der Umweltparameter Luftdruck, Lufttemperatur und Luftfeuchte notwendig, um die Brechzahl n der Luft genau zu ermitteln. Die Vakuumwellenlängen der verwendeten frequenzstabilisierten Laser sind sehr genau ($< 10^{-9}$ bis 10^{-11}) bekannt, wohingegen sich die Brechzahl der Luft, selbst mit großem Aufwand, nur mit einer relativen Unsicherheit von $> 10^{-8}$ bestimmen lässt

5.2 Voraussetzungen

Aus den oben genannten Gründen ergibt sich, dass hochgenaue Interferometrie zur Längenmessung nur unter extrem stabilen Umweltbedingungen erfolgreich angewendet werden kann. Eine weitere wichtige Einflussgröße ist die Temperatur der zu kalibrierenden Parallelendmaße. Die meisten Parallelendmaße sind nach wie vor aus Stahl hergestellt, da wir immer noch in der „Stahlzeit“ leben. Stahl ist weiterhin eines der wichtigsten Materialien in der Technik. Messgeräte werden daher in der Regel auch aus Stahl hergestellt, um Längendifferenzen aufgrund unterschiedlicher thermischer Längenausdehnungskoeffizienten zu minimieren. Da Endmaßstahl einen mittleren thermischen Längenausdehnungskoeffizienten von $\alpha = (11,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-6}/K$ hat, spielt die Temperatur der Parallelendmaße für eine absolute Längenmessung eine entscheidende Rolle.

Die Messungen werden in sehr aufwendig klimatisierten Laborräumen durchgeführt. Die Lufttemperatur wird auf $(20 \pm 0,1)$ °C und die Luftfeuchte auf (50 ± 5) % rF geregelt.

Zusätzlich sind die Interferenzkomparatoren mit Wärmetauscherplatten bestückt und

thermisch isoliert. Über Flüssigkeitsthermostate kann die Temperatur in den Geräten auf die Referenztemperatur von 20,00 °C, mit einem Schwankungsbereich von ± 40 mK geregelt und stabilisiert werden.

5.3 Interferenzkomparator (INKO) für Längenmessungen bis 200 mm

Die Länge von Parallelendmaßen und endmaßähnlichen Maßverkörperungen anderer Querschnitte wird mit Hilfe von Twyman-Green-Interferometern gemessen. Der ursprüngliche Interferenzkomparator wurde von der Firma TSUGAMI, Japan, hergestellt und ist



Bild 6:
Messplatz mit Interferenzkomparator

durch viele Umbauten und Verbesserungen auf den jetzigen technischen Stand mit Phasenverschiebungsinterferometrie und automatischer Auswertung gebracht worden. Bild 7 zeigt die schematische Darstellung des Interferometers mit den wichtigsten Komponenten.

Die Lichtstrahlung von drei frequenzstabilisierten Lasern wird über eine Multimode-Lichtleiterfaser in das Interferometer eingekoppelt. Der Referenzspiegel ist auf einem piezomechanisch angetriebenen Festkörpergelenktisch montiert. Dessen Verschiebewegung wird mittels kapazitivem Sensor gemessen und der Spiegel in die vier äquidistanten Messpositionen für die 4-Schritt-Phasenverschiebungsinterferometrie geregelt. Am Ausgang des Interferometers ist eine 12-Bit Digitalkamera mit 512×512 Pixel Auflösung zur Aufnahme der Intensitätsbilder montiert. Hochpräzise elektronische Messgeräte erfassen die Luftparameter Temperatur, Druck und Feuchte, sowie die Körpertemperatur der längeren Endmaße. Mit einem interaktiven Messprogramm werden die Daten aufgenommen, der Ablauf gesteuert und die Messungen ausgewertet [10].

Im INKO können Parallelendmaße bis 200 mm Nennmaß in vertikaler Position gemessen werden.

Kalibrierung von Endmaßen mit Phasenverschiebungsinterferometrie

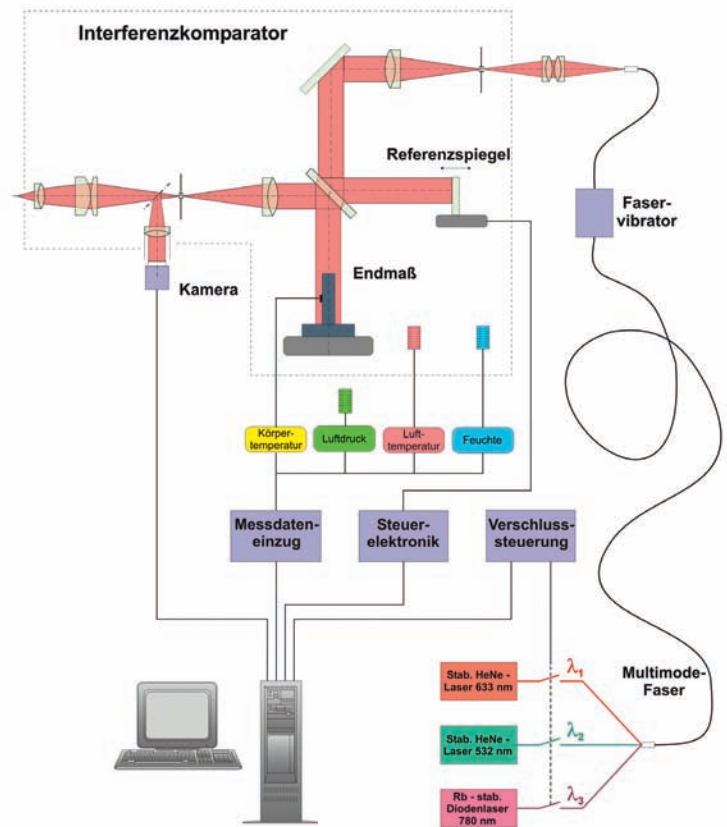


Bild 7:
Schematische Darstellung des Interferometers für Längenmessungen bis 200 mm

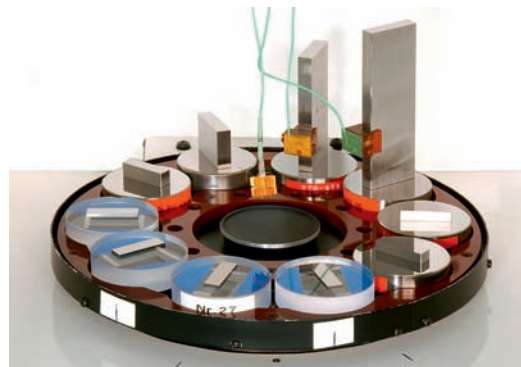


Bild 8:
Innenraum des mit 10
Endmaßen bestückten
Interferenzkomparators

5.31 Ablauf der Messungen und Auswertung

Der drehbare Aufnahmeteller wird mit 10 angeschobenen Parallelendmaßen zur Temperierung bestückt. Die Endmaße können für die Einzelmessungen positioniert und ausgerichtet werden, ohne den INKO zu öffnen. Vor Messbeginn muss sich die Temperatur der Endmaße auf $20 \text{ °C} \pm 40 \text{ mK}$ eingestellt haben. Nach Eingabe verschiedener Daten, wie Vorgangsnummer, Kundendaten, Hersteller, Material, thermischer Längenausdehnungskoeffizient, Anschubplatte,

Ident.-Nr., Nennmaß usw. kann der automatische Messablauf des Programms gestartet werden. Mit jeder der drei Laserwellenlängen (532 nm, 633 nm und 780 nm) werden je vier Intensitätsbilder mit der CCD-Kamera aufgenommen und abgespeichert. Gleichzeitig werden die aktuellen Daten der Endmaßtemperatur sowie die Luftparameter Druck, Temperatur und Feuchte automatisch erfasst.

Aus vier Intensitätsbildern von äquidistanten Positionen des Referenzspiegels werden für das Kameragesichtsfeld die Phasenwerte der Interferenz für die drei Wellenlängen mit dem Carré-Algorithmus berechnet [11]. Die Maske für den Auswertebereich auf dem Endmaß und der Anschubplatte wird automatisch festgelegt. Im Phasenbild des Auswertebereichs werden die 2π -Sprünge beseitigt (unwrapping). Die optischen Fehler des Interferometers werden korrigiert und die Position des Parallelendmaßes im Auswertebereich wird automatisch identifiziert [10].

5.32 Kalibrier- und Messergebnisse

Mit einem Koinzidenzverfahren wird eine mittlere Länge für das Mittenmaß l_c berechnet. Diese Länge bezieht sich auf die Referenztemperatur 20,00 °C und den Normdruck 1013,25 hPa und wird im Kalibrierschein angegeben.

Zusätzlich wird eine Höhentopographie des Parallelendmaßes bezogen auf die Referenzfläche erstellt (siehe Bild 9)

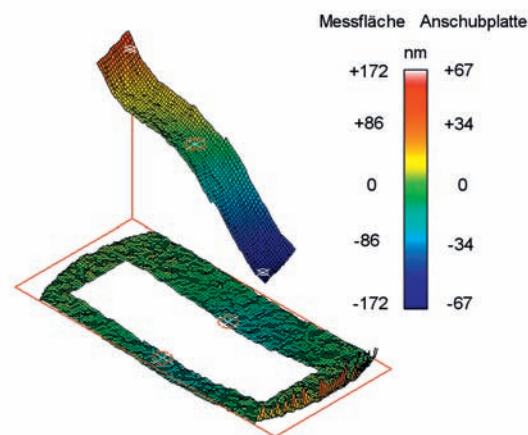


Bild 9:
Höhentopographie von
Messfläche und An-
schubplatte

Zur Beurteilung der Messung und der Messflächenqualität werden folgende Werte berechnet: Die Abweichungen f_o und f_u vom Mittenmaß, die Abweichungen von der Ebenheit für Parallelendmaß und Anschubplatte und ein Formparameter für die Messfläche.

Die Messung des thermischen Ausdehnungsverhaltens ist als Sondermessung mit manueller Auswertung für einen Temperaturbereich von 17 °C bis 23 °C möglich.

5.4 Kösterskomparator für Längenmessungen bis 1000 mm

Der Interferenzkomparator nach Kösters wird für die weltweit genauesten interferentiellen Längenmessungen von Parallelendmaßen bis 1000 mm eingesetzt. Dieser Interferenzkomparator wurde ursprünglich von der Firma Carl Zeiss, Oberkochen hergestellt und ist ebenfalls durch diverse Umbauten und Verbesserungen [12] auf den jetzigen technischen Stand mit Phasenverschiebungsinterferometrie und halb-automatischer Auswertung gebracht worden [13]. Bild 10 zeigt die schematische Darstellung des Kösterskomparators mit den wichtigsten Komponenten.

Durch das Kösters-Prisma wird der Strahlengang zusammengefaltet, so dass Mess- und Referenzarm des Interferometers parallel zueinander liegen. Dadurch ist der Kösterskomparator, verglichen mit anderen Interferenzkomparatoren nach Twyman-Green, sehr kompakt aufgebaut. Als zusätzliches Element zum vorher beschriebenen INKO befindet sich im Referenzarm eine Vakuumkammer zur Bestimmung der effektiven Brechzahl der Luft unter den aktuellen Messbedingungen. Zur Phasenverschiebung werden drehbar gelagerte Keilplatten aus Quarz benutzt. Die sehr kleinen Drehwinkel werden vom Messprogramm gesteuert und mittels Piezo-Aktuatoren eingestellt. Die Wellenlängen werden mit Hilfe von Verschlüssen im Strahlengang der Laser selektiert. Aus fünf Intensitätsbildern von äquidistanten Positionen der Keilplatte, die eine 12-Bit Kamera aufnimmt, wird für jede Wellenlänge ein Phasenbild berechnet welches die Vakuumkammer und die Interferenz im Bereich des Endmaßes beinhaltet. Das Programm beseitigt 2π -Sprünge, korrigiert die optischen Fehler des Interferometers und berechnet die Längenwerte.

Das massive Aluminiumgehäuse des Kösters-Komparators wird von allen Seiten, einschließlich Deckel mit Wasser durchflutet, welches extern temperiert wird. Dadurch wird eine sehr gute Homogenität der Temperaturverteilung erreicht.

Durch die gute thermische Isolierung ist es möglich im Innenraum des Gerätes Temperaturen im Bereich von 15 °C bis 28 °C einzustellen. Durch interferentielle Längenmessungen bei mindestens 4 verschiedenen Temperaturen kann das thermische Längenausdehnungsverhalten der Endmaße sehr genau bestimmt werden.

Die Körpertemperatur des Parallelendmaßes wird an zwei Punkten des Endmaßes über den Unterstützungspunkten gemessen. Besonders bei der Messung von Endmaßen aus Stahl ist eine sehr genaue Temperaturmessung notwendig, da schon eine Änderung von nur 1 mK eine Längenänderung von ca. 11 nm pro Meter

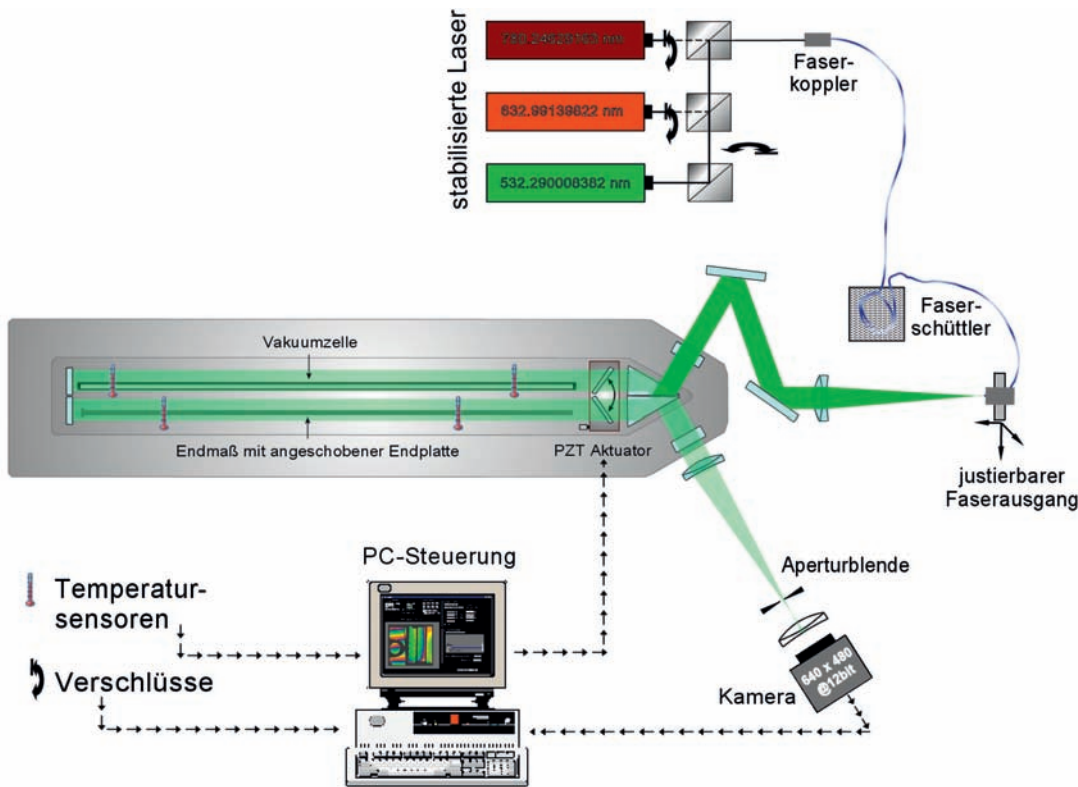


Bild 10: Schematische Darstellung des Kösterskomparators für Parallelendmaße bis 1000 mm

hervorrufen. Durch den Einsatz einer Wechselstrom-Messbrücke mit gekapseltem Pt25-Temperaturfühler wird im Kösterskomparator ein sehr genauer Temperatur-Bezugspunkt geschaffen, welcher in regelmäßigen Abständen an die Internationale Temperaturskala ITS 90 [14] angeschlossen wird. Die kleine Temperaturdifferenz zu den Temperaturfühlern wird mit einem speziell entwickelten Thermoelement-Messsystem gemessen [15]. Insgesamt wird für die Temperaturmessung eine Unsicherheit von nur ca. 1 mK erreicht.

5.41 Kalibrier- und Messergebnisse am Kösterskomparator

Für Parallelendmaße mit üblichen Querschnitten wird eine mittlere Länge für das Mittenmaß l_c berechnet. Zusätzlich wird für jede Wellenlänge eine Höhentopographie des Parallelendmaßes bezogen auf die Referenzfläche erstellt.

Zur Beurteilung der Messung und der Messflächenqualität werden die Abweichungen f_o und f_u vom Mittenmaß und weitere Kennwerte für die Abweichungen von der Parallelität berechnet.

Aus den Einzelmessungen im Temperaturbereich von 15 °C bis 28 °C kann mit einem separaten Programm das thermische Ausdehnungsverhalten $l(t) = l_c \cdot \{1 + \alpha \cdot (t - 20 \text{ °C}) + \beta \cdot (t - 20 \text{ °C})^2\}$ berechnet werden. Die Abweichungen vom quadratischen Fit der Einzelmessungen betragen in der Regel maximal 5 nm.

6 Einflussgrößen

Das Ergebnis einer interferentiellen Längenmessung wird durch eine Reihe von Einflussgrößen mitbestimmt, die sorgfältig überwacht, und soweit wie möglich durch Korrekturen berücksichtigt werden müssen, um möglichst kleine Messunsicherheiten bei der Weitergabe der Länge zu erreichen. Nachfolgend sind die wichtigsten längenunabhängigen und längenproportionalen Einflussgrößen aufgeführt.

Längenunabhängiger Einfluss

- Anschlag (Erfahrung und Messflächenqualität) ~ 2 nm bis 10 nm
- Phasensprungkorrektur (z. B.: Stahl – Quarz) 20 nm
- Rauheit der Messflächen ~ 1 nm bis 30 nm
- Unsicherheit der Bruchteilbestimmung der Phase $u \sim 1$ nm
- Topographie von Endmaß und Anschlagplatte ~ 2 nm bis 5 nm
- Interferometeroptik ~ 4 nm

Längenproportionaler Einfluss für ein 100 mm Parallelendmaß aus Stahl

- Thermische Längenausdehnung des Endmaßes 1,2 nm/ mK
- Luftdruck 25 nm/ hPa
- Lufttemperatur 0,1 nm/ mK
- Luftfeuchte 1 nm/ 1 % rel. Feuchte
- Unsicherheit der Autokollimation $u \sim 0,5$ nm
- Unsicherheit der Blendenkorrektur $u \sim 0,3$ nm

7 Messunsicherheiten

Für Parallelendmaße aus Stahl vom Nennmaß 0,5 mm bis 1000 mm beträgt die Messunsicherheit für das Mittenmaß $U = 20$ nm bis 70 nm für $k = 2$.

Differenzlängen von Parallelendmaßpaaren werden mit $U = 10$ nm kalibriert.

Für Parallelendmaße und endmaßähnliche Maßverkörperungen mit besonders guter Messflächenqualität und Parallelität werden Messunsicherheiten für die Länge von $U = 10$ nm erreicht. Der thermische Längenausdehnungskoeffizient wird mit Messunsicherheiten von $U = 10^{-8}/K$ bestimmt.

Mit den genannten Unsicherheiten für die Kalibrierung von Parallelendmaßen befindet sich die PTB an „vorderster Front“ im internationalen Vergleich zu anderen NMI. Für die durchaus kontrovers geführte Diskussion in Richtung noch geringerer Messunsicherheiten bei der Parallelendmaßkalibrierung möchten wir auf die Literatur verweisen [16, 17].

8 Danksagung

Wir danken Herrn Ernst und Herrn Lechelt für die stets gewissenhafte Durchführung der interferentiellen Längenmessungen von Parallelendmaßen auf höchstem Niveau und die vertrauensvolle Zusammenarbeit. Herrn Heuer danken wir für die jahrelangen Arbeiten zur Verbesserung der Messplätze und die Anpassungen an den neuesten technischen Stand zur Aufrechterhaltung eines reibungslosen Messbetriebes. Ein weiterer Dank geht an Herrn Wedde, der stets bereit ist, bei auftretenden Problemen, kurzfristig technische Hilfestellung, speziell bei den frequenzstabilisierten Lasern zu leisten.

9 Literatur

- [1] J. E. Decker, R. Schödel, T. Doiron and G. Bönsch: Phase step calibration extends 19th century standard into 21st, *Laser Focus World* 5/2004, (2004), 143–148
- [2] Decker, J. E.; Schödel, R.; Bönsch, G.; Pekelsky, J. R.: Overview of measurement uncertainty analyses for gauge block calibration, *Proceedings of ASPE Summer Topical Meeting 2004 on "Uncertainty Analysis in Measurement and Design"*, State College, Pennsylvania, USA (2004)
- [3] Decker, J. E.; Schödel, R.; Bönsch, G.: Considerations for the evaluation of measurement uncertainty in interferometric gauge block calibration applying methods of phase step interferometry, *Metrologia*, ISSN 0026-1394, **41**, (2004), 3, p. L11–L17
- [4] Bönsch, G.: Gauge blocks as length standards measured by interferometry or comparison Length definition, traceability chain and limitations, *Proc. SPIE* 3477, (1998), 199–210
- [5] Unit of length (metre), SI brochure, Section 2.1.1.1. URL: http://www.bipm.org/en/si/si_brochure/chapter2/2-1/metre.html [Zugriff am 7.12.2009].
- [6] Tischler, Karl.: *Dossier Metrologie, Teil 2: Parallelendmaße – eine spannende Geschichte*, Brown & Sharpe TESA SA, CH-1020 Rennens.
- [7] Popov, Valentin.: *Qualitative Behandlung eines adhäsiven Kontaktes, 2. Vorlesung: Kontaktmechanik und Reibungsphysik*, Institut für Mechanik, TU-Berlin, (2009)
- [8] Bönsch, G.: Interferometric calibration of an integrating sphere for determination of the roughness correction of gauge blocks *Proc. SPIE* 3477, (1998), 152–160
- [9] Decker, J. E.; Franke, P.; Bönsch, G.: On the influence of gauge block roughness characteristic and surface treatment on length calibration by optical interferometry, *Proceedings of SPIE Vol. 5879*, (2005), p. 587907-1 – 587907-7.
- [10] Bönsch, G.: Automatic gauge block measurements by phase stepping interferometry with three laser wavelengths, *Proc. SPIE Vol 4401*, (2001), p. 1–10
- [11] Carré, P.: Installation et utilisation du comparateur photoélectrique et interférentiel du Bureau International des Poids et Mesures. *Metrologia* 2, (1966), 13–23
- [12] Darnedde, H.: High-precision Calibration of Long Gauge Blocks Using the Vacuum Wavelength Comparator. *Metrologia* 29, (1992), 349–359
- [13] Decker, J. E.; Schödel, R.; Bönsch, G.: Next generation Kösters Interferometer, In: *Recent developments in traceable dimensional measurements II*, Decker, Brown, eds., *Proceedings of SPIE Vol. 5190*, (2003), p. 14–23
- [14] Unit of thermodynamic temperature (kelvin), SI brochure, Section 2.1.1.5 URL: http://www.bipm.org/en/si/si_brochure/chapter2/2-1/kelvin.html [Zugriff am 07.12.2009].
- [15] Bönsch, G.; Schuster, H. J.; Schödel, R.: Hochgenaue Temperaturemessung mit Thermo-elementen. *Technisches Messen* 68, (2001), 550–557
- [16] Bönsch, G.: Concerning two Recent Papers on Gauge Block Measurement by Interferometry. *Metrologia* 39, (2002), p. 101–104
- [17] Haitjema, H.: Achieving traceability and sub-nanometer uncertainty using interferometric techniques. *Meas. Sci. Technol.* 19 (2008) 084002 (6pp)

Interferometrie an Kugeln

Arnold Nicolaus¹, Guido Bartl², Andreas Peter³

1 Einleitung

Eine besonders herausfordernde und anspruchsvolle Aufgabenstellung aus dem Bereich der Naturkonstanten hat eine neue Ausführungsform der Interferometrie initiiert: die Interferometrie an Kugeln. Ging es zunächst noch darum, die Avogadro-Konstante N_A , die Zahl der Teilchen in einem Mol Stoffmenge, mit einer bisher unerreicht kleinen Unsicherheit neu zu bestimmen, so haben die Erfolge der in diesem Projekt weiterentwickelten Experimente dazu beigetragen, dass die Avogadro-Konstante – neben anderen Ansätzen – für eine Neudefinition der SI-Einheit ‚Kilogramm‘ auf Basis einer Naturkonstanten infrage kommt [1].

Für den hier beschrittenen Weg der Neubestimmung von N_A muss für ein ausgewähltes Element das Verhältnis aus mikroskopischer zu makroskopischer Dichte bestimmt werden [2]. Die mikroskopische Dichte eines Festkörpers lässt sich aus der mittleren molaren Masse und der Gitterkonstante bestimmen. Für die makroskopische Dichte wird die Masse und das Volumen eines Probekörpers – in diesem Fall einer Kugel – gemessen. Die 1 kg schwere und rund 94 mm große Siliziumkugel wurde in der Commonwealth Scientific and Industrial Research Organisation (CSIRO) in Australien mit einer Oberfläche von optischer Qualität hergestellt [3]. Die Sphärizitätsabweichungen betragen nur einige zehn Nanometer.

Um das Volumen dieser Siliziumkugeln über die absolute Bestimmung des Durchmessers mit einer Unsicherheit von weniger als einem Nanometer ermitteln zu können, wurden am National Metrology Institute of Japan (NMIJ) [4], am CSIRO [5] und in der PTB [6, 7] spezielle Fizeau-Interferometer entwickelt. Die Grundidee der Kugeldurchmesserbestimmung mit einem Interferometer basiert auf der in [8] beschriebenen Methode: Die zu vermessende Kugel befindet sich zwischen zwei Referenzflächen und es werden die Abstände zwischen den Referenzflächen und zwischen Kugel und Referenzflächen

gemessen. Werden bei den Interferometern von NMIJ und CSIRO ebene Referenzflächen und Wellenfronten eingesetzt, so findet in der PTB eine sphärische Geometrie Verwendung. Damit lassen sich Durchmesser nicht nur punktweise, sondern flächig innerhalb des Objektivsichtfelds bestimmen. Durch geeignete Neupositionierung der Kugel können somit vollständige Kugeltopografien gewonnen werden.

Bild 1 zeigt das Prinzip des Fizeau-Interferometers der PTB. Darin befindet sich die Kugel zwischen zwei Objektiven, die mit ihren integrierten sphärischen Referenzflächen ein sphärisches Etalon bilden. Wenn der Kugelmitelpunkt mit den Krümmungsmittelpunkten der Referenzflächen übereinstimmt, gelangen die von den Objektiven geformten ebenfalls sphärischen Wellenfronten senkrecht auf die Kugeloberfläche. Der Kugeldurchmesser d lässt sich dann bestimmen, indem einerseits der Abstand der Objektiv-Referenzflächen D im leeren Etalon und andererseits die Abstände d_1 und d_2 zwischen Kugel und Referenzflächen gemessen werden. Man erhält:

$$d = D - d_1 - d_2 \quad .$$

In der Praxis handelt es sich bei den Prüflingen allerdings nicht um mathematisch exakte Kugeln mit einem einzelnen Durchmesser, sondern es ergeben sich abhängig von ihren Kugelkoordinaten $d(\vartheta, \varphi)$ unterschiedliche Durchmesser, die eine für die jeweilige Kugel charakteristische Topografie darstellen.

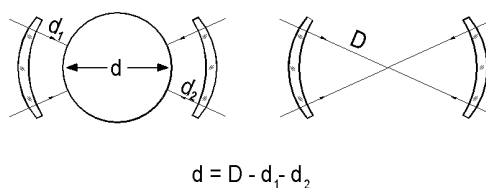


Bild 1:
Prinzip der Durchmesserbestimmung

¹ Dr. Arnold Nicolaus,
Leiter der Arbeitsgruppe
„Interferometrie an
Kugeln“
E-Mail:
arnold.nicolaus@
ptb.de

² Dr. Guido Bartl, Arbeitsgruppe
„Interferometrie an
Kugeln“,
E-Mail:
guido.bartl@ptb.de

³ Dipl.-Ing. Andreas
Peter, Arbeitsgruppe
„Interferometrie an
Kugeln“,
E-Mail:
andreas.peter@ptb.de

2 Das Kugelinterferometer

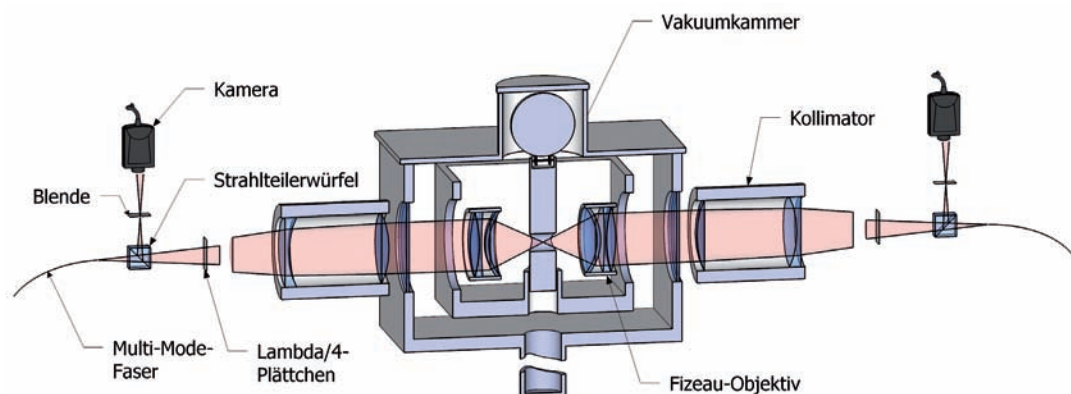
Das Zentrum des gesamten Aufbaus (Bild 2) ist durch den Mittelpunkt der zu messenden Kugel definiert. Die Kugel liegt auf einer Dreipunktauflage, die fest mit dem monolithischen Stahlrahmen des Interferometers verbunden ist. Auf gegenüber liegenden Seiten der Kugel sind zwei Fizeau-Objektive mit sphärischen Referenzflächen kollinear am Stahlrahmen befestigt, so dass im Idealfall die Krümmungsmittelpunkte der Referenzflächen mit dem Mittelpunkt der Kugel übereinstimmen. Dadurch bilden die Objektive ein sphärisches Etalon mit der Kugel in der Mitte.

Der gesamte Interferometerahmen mit Dreipunktauflage und Objektiven befindet sich in einer Vakuumkammer, die Messungen im Feinvakuum ermöglicht, wodurch der Einfluss der Luftbrechzahl auf das Messergebnis vernachlässigt werden kann. Für die absolute Durchmesserbestimmung ist zusätzlich eine präzise Kontrolle der Temperatur notwendig. Bei einem Kugeldurchmesser von rund 100 mm ergibt eine Temperaturschwankung um z. B. 4 mK eine Längenänderung von 1 nm. Aus diesem Grund ist die Vakuumkammer mit einem Thermostat auf die Referenztemperatur von 20 °C stabilisiert. Wegen der thermischen Trägheit des Systems aus Vakuumkammer und Interferometerahmen, die nur an drei Auflagepunkten in Kontakt zueinander stehen, verbleiben Temperaturschwankungen von lediglich wenigen Millikelvin. Um eine nachträgliche Korrektur der gemessenen Längen auf den Zielwert bei 20 °C zu ermöglichen, muss wegen der angestrebten Unsicherheit die Temperatur auf 1 mK genau bestimmt werden. Dazu wird die Temperaturdifferenz zwischen der Kugel und einem Kupferblock, der thermischen Kontakt mit dem Interferometerahmen hat und als Temperaturreferenz dient, mit Hilfe von Thermoelementpaaren gemessen. Diese relative Temperaturmessung ist auf die Temperaturskala ITS-90 [9] zurückgeführt, indem die Temperatur des Kupferblocks mit einem Platin-Widerstandsthermometer Pt 25 absolut ermittelt wird.

Entlang des optischen Strahlengangs enthält die temperierte Vakuumkammer auf beiden Seiten jeweils ein Glasfenster optischer Qualität. Außerhalb der Vakuumkammer schließen sich symmetrisch auf beiden Seiten Kollimator-Objektive an, die das aus Multimode-Glasfasern divergent austretende Licht der Laserlichtquelle parallel zur optischen Achse formen. Dabei wird nur der zentrale Bereich des Lichtkegels für eine nahezu homogene Ausleuchtung im Interferometer verwendet. Der Randbereich wird über einen ringförmigen Spiegel seitlich auf einen Fotodetektor zur Intensitätsüberwachung ausgekoppelt. Zwischen Glasfasern und Kollimatoren befinden sich außerdem jeweils ein polarisationsabhängiger Strahlteilerwürfel und ein $\lambda/4$ -Plättchen, wodurch erstens sichergestellt ist, dass kein Licht in Rückwärtsrichtung über den Strahlteiler hinaus gelangen kann, und zweitens nur das Interferenzlicht aus der Interferometerkammer zu den seitlich an den Strahlteilern angeordneten Kameras kommt. Durch die Blende zwischen Kamera und Strahlteilerwürfel werden einerseits Störreflexe blockiert und andererseits die Schärfentiefe vergrößert, weshalb die axiale Position der Kameras nur auf einige Millimeter genau zu sein braucht. Wegen des „Common Path“-Prinzips sind der Aufbau und ein damit aufgenommenes Interferogramm auch außerhalb der Vakuumkammer unempfindlich gegenüber Schwankungen (z. B. auf Grund von Temperaturänderungen) der geometrischen Weglänge.

Gemäß Bild 1 wird der Kugeldurchmesser aus den Ergebnissen von Messungen mit und ohne Kugel ermittelt. Deshalb ist es notwendig, die Kugel in der Vakuumkammer aus dem Strahlengang zu entfernen und diesen zwischen den beiden Fizeau-Objektiven frei zu geben. Zu diesem Zweck befindet sich unterhalb der Dreipunktauflage ein Hubmechanismus, der in der angehobenen Position den Strahlengang zwischen den Objektiven öffnet. Zusätzlich kann die Kugel in dieser Position um zwei senkrecht zueinander stehende Achsen gedreht werden, um nach dem Absetzen verschiedene Bereiche der Kugel mit Messungen abdecken zu können.

Bild 2:
Schema des Kugelinterferometeraufbaus. Dargestellt ist der Fall mit herausgehobener Kugel, bei dem die beiden Fizeau-Objektive durch das Loch in der Hubstange gemessen werden können.



Eine vertikale Drehachse ist durch die drehbare Hubstange selbst gegeben. Da die Kugel in der angehobenen Position auf zwei Räderpaaren gelagert ist, wird durch das Abrollen der Rädchen eine Drehung um eine horizontale Drehachse ermöglicht. Die Winkelposition der Kugel wird aus den kalibrierten Encoder-Zählerständen der Antriebsmotoren ermittelt [10]. Für eine typische Messung einer kompletten Kugeltopografie sind etwa 20 oder mehr sich gegenseitig überlappende Einzelmessungen nötig, um eine lückenlose Abdeckung der Kugeloberfläche mit Messwerten zu erreichen.

3 Schrittweitensteuerung und Laserstabilisierung

Im Fall der Interferenz mit ebenen Flächen werden für die Interferenzauswertung üblicherweise Phasenschiebverfahren eingesetzt, die auf einer Bewegung der Referenzflächen basieren. Wegen der sphärischen Geometrie ist dies beim Kugelinterferometer nicht möglich, weshalb die Phasenschritte über eine Wellenlängenänderung mit Hilfe eines durchstimmbaren Diodenlasers realisiert werden. Dazu wird ein dreistufiger Laseraufbau eingesetzt.

Die Rückführung des Kugeldurchmessers auf die SI-Einheit „Meter“ erfolgt durch einen Jod-stabilisierten He-Ne-Laser mit der Wellenlänge $\lambda = 633 \text{ nm}$. Ein weit abstimmbarer „External Cavity Diode Laser (ECL)“ [11] mit einer mittleren Wellenlänge von ebenfalls 633 nm wird in zwei Stufen über einen unmodulierten Offset-Laser angekoppelt. Dazu misst jeweils ein Fotodetektor das Schwebungssignal zwischen Diodenlaser und Offset-Laser bzw. Offset-Laser und Jod-stabilisiertem He-Ne-Laser. Ein detailliertes Schema des Laseraufbaus ist in Bild 3 dargestellt.

Der Offset-Laser ist über einen Frequenz-Offset-Lock [12] fest an den Jod-stabilisierten He-Ne-Laser angekoppelt und liefert eine stabile, unmodulierte Lichtquelle. In der zweiten Stufe wird der abstimmbare Diodenlaser durch eine PLL-Schaltung an den Offset-Laser angekoppelt.

Der Diodenlaser bildet zusammen mit der PLL-Schaltung einen Frequenzsynthesizer – in diesem Bild ist der Diodenlaser als ein spannungsgesteuerter Oszillator zu verstehen. Es wurde ein Gesamtfrequenzbereich von 0,5 – 15 GHz realisiert, der z. Zt. in einem Raster von 100 kHz aufgespannt werden kann. Die Frequenz des Diodenlasers (Littman-Anordnung) wird computergesteuert durch Verstellung des Retroreflektors mittels eines piezoelektrischen Aktuators (PZT) in die Nähe der Sollfrequenz gebracht. Sobald sich die Frequenz innerhalb des Ziehbereichs der PLL befindet, übernimmt die PLL die Frequenzstabilisierung. Da das mechanische System Spiegel/PZT eine gewisse

Trägheit aufweist, wäre bei der Verwendung des PZT für die Frequenzstabilisierung die Bandbreite auf etwa 1 kHz begrenzt. Eine schnellere Frequenzstabilisierung wird über die Änderung des Laserdioden-Stroms erreicht. Bei einer Bandbreite von einigen 100 kHz ist die Regelung über den Laserdioden-Strom deutlich schneller, auf der anderen Seite ist der Fangbereich mit etwa 200 MHz für die Gesamtüberdeckung des Arbeitsbereichs zu gering. Damit also die Frequenz den Fangbereich der PLL nicht verlässt, wird eine langsame Frequenzdrift wiederum mittels PZT kompensiert, so dass sich die PLL immer in der Mitte des Fangbereichs befindet.

Für die Interferenzauswertung muss die Interferenz in vier Schritten um insgesamt eine ganze Interferenzordnung verändert werden. Es sind die beiden Fälle „leeres Etalon“ und „Interferometer mit Kugel“ zu unterscheiden. Der Abstand der Referenzflächen im leeren Etalon beträgt ungefähr 150 mm, so dass sich für einen Schritt von einer viertel Interferenzordnung eine Frequenzschrittweite von rund 250 MHz ergibt. Im zweiten Fall beträgt der Zwischenraum zwischen der Kugel und den Referenzflächen etwa 30 mm, so dass in diesem Fall Frequenzschritte von je etwa 1300 MHz nötig sind. Eine exakte Bestimmung der erforderlichen Schrittgrößen ist über eine Selbstkalibrierung durchführbar, die das Phasenschiebverfahren per se ermöglicht [13].

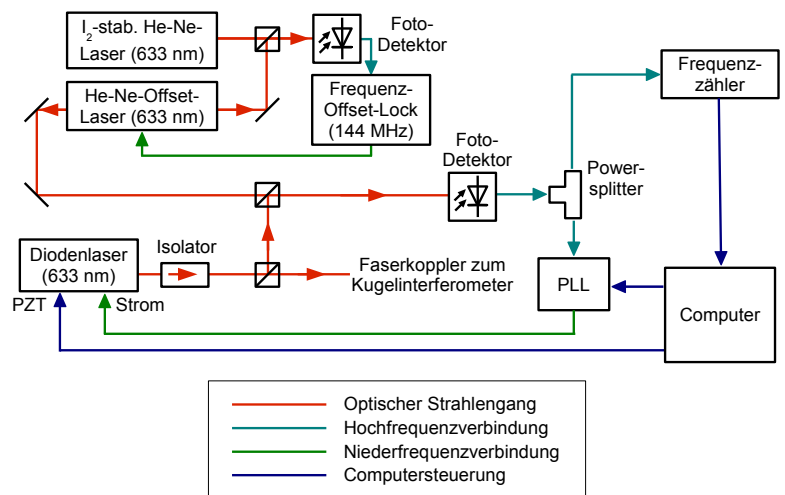


Bild 3: Schema der Laserstabilisierung.

4 Auswertung der Interferenzen

Eine Einzelmessung eines 60°-Kreissegments der Kugeloberfläche besteht aus den beiden Messungen der Lücken zwischen der Kugel und den Objektiv-Referenzflächen und aus der Messung des leeren Etalons (Bild 1). Jede dieser Messungen umfasst die Aufnahme von fünf Interferogrammen, deren Interferenzphasen sich um Phasenschritte der Größe $\pi/2$ unterscheiden. Nach [14] ist es damit möglich, etwaige Phasenschrittfehler zu detektieren und auszuschließen.

Die Auswertung der Interferogramme wird mit dem in [15] beschriebenen Algorithmus durchgeführt, der eine analytische und nicht genäherte Lösung für die Interferenzphase von Vielstrahlinterferenzen liefert. Aus der Differenz der Phase des leeren Etalons ϕ_E und der Phasen ϕ_{K1} und ϕ_{K2} , die sich mit der Kugel im Etalon ergeben, folgt schließlich das Phasenbild, das die Kugeldurchmesservariation enthält:

$$\phi_d = \phi_E - (\phi_{K1} + \phi_{K2})$$

Bei den hier angegebenen Phasen handelt es sich immer um die Ergebnisse $\phi(x, y)$, die auf den zweidimensionalen Kameraaufnahmen beruhen. Zum Zweck der besseren Lesbarkeit sind die Pixelkoordinaten (x, y) ausgelassen. Zur Bestimmung des absoluten Kugeldurchmessers wird zusätzlich der ganzzahlige Anteil von Interferenzordnungen aus dem Durchmesserwert ermittelt, den die Masse- und Dichtemessungen [16, 17] über die Kugelvolumenformel liefern. Der Durchmesser lautet damit pixelweise schließlich

$$d_{\text{mess}} = \left(IO_{\text{Vorwert}} + \left(\frac{\phi_d}{2\pi} \bmod 1 \right) \right) \cdot \frac{\lambda}{2}$$

Noch nicht berücksichtigt sind dabei Effekte, die das Ergebnis beeinflussen. Die wesentlichen Größen sind Temperaturabweichung, Größe der Faseraustrittsöffnung und Oxidschicht.

Da während der Messung die Temperatur im Interferometer um wenige Millikelvin von der Zieltemperatur 20 °C abweichen kann, muss eine entsprechende Korrektur für die thermische Ausdehnung der Siliziumkugel angebracht werden [18]. Mit den Parametern α_0 und α_1 , durch die der Temperaturexpansionskoeffizient für Silizium [19] ausgedrückt werden kann, und der Temperaturabweichung ΔT von 20 °C lautet der zu verwendende Korrekturfaktor

$$c_T = \frac{1}{1 + \alpha_0 \cdot \Delta T + \alpha_1 \cdot \Delta T^2}$$

Im Fall der Kugeln aus hoch angereichertem ^{28}Si ist der vom natürlichen Silizium abweichende Ausdehnungskoeffizient zu berücksichtigen [20].

Eine weitere Korrektur betrifft die Tatsache, dass die Glasfaserenden keine idealen Punktlichtquellen darstellen, sondern eine Ausdehnung senkrecht zur Strahlachse besitzen. Ein Strahl, der die Faser nicht von der optischen Achse, sondern abseits davon verlässt, wird vom Kollimator nicht exakt parallel zur optischen Achse weitergeführt und folglich nicht im Fokuspunkt der Objektiv-Referenzflächen fokussiert. Dem Einfluss von schräg zur optischen Achse verlaufenden Strahlen wird beim Kugelinterferometer durch eine Aperturkorrektur Rechnung getragen, die für den Durchmesser wie folgt lautet [21]:

$$\delta d_{\text{Apertur}} = - \frac{r_{\text{Faser}}^2 \cdot \cos^2 \alpha}{d_{\text{mess}}}$$

Darin ist r_{Faser} der Faserbild-Radius in der Mitte des Etalons und α die vom Fokuspunkt des Etalons aus betrachtete Öffnungswinkelposition.

Weiterhin ist die Oberfläche der Siliziumkugeln mit einer wenige Nanometer dicken Oxidschicht versehen, die bei der Kugelherstellung durch Kontakt mit der Umgebungsluft entstanden ist und dann konstant bleibt [5]. Da das Laserlicht in die SiO- und SiO₂-Schichten eindringen kann, ergibt sich ein Phasensprung, der den gemessenen Durchmesser verfälscht. Ist die Oxidschichtdicke bekannt, kann eine Korrektur vorgenommen werden. Zu diesem Zweck erfolgt eine Charakterisierung der Schicht über eine Kombination aus Ellipsometrie für flächendeckende Messungen und XRR (X-Ray Reflectometry) zur absoluten Referenzierung [22]. Unter Annahme eines Modells der Oxidzusammensetzung lässt sich schließlich die Phase korrigieren [23].

Um die Lage der einzelnen Messwerte auf der Kugeloberfläche angeben zu können, werden die in [10] beschriebenen analytischen Zusammenhänge zwischen Kugelkoordinaten einerseits und der Orientierung der Kugel und den Pixelkoordinaten andererseits verwendet. Mit diesen Umrechnungsgleichungen kann jedem Messwert auf dem Kamerachip unter Berücksichtigung der durchgeführten Kugeldrehung eine eindeutige Position auf der Kugel zugeordnet werden.

5 Ansätze zur Volumenberechnung

Da es das Ziel der Messungen am Kugelinterferometer ist, für das Avogadro-Projekt das Volumen der Siliziumkugeln anzugeben, müssen die Durchmesserdatensätze entsprechend ausgewertet werden. Nach [24] und [25] lässt sich das Kugelvolumen hinreichend genau aus dem mittleren Durchmesser ermitteln, wenn die Formabweichungen von einer idealen Sphäre verglichen mit deren Grundradius sehr klein sind. Der direkte Mittelwert der Gesamtmenge aller Einzeldurchmesser liefert jedoch nicht das korrekte Ergebnis, weil die Verteilung der Messpositionen auf der Kugeloberfläche im Allgemeinen nicht gleichmäßig ist. Dies würde zu einem Mittelwert verfälschenden Gewichtung führen. Die folgenden zwei Ansätze tragen dieser Tatsache Rechnung.

5.1 Anpassung von Kugelflächenfunktionen

Eine Möglichkeit besteht darin, einen Satz von Kugelflächenfunktionen an die Messwertwolke anzupassen, so dass sich eine genäherte Rekonstruktion der Durchmesser topografie ergibt. Das Volumen lässt sich dann über eine Integration

über den vollen Raumwinkel erhalten. An Stelle der üblichen Definition der in der Quantenmechanik verwendeten komplexen Kugelflächenfunktionen [26] wird in der Anpassung aus praktischen Gründen eine abgewandelte reellwertige Form benutzt [27]. Die Parametrisierung der Kugeltopografie $\mathfrak{R}(\vartheta, \varphi)$ lautet dann wie folgt:

$$\mathfrak{R}(\vartheta, \varphi) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{\substack{m=-\ell \\ \frac{\ell}{2} \in \mathbb{N}}}^{\ell} c_{\ell m} Y_{\ell m}(\vartheta, \varphi)$$

Darin sind $c_{\ell m}$ die zu bestimmenden Entwicklungskoeffizienten und $y_{\ell m}$ die reellen Kugelflächenfunktionen. Die Einschränkung $\ell/2 \in \mathbb{N}$ sorgt dafür, dass nur die zum Kugelmitelpunkt symmetrischen Kugelflächenfunktionen in die Entwicklung eingehen, da die Durchmesser- und Topografie ein punktsymmetrisches Gebilde ist. Der Koeffizient c_{00} der Kugelflächenfunktion 0. Ordnung, die einem über alle Koordinaten konstanten Offset entspricht, gibt bei kleinen Formabweichungen annähernd den mittleren Radius r_{Mittel} wieder, was zum Beispiel in [28] ausgenutzt wird. Mathematisch exakt erhält man das Volumen über den Integralausdruck

$$V = \frac{1}{3} \int_0^{\pi} \sin \vartheta \int_0^{2\pi} [\mathfrak{R}(\vartheta, \varphi)]^3 d\varphi d\vartheta$$

der sich numerisch berechnen lässt.

5.2 Gittereinteilung

Um auch die Feinstruktur der Kugeloberfläche darstellen zu können, reicht die Anpassung von Kugelflächenfunktionen in der Praxis nicht aus. Als Alternative bietet sich an, die Oberfläche mit einem gleichmäßigen Gitter in kleine Zellen einzuteilen und alle Messwerte innerhalb der selben Zelle lokal zu mitteln. Weil sich der mittlere Kugeldurchmesser aus dem Mittelwert aller lokal gemittelten Durchmesser ohne eine falsche Gewichtung berechnen lässt, kann daraus schließlich das Volumen der Kugel bestimmt werden.

Der in [29] beschriebene Ansatz auf Basis eines dem Erdkoordinatensystem ähnlichen Gitters ist wegen der Anisotropie der Gitterzellen nicht ideal. Allerdings ist es nicht möglich, mehr als 20 Punkte – die 20 Vertizes eines Dodekaeders – mathematisch exakt gleichmäßig auf einer Kugel zu verteilen. Weil sich jeweils zwei Punkte gegenüber liegen, könnte man damit maximal zehn lokale Durchmesser-Mittelwerte bestimmen, die aber zur Bestimmung des mittleren Kugeldurchmessers nicht ausreichen [27]. Deshalb kommt für die Gittereinteilung eine Methode zur Anwendung, die im Gebiet der Klimamodellierung verwendet wird. Sie basiert auf systematisch konstruierten geodätischen Gittern, die durch sukzessive Flächeneinteilung aus einem Ikosaeder hervorgehen [30]. Eine spezielle Variante davon wird in [31] beschrieben.

Dabei werden Kugel und Ikosaeder ineinander gesetzt, die Flächen des Ikosaeders in kleine, gleich große Dreiecksegmente unterteilt und deren Eckpunkte radial auf die Kugeloberfläche projiziert. Durch die Projektion verschieben sich die Vertizes relativ zueinander, was zur Folge hat, dass ihre umgebenden Flächen nicht mehr den gleichen Flächeninhalt haben. Um diesen Effekt zu minimieren, werden die Vertizes lateral verschoben. Als Ergebnis erhält man eine Punktwolke, die gleichmäßig über die Kugeloberfläche verteilt ist und bei der jedem Vertex nahezu der gleiche Flächeninhalt zugeordnet werden kann. Bild 4 zeigt ein Beispiel mit 92 Vertizes.

Dieses Gitter wird schließlich benutzt, um die zu Beginn des Abschnitts erwähnte Berechnung des mittleren Kugeldurchmessers d_{Mittel} durchzuführen. Weil die im Vergleich zur Größe der Kugel sehr geringen Abweichungen von einer perfekten sphärischen Form nur einen vernachlässigbaren Fehler verursachen [32], lässt sich das Volumen dann über

$$V = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{d_{\text{Mittel}}}{2} \right)^3$$

bestimmen.

Die Menge an einzelnen Messwerten umfasst nach einem üblichen Messvorgang mit dem Kugelinterferometer mehrere 10^5 Werte und deckt daher die Kugeloberfläche dicht ab. Deshalb kann ein fein strukturiertes Gitter mit einigen tausend Vertizes zur Bestimmung des mittleren Durchmessers herangezogen werden, ohne dass einige Zellen unbesetzt bleiben. Sollten dennoch Vertizes ohne zugeordnete Messwerte auftreten, bleibt als Alternative die Verwendung eines größeren Gitters. Jedoch gilt auch eine untere Grenze für die Vertexanzahl, um nicht durch Unterabtastung der Oberflächenstruktur ein falsches Ergebnis zu erhalten [27].

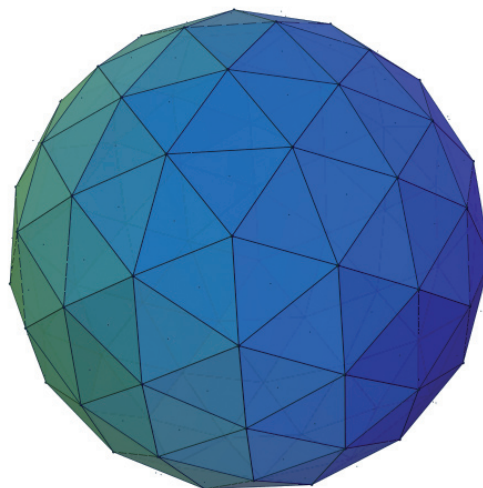


Bild 4:
Exemplarische Punktverteilung auf der Oberfläche einer Kugel mit 92 Vertizes.

6 Exemplarisches Messergebnis

Als ein typisches Messobjekt sei hier die Siliziumkugel *Si3b* ausgewählt. Diese Kugel wurde dem Avogadro-Projekt vom italienischen Staatsinstitut (InRIM) zur Verfügung gestellt. Sie ist das ehemalige italienische Dichtenormal und wurde im australischen Staatsinstitut (CSIRO) poliert. Durch diese Eigenschaften ist die Kugel prädestiniert, um unterschiedliche Verfahren der Oberflächenbehandlung zu untersuchen. Das dann bestgeeignete Verfahren soll schließlich für die endgültige Avogadro-Kugel Anwendung finden. Die Kugel wurde vor der Messung einer thermischen Oxidierung unterzogen – für die resultierende Oxidschicht werden geringere Unsicherheiten bei der Oxidschichtdickenmessung erwartet. Als ein typisches Beispiel einer vollständigen Vermessung einer Siliziumkugel zeigt Bild 5 die Durchmesser-Topografie als Mollweide-Kartenprojektion. Rechts daneben in der gleichen Projektion ist die zu Grunde liegende Verteilung der 330 000 Messwerte dargestellt. In der Messwertdichteverteilung sind besonders die kreisförmigen Segmente der Einzelmessungen und deren gegenseitige Überlappung gut zu erkennen. Der Farbkeil ist vollständig ausgenutzt, wobei die Orte mit sehr wenigen Messwerten (dunkelblau) auf wenige Stellen mit geringem Flächenanteil begrenzt sind. Deutlich lässt sich z.B. auch der Effekt einer Wiederholungsmessung erkennen: eines der Kreissegmente weist mit der roten Färbung auf die erhöhte Messwertdichte. Die Durchmesser-Topografie (links) weist die für diese Art der Darstellung charakteristische Symmetrie auf. Jede Struktur hat ihr Pendant auf der diametral gegenüber liegenden Seite. Die Durchmesserwerte variieren zwischen minimalem und maximalem Durchmesser um rund 105 nm, was im Vergleich zu anderen gemessenen Kugeln einer um etwa den Faktor drei schlechteren Rundheit

entspricht. Der mittlere Durchmesser beträgt nach den beiden beschriebenen Auswertungsmethoden rund 93,5957159 mm für 20 °C und 0 Pa. In dem Ergebnis ist die Korrektur für die Oxidschicht allerdings noch nicht berücksichtigt. Die Unsicherheit für die Messung dieser Kugel beträgt 0,9 nm. Im Wesentlichen resultiert dieser Wert aus den optischen Aberrationen. Abweichungen von der idealen sphärischen Form – sowohl der Objektive, wie auch überwiegend der Kugel selbst – führen zu einer Unsicherheit, die sich aus nicht geradlinigen Ausbreitungswegen interferierender Teilstrahlen ergibt. Weitere, kleinere Beiträge sind experimenteller Natur: Unsicherheiten bei der Interferenzphasenverschiebung, Intensitätsschwankungen und nicht zuletzt die Unsicherheit der Bestimmung der Kugeltemperatur.

7 Zusammenfassung

Das Kugelinterferometer der PTB wurde konzipiert, um die Volumenbestimmung von sphärischen Maßverkörperungen zu ermöglichen. Insbesondere sollen die Silizium-Kugeln des Avogadro-Projekts über absolute Durchmesser-messungen mit einer Unsicherheit von wenigen Zehntel Nanometern an die Basiseinheit Meter angeschlossen werden. Der Artikel enthält eine Beschreibung des derzeitigen Entwicklungsstands des Experiments und umreißt die zu Grunde liegenden theoretischen Zusammenhänge für die Datenauswertung vom Interferogramm zum Durchmesserwert. In einem separaten Abschnitt wird dargelegt, in welcher Form der mittlere Durchmesser (und damit das Volumen) trotz der ungleichmäßigen Verteilung der Messwerte über die Kugeloberfläche korrekt ermittelt werden kann. Das vorgestellte exemplarische Resultat einer kompletten Vermessung einer Siliziumkugel zeigt, wie sich die Gesamttopografie aus den einzelnen überlappenden Segmenten zusammensetzen lässt.

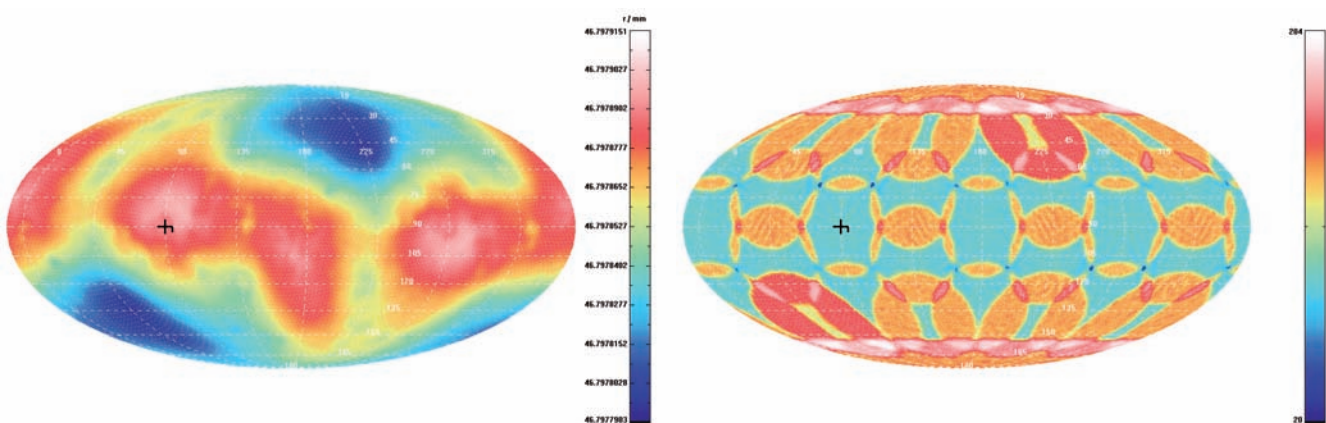


Bild 5: Darstellung der Durchmesser-Topografie (links) von Kugel *Si3b* und der zu Grunde liegenden Messwertverteilung (rechts, logarithmisch skaliert) in Mollweide-Projektion. Die Farbskala der Durchmesser-Topografie umfasst einen Bereich von rund 105 nm.

8 Danksagung

Die Autoren möchten den Mitarbeitern des Fachbereichs 5.5 „Wissenschaftlicher Gerätebau“ für den engagierten Einsatz bei der Umsetzung der zahlreichen Verbesserungsmaßnahmen am Experiment danken. Den Kollegen aus dem Fachbereich 5.4 Frank Lechelt, Alexander Eitz, Hans-Henning Ernst und Jürgen Ahlborn sei für Umbauten, Reparaturen und notwendige Kalibrierleistungen und insbesondere für schnelles Handeln zu oft unmöglichen Zeiten besonders gedankt.

9 Literatur

- [1] *Becker, P. ; Bièvre, P. D. ; Fujii, K. ; Glaeser, M. ; Inglis, B. ; Luebbig, H. ; Mana, G.*: Considerations on future redefinitions of the kilogram, the mole and of other units. In: *Metrologia* **44** (2007), S. 1–14
- [2] *Becker, P. ; Friedrich, H. ; Fujii, K. ; Giardini, W. ; Mana, G. ; Picard, A. ; Pohl, H.-J. ; Riemann, H. ; Valkiers, S.*: The Avogadro constant determination via enriched silicon-28. In: *Meas. Sci. Technol.* **20** (2009), S. 1–20
- [3] *Leistner, A. J. ; Giardini, W. J.*: Fabrication and Sphericity Measurements of Single-crystal Silicon Spheres. In: *Metrologia* **31** (1994), S. 231–243
- [4] *Kuramoto, Naoki ; Fujii, Kenichi*: Improvement in the Volume Determination for Si Spheres with an Optical Interferometer. In: *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **58** (2009), Nr. 4, S. 915–918
- [5] *Giardini, Walter ; Manson, Peter ; Wouters, Michael ; Warrington, Bruce ; Ward, Brad ; Bignell, Noel ; Walsh, Chris ; Jaatinen, Esa ; Kenny, Michael*: Density of a Single-Crystal Natural Silicon Sphere. In: *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **58** (2009), Nr. 4, S. 908–914
- [6] *Nicolaus, R. A. ; Bönsch, G.*: A Novel Interferometer for Dimensional Measurement of a Silicon Sphere. In: *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **46** (1997), April, Nr. 2, S. 563–565
- [7] *Nicolaus, R. A. ; Bönsch, G.*: Doppelseitige Fizeau-Interferometer mit Phasenverschiebeauswertung für dimensionelle Messungen. In: *Technisches Messen* **65** (1998), März, S. 83–90
- [8] *Saunders (Sr.), J. B.*: Ball and Cylinder Interferometer. In: *J. Res. Nat. Bur. Stand.* **76C** (1972), Nr. 1 & 2, S. 11–20
- [9] *Preston-Thomas, H.*: The International Temperature Scale of 1990. In: *Metrologia* **27** (1990), S. 3–10
- [10] *Bartl, G. ; Nicolaus, R. A.*: Investigations on Diameter Measurements of the Avogadro Silicon Sphere Dependent on the Position in the Field of View of the Interferometer Optics. In: *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **58** (2009), April, Nr. 4, S. 919–923
- [11] *Imkenberg, F. ; Nicolaus, R. A. ; Abou-Zeid, A.*: Tunable 633 nm diode lasers and application for phase stepping interferometry. In: *Proc. 1st Int. EuSPEN Conf.: Precision Engineering-Nanotechnology Bd. 2*, (1999), S. 243–246
- [12] *Rowley W. R. C.*: A digital frequency-offset lock system designed for use with stabilized lasers. In: *NPL Report Qu 40* (1977)
- [13] *Nicolaus, R. A. ; Bönsch, G. ; Kang, C.-S.*: Interferometrische Kalibrierverfahren für die Schrittweitensteuerung eines Phasenverschiebeinterferometers. In: *Technisches Messen* **67** (2000), Juli/August, S. 328–333
- [14] *Nicolaus, R. A.*: Precise method of determining systematic errors in phaseshifting interferometry on Fizeau interferences. In: *Applied Optics* **32** (1993), November, Nr. 31, S. 6380–6386
- [15] *Bönsch, G. ; Böhme, H.*: Phase-determination of Fizeau interferences by phaseshifting interferometry. In: *Optik* **82** (1989), Nr. 4, S. 161–164
- [16] *Borys, Michael ; Gläser, Michael ; Mecke, Michael*: Mass determination of silicon spheres used for the Avogadro project. In: *Measurement* **40** (2007), S. 785–790
- [17] *Bettin, Horst ; Toth, Hans*: Solid density determination by the pressure-of-flotation method. In: *Meas. Sci. Technol.* **17** (2006), S. 2567–2573
- [18] *Nicolaus, R. A. ; Geckeler, Ralf D.*: Improving the Measurement of the Diameter of Si Spheres. In: *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **56** (2007), April, Nr. 2, S. 517–522
- [19] *Schödel, R. ; Bönsch, G.*: Precise interferometric measurements at single crystal silicon yielding thermal expansion coefficients from 12 °C to 28 °C and compressibility. In: *Decker, Jennifer E. (Hrsg.) ; Brown, Nicholas (Hrsg.)*: Proc. SPIE: Recent Development in Traceable Dimensional Measurements Bd. 4401, (2001), S. 54–62
- [20] *Bartl, G. ; Nicolaus, R. A. ; Kessler, E. ; Schödel, R. ; Becker, P.*: The coefficient of thermal expansion of highly enriched 28Si. In: *Metrologia* **46** (2009), S. 416–422
- [21] *Nicolaus, R. A. und Bönsch, G.*: Aperture correction for a sphere interferometer *Metrologia*, (2009), **46**, S. 668–673
- [22] *Busch, Ingo ; Danzebrink, Hans-Ulrich ; Krumrey, Michael ; Borys, Michael ; Bettin, Horst*: Oxide Layer Mass Determination at the Silicon Sphere of the Avogadro Project. In: *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **58** (2009), Nr. 4, S. 891–896

- [23] *Nicolaus, R. A. ; Bönsch, G.*: Absolute volume determination of a silicon sphere with the spherical interferometer of PTB. In: *Metrologia* **42** (2005), Januar, S. 24–31
- [24] *Johnson, Daniel P.*: Geometrical Considerations in the Measurement of the Volume of an Approximate Sphere. In: *J. Res. Nat. Bur. Stand.* **78A** (1974), Nr. 1, S. 41–48
- [25] *Mana, G.*: Volume of Quasi-spherical Solid Density Standards. In: *Metrologia* **31** (1994), S. 289–300
- [26] *Cohen-Tannoudji, C. ; Diu, B. ; Laloë, F.*: *Quantum Mechanics – Part 1*. Wiley, 1977
- [27] *Bartl, G. ; Nicolaus, A.*: Influence of the distribution of measuring points on the mean diameter determination of the Avogadro project's silicon spheres. In: *Meas. Sci. Technol.* **20** (2009), S. 065104 (6pp).
- [28] *Sakuma, Akihiro ; Fujii, Ken-Ichi ; Tanaka, Mitsuru*: Experimental determination of the volume of a crystalline silicon sphere using spherical harmonics. In: *Measurement Science and Technology* **5** (1994), Oktober, Nr. 10, S. 1233–1238
- [29] *Nicolaus, R. A. ; Fujii, K.*: Primary calibration of the volume of silicon spheres. In: *Meas. Sci. Technol.* **17** (2006), S. 2527–2539
- [30] *Randall, David A. ; Ringler, Todd D. ; Heikes, Ross P. ; Jones, Phil ; Baumgardner, John*: Climate modeling with spherical geodesic grids. In: *Computing in Science & Engineering* **4** (2002), September/Oktober, Nr. 5, S. 32–41
- [31] *Tegmark, Max*: An icosahedron-based method for pixelizing the celestial sphere. In: *ApJ Letters* **470** (1996), Oktober, L81–L84
- [32] *Nicolaus, R. A. ; Elster, Clemens*: Diameter Determination of Avogadro Spheres #1 and #2. In: *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **54** (2005), April, Nr. 2, S. 872–876

Formmessungen dünner Zylinder mittels Mehrwellenlängen-Diodenlaserinterferometrie

Alexander Höink¹, Karl Meiners-Hagen², Ahmed Abou-Zeid³

1 Einleitung

Die Mehrzahl industrieller Fertigungsteile ist zylinderförmig. Daher ist die Form- und Maßbestimmung zylindrischer Teile seit jeher ein besonderer Schwerpunkt der Fertigungsmesstechnik. Das am häufigsten eingesetzte Antastverfahren ist das mechanisch berührende oder „taktile“ Verfahren, mit dem unter Laborbedingungen Formmessungen mit Messunsicherheiten bis zu $0,01 \mu\text{m}$ durchgeführt werden können [1, 2]. Die taktile Antastung hat jedoch einige Nachteile, die im Folgenden erläutert werden. Seit etwa 10 Jahren hat die Messung von dünnen zylindrischen Teilen, wie z. B. Einspritzdüsen, sowie Drähten und Glasfasern große Bedeutung erlangt. Außerdem bekommen keramische oder polymerische Werkstoffe eine immer größere Bedeutung. Häufig handelt es sich dabei um weiche oder nicht abriebfeste Materialien. Die Entwicklung von Messgeräten hat mit den sich daraus ergebenden metrologischen Aufgabenstellungen nicht Schritt halten können. Das Problem besteht darin, dass die etablierte taktile Messtechnik auf mechanische Stabilität des Prüflings angewiesen ist. Die Antastkräfte von $> 10 \text{ mN}$ (Formmessgeräte) und $> 1 \text{ N}$ (3D-Koordinatenmessgeräte) verbiegen den Prüfling oder verhindern gar eine stabile Antastung. Durch mechanischen Abrieb werden metallische und insbesondere auch nicht-metallische Oberflächen angegriffen. Zum Teil kommt es auch zu chemo-mechanischen Wechselwirkungen. So eignet sich z. B. eine Rubinkugel wegen der chemischen Verwandtschaft nicht zur Antastung von Aluminiumkeramikprüflingen.

Um die genannten Nachteile des taktilen Verfahrens zu vermeiden, werden zunehmend nicht-taktile Verfahren zur Durchmesser- und Formmessung eingesetzt. Zu diesen zählen optische Beugung, Lichtschnittverfahren oder Laser-Scanning und optische Koordinatenmesstechnik (Messmikroskope) [3, 4]. Die meisten dieser Verfahren beruhen auf Kantenerkennung und erzielen wegen der physikalisch begrenzten optischen Auflösung zumeist nur eine Messunsicherheit von $> 0,5 \mu\text{m}$. Optische Beugungs-

verfahren unterliegen prinzipiell nicht dieser Limitierung. Die Einschränkung der Messunsicherheit liegt hier in der Problematik der korrekten dreidimensionalen Beugungsauswertung in Gegenwart von Rauheit, Oberflächendefekten, Kontamination und Oberflächenschichten (Oxid- und Lackschichten).

Eine weitere Möglichkeit der nicht-taktilen Formmessung stellt die interferometrische Antastung dar. Ein besonderer Vorteil eines interferometrischen gegenüber eines taktilen Verfahrens ist die völlige Zerstörungsfreiheit bei vergleichbarer oder besserer vertikaler Auflösung. Die laterale Auflösung kann die taktil erzielbare deutlich übertreffen. Auf optisch glatten Oberflächen konnte eine Übereinstimmung der Rundheitsabweichungen zum antastenden Verfahren von $< 1 \mu\text{m}$ erreicht werden. Die erreichbare Messunsicherheit wird dabei allerdings durch mechanische Schwingungen des verwendeten Drehtellers limitiert [5].

Da taktile Verfahren zu einer Beschädigung oder Deformation des Prüflings führen können und die bisher verfügbaren berührungslosen Methoden lediglich Messunsicherheiten $> 0,1 \mu\text{m}$ aufweisen, wird derzeit in der PTB ein neuartiges Verfahren auf Basis eines Mehrwellenlängen-Diodenlaser-Interferometers entwickelt, das berührungslose Form- und Durchmesserbestimmungen dünner zylindrischer Objekte mit einer Messunsicherheit $< 0,1 \mu\text{m}$ ermöglichen soll, ohne eine aufwendige Drehführung zu benötigen. Bei diesem nachfolgend beschriebenen Verfahren dient die zylindrische Probe als Messreflektor eines Interferometers. Kernstück des Verfahrens ist ein Innenkegelspiegel, der die Wellenfronten des einfallenden Lichtes zylindersymmetrisch auf die Probe lenkt. Die Formmessung erfolgt mittels räumlicher Phasenschiebeinterferometrie.

2 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau ist in Bild 1 dargestellt. Als Lichtquellen dienen drei Diodenlaser mit den jeweiligen Wellenlängen 651 nm , 671 nm und 827 nm . Der Strahl wird am Strahlteilerwürfel ST2 geteilt, von denen der eine Teil der

¹ Dipl.-Phys. Alexander Höink, Mitarbeiter der Arbeitsgruppe „Mehrwellenlängeninterferometrie für geodätische Längen“
E-Mail: alexander.hoeink@ptb.de

² Dr. Karl Meiners-Hagen, Mitarbeiter der Arbeitsgruppe „Mehrwellenlängeninterferometrie für geodätische Längen“
E-Mail: karl.meiners-hagen@ptb.de

³ Dr. Ahmed Abou-Zeid, ehm. Leiter des Fachbereichs „Interferometrie an Maßverkörperungen“
E-Mail: ahmed.abou-zeid@ptb.de

Stabilisierung des Lasers und der andere Teil der Beleuchtung des Experimentes dient. Der zur Stabilisierung benutzte Strahlenteil wird mittels Strahlteilerwürfel ST3 geteilt in einen Referenzstrahl, der den Photodetektor D1 beleuchtet, und in einen Signalstrahl, der nach zweimaliger Durchquerung einer mit Jodgas gefüllten Glaszelle auf Photodetektor D2 trifft. Durch eine Analyse und einen Vergleich des so aufgezeichneten Absorptionsspektrums mit einem berechneten Jodabsorptionsspektrum lassen sich die jeweiligen Wellenlängen identifizieren und die Laser auf die entsprechenden Absorptionslinien stabilisieren.

Der zur Beleuchtung des Experimentes genutzte Strahlenteil wird zur räumlichen Filterung über einen Faserkoppler (FK) in eine Single-Mode-Glasfaser eingekoppelt und anschließend mit Hilfe der Linse L1 zu einem kollimierten Strahl mit 4 cm Durchmesser geformt. Dieser Strahl wird über den Strahlteilerwürfel ST5 in einen Objekt- und Referenzstrahl aufgeteilt. Da für die Phasenrekonstruktion ein Verfahren mit räumlichem Phasenschieben benutzt wird, weist der Spiegel S2 einen kleinen Winkel α auf.

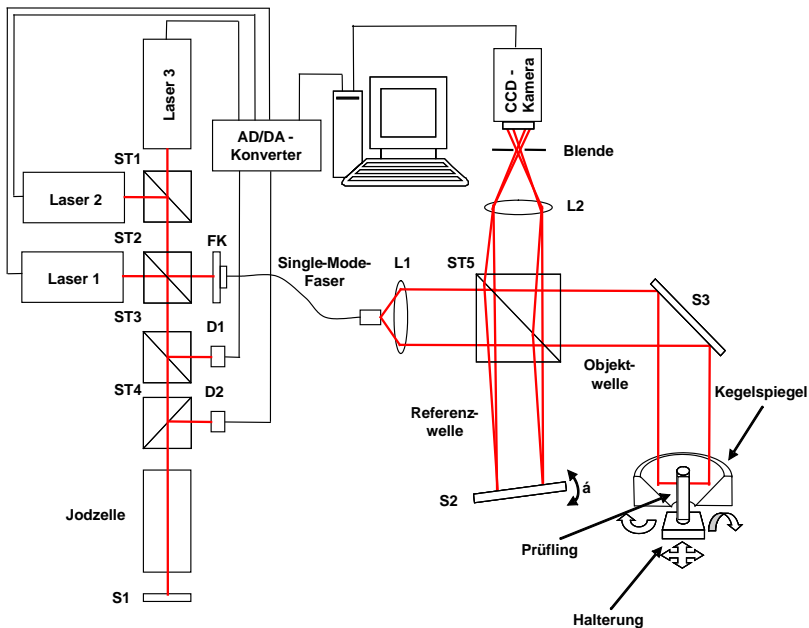


Bild 1:
Experimenteller Aufbau

Der Objektstrahl beleuchtet über einen im Winkel von 45° angebrachten Spiegel die innerhalb eines Kegelspiegels platzierte Probe (siehe Bild 2). Diese ist an einem speziellen Probenhalter befestigt, der sich in alle Raumrichtungen bewegen und kippen lässt, um eine optimale Positionierung und Ausrichtung zu gewährleisten. Dabei erfolgt die Grobjustage mit Hilfe von Mikrometerschrauben. Zur Feinjustage werden piezokeramische Aktuatoren benutzt. Die korrekte Lage des Prüflings innerhalb des Spiegels wird durch Betrachtung des Fourierpektrums des Interferogramms und Auswertung der ge-

messenen Phasenverteilung kontrolliert. Zur Positionierung der Probe auf dem Probenhalter kann der Kegelspiegel in z-Richtung verschoben werden.

Das von der Probe zurück gestreute Licht wird über den Strahlteilerwürfel ST5 mit dem Referenzstrahl überlagert und über ein Linsensystem L2 und eine Blende zur Filterung störender Reflexe auf eine CCD-Kamera abgebildet. Die CCD-Kamera besitzt eine Auflösung, von 1392×1024 Pixeln, von denen 1024×1024 Pixel für die Messung genutzt werden. Die Dynamik jedes Pixels beträgt 12 Bit.

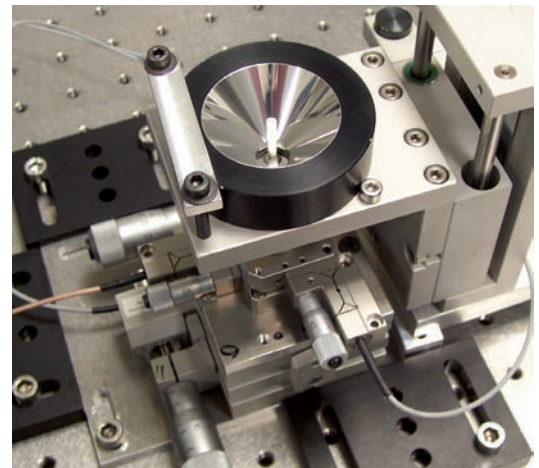


Bild 2:
Kegelspiegel und Probenhalter mit Keramikzylinder;
Innendurchmesser des Kegelspiegels: 4 cm

3 Berechnung der räumlichen Phasenverteilung

Die räumliche Phasenverteilung wird aus dem mit der CCD-Kamera aufgenommenen Interferogramm I_H mit Hilfe einer Fouriertransformationsmethode berechnet, die aus den in den Quellen [6–8] beschriebenen Methoden hergeleitet wurde. Zur Illustration der numerischen Phasenrekonstruktion zeigt Bild 3 die verschiedenen Berechnungsschritte für eine Phasenmessung eines verkippten Spiegels. Zunächst wird eine zweidimensionale Fouriertransformation aus dem Interferogramm (Bild 3a) berechnet. Der durch den verkippten Spiegel S2 (Bild 1) im Referenzstrahl hervorgerufene Phasengradient φ_G zwischen Objekt- und Referenzstrahl führt im zweidimensionalen Fourierpektrum zu einer räumlichen Trennung zwischen dem Spektralbereich, der die auszuwertenden Informationen beinhaltet (Image), und der nullten Beugungsordnung (Bild 3b). Anschließend wird der symmetrische Teil des Fourierpektrums mittels einer Gewichtungsfunktion $g(x,y)$ ausgeschnitten (Bild 3c) und durch eine inverse Fouriertransformation rücktransformiert.

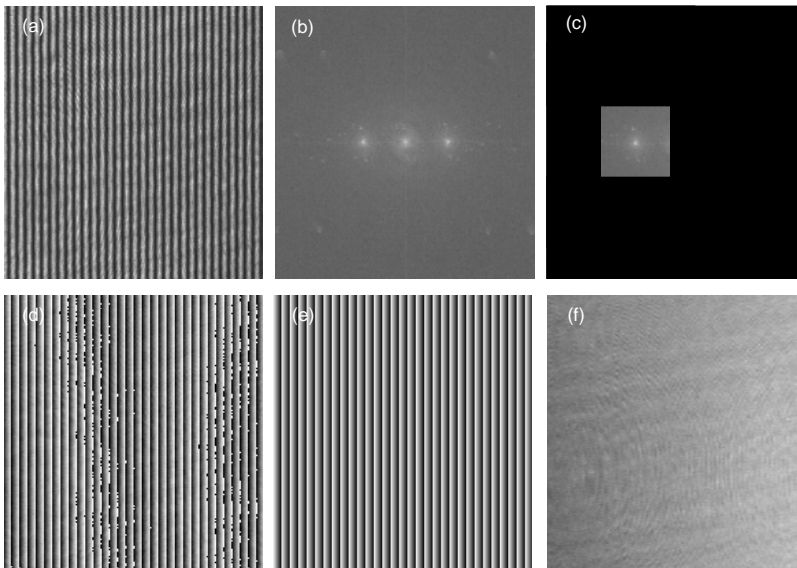


Bild 3:

Aufnahmen eines Planspiegels mit verkipptem Referenzspiegel:

- a) Interferogramm;
- b) zweidimensionales Fourierpektrum von a);
- c) Fourierpektrum multipliziert mit $g(x,y)$;
- d) räumliche Phasenverteilung mit überlagertem Phasengradienten;
- e) berechneter Phasengradient φ_s ;
- f) Differenzphase zwischen d) und e)

Zur Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses und zur Eliminierung störender Frequenzanteile können der Ausschnittsradius sowie die Fensterfunktion (z. B. Rechteck, Hamming, etc.) von $g(x,y)$ variiert werden. Aus der so erhaltenen komplexen Funktion $\Psi(x,y)$

$$\Psi(x,y) = FFT^{-1} \left(FFT(I_H(x,y)) g(x,y) e^{i\varphi_C(x,y)} \right) \quad (1)$$

können die Amplitude $a(x,y)$ und die Phase $\phi(x,y)$ modulo 2π mit Hilfe der Formeln (2) und (3) berechnet werden.

$$a(x,y) = |\Psi(x,y)| \quad (2)$$

$$\phi(x,y) = \arctan \left(\frac{\Im(\Psi(x,y))}{\Re(\Psi(x,y))} \right) \quad (3)$$

Durch Auswertung der Vorzeichen der Imaginär- und Realteile von $\Psi(x,y)$ kann der Wertebereich der Phase $\phi(x,y)$ von $[-\pi/2 .. \pi/2]$ auf $[0 .. 2\pi]$ erweitert werden [9].

Bild 3d zeigt die rekonstruierte räumliche Phasenverteilung ϕ . Der überlagerte Phasengradient wird durch Subtraktion mit einem berechneten Phasengradienten φ_s (Bild 3e) eliminiert.

Die Differenzphase

$$\Delta\phi = \phi - \varphi_s \quad (4)$$

stellt abschließend die räumliche Phasenverteilung modulo 2π des gemessenen Objektes dar (Bild 3f). Die Parameter für den berechneten Phasengradienten φ_s können dem zweidimensionalen Fourierpektrum entnommen werden.

Die gemessene Höhe für Messungen mit einer Wellenlänge ist gegeben durch

$$h_\lambda = \frac{\Delta\phi}{4\pi} \lambda \quad (5)$$

Für den Fall, dass die Phasenvariationen eine Höhe von $\lambda/2$ überschreiten, kann eine synthe-

tische Wellenlänge Λ (Gleichung 6) zur Bestimmung der Interferenzordnung benutzt werden.

$$\Lambda = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{|\lambda_1 - \lambda_2|} \quad (6)$$

Dazu werden Interferogramme mit zwei verschiedenen Wellenlängen aufgezeichnet und für jede Wellenlänge die räumliche Phasenverteilung berechnet. Anschließend werden beide Phasenverteilungen modulo 2π subtrahiert, um die Phasenverteilung für die synthetische Wellenlänge zu erhalten:

$$\Delta\phi_\Lambda = (\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2) \bmod(2\pi) \quad (7)$$

Gemäß Gleichung 5 ist die Höhe für eine Zwei-Wellenlängen-Messung gegeben durch

$$h_\Lambda = \frac{\Delta\phi_\Lambda}{4\pi} \Lambda. \quad (8)$$

Aus der so gemessenen Höhe kann die Interferenzordnung der optischen Wellenlänge bestimmt werden. Die Topographie kann dann mit nur einer Wellenlänge unter Berücksichtigung der Interferenzordnung gemessen werden. Dies hat den Vorteil, dass das Messintervall unter Beibehaltung der Messunsicherheit einer Ein-Wellenlängen-Messung auf $\Lambda/2$ erweitert werden kann [10].

Für Ein-Wellenlängen-Messungen wird der Phasenoffset, der durch Deformationen und Ungenauigkeiten der optischen Komponenten hervorgerufen wird, separat gemessen und von $\Delta\phi$ abgezogen.

4 Ergebnisse und Diskussion

Nachfolgend werden erste Ergebnisse von Formmessungen an verschiedenen Proben gezeigt. Bild 4 zeigt ein Interferogramm (4a), die Amplitude (4b) und die berechnete räumliche Phasenverteilung (4c) einer Einwellenlängen-

messung ($\lambda \approx 671$ nm) eines Metallzylinders mit einem Durchmesser von 2,5 mm. Die Bilder 4a–c stellen dabei den Blick von oben in den Kegel­spiegel dar, mit dem zu vermessenden Zylinder in der Mitte. Die berechnete Mantelfläche des Zylinders ist in Bild 4d dargestellt. Aufgrund der optisch glatten Oberfläche des Zylinders ergibt sich ein gutes Signal-zu-Rauschverhältnis, so dass sehr feine Strukturen, wie z. B. wenige Nanometer tiefe symmetrische Riefen entlang der Längsachse des Zylinders deutlich erfasst werden können. Ferner lassen sich auch weitere Strukturen und Unebenheiten auf der Zylinder­oberfläche mit einer hohen Auflösung erkennen.

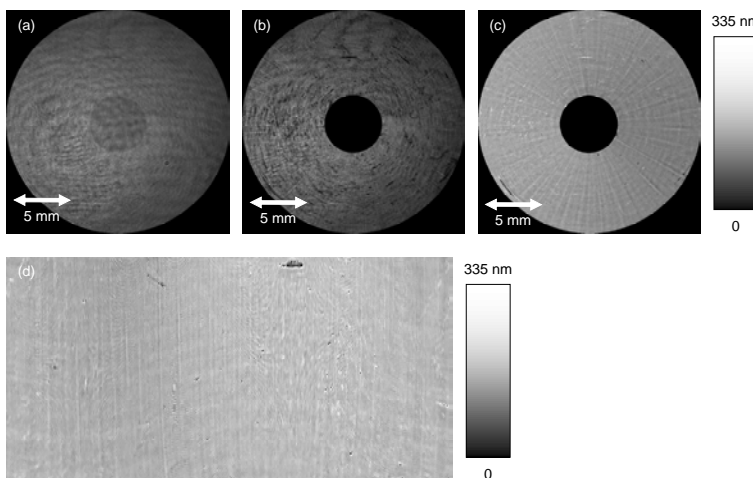


Bild 4:
Aufnahmen eines Metallzylinders mit einem Durchmesser von 2,5 mm:
a) Interferogramm;
b) Berechnete Amplitude;
c) berechnete räumliche Phasenverteilung einer Messung mit einer Wellenlänge;
d) Phasenverteilung der Zylinderoberfläche

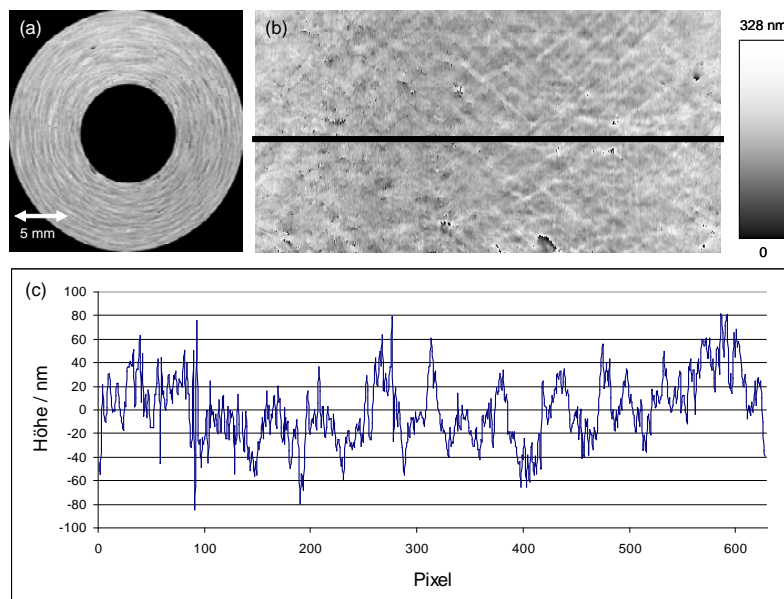


Bild 5:
Formmessung eines Metallzylinders mit einem Durchmesser von 2,5 mm:
a) gemessene räumliche Phasenverteilung;
b) berechnete Phasenverteilung auf der Mantelfläche mit eingezeichnetem Schnitt;
c) Schnitt durch die Zylinderoberfläche

Eine weitere Einwellenlängenmessung eines anderen Metallzylinders ist in Bild 5 dargestellt. Bild 5a zeigt die räumliche Phasenverteilung, Bild 5b die daraus berechnete Mantelfläche und Bild 5c einen Schnitt durch die Mantelfläche an der durch die schwarze Linie in 5b gekennzeichneten Stelle. In diesen Phasenbildern lassen sich diagonale Linien in beiden Richtungen auf der Zylinderoberfläche erkennen. Ferner gibt es Bereiche, in denen es aufgrund der dort herrschenden schlechten Oberflächeneigenschaften zu Phasensprüngen (Schwarz-Weiss-Übergängen) kommt, die nicht quantitativ ausgewertet werden können. Die quantitative Analyse des Oberflächenschnitts (Bild 5c) zeigt eine Rundheitsabweichung von max. 80 nm in beiden Richtungen.

Die bislang diskutierten Resultate für Metallzylinder mit einer optisch glatten Oberfläche zeigen, dass mit diesem Verfahren die Oberflächentopographie geeigneter Objekte mit einer Auflösung von wenigen Nanometern quantitativ gemessen werden kann. Das Ergebnis einer Formmessung an einem Objekt mit rauer Oberfläche ist in Bild 6 dargestellt. Es zeigt die räumliche Phasenverteilung der Mantelfläche eines Keramikzylinders mit einem Durchmesser von 2,5 mm bei Messungen mit verschiedenen Wellenlängen. Aufgrund der optisch rauen Oberfläche des Keramikzylinders mussten die Phasenbilder zur Verbesserung des Signal-zu-Rauschverhältnisses stark gefiltert werden. Daraus resultiert die geringe laterale Auflösung der gezeigten Messergebnisse.

Die Phasenverteilung in Bild 6a wurde mit einer optischen Wellenlänge von ca. 632 nm gemessen. In diesem Messbereich sind deutlich Strukturen entlang der Zylinderachse mit einer Auflösung im Nanometerbereich zu erkennen. Da einige Strukturen höher als die halbe optische Wellenlänge sind, kommt es in diesen Bereichen zu Phasensprüngen (Schwarz-Weiß-Übergänge), so dass eine eindeutige quantitative Aussage über die Oberflächenbeschaffenheit nicht möglich ist. Eine Lösung für diese Problem stellt die Benutzung einer synthetischen Wellenlänge dar, die aus zwei mit jeweils verschiedenen Wellenlängen gemessener Phasenverteilungen berechnet wird. Bild 6b zeigt das Ergebnis einer Messung mit einer synthetischen Wellenlänge von $\Lambda = 2,7$ μm . In diesem Messbereich sind keine Phasensprünge vorhanden, und die Strukturen auf der Zylinderoberfläche lassen sich quantitativ zuordnen. Die Verwendung noch größerer Messbereiche, die in den Bild 6c ($\Lambda = 3,6$ μm) und 6d ($\Lambda = 10,4$ μm) dargestellt sind, bietet für Messungen an diesem Prüfling keine weiteren Vorteile, zeigt jedoch die Möglichkeit, auch Formabweichungen im μm -Bereich messen zu können.

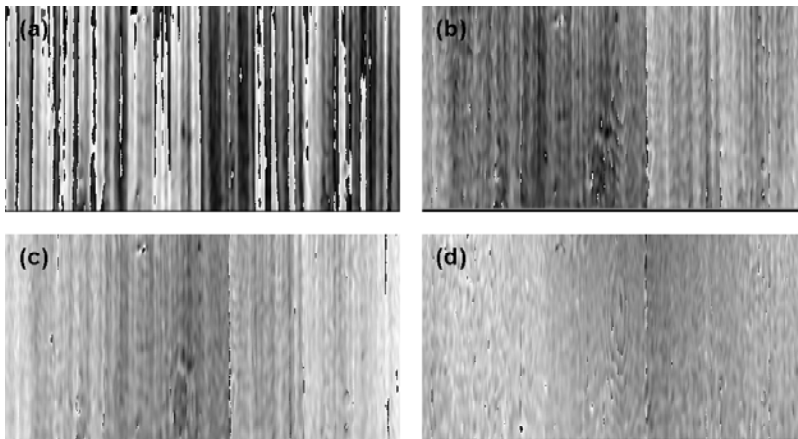


Bild 6:

Formmessung eines Keramikzylinders mit einem Durchmesser von 2,5 mm; die Bildbildungen zeigen die räumliche Phasenverteilung auf der Mantelfläche des Zylinders:

- a) Messung mit optischer Wellenlänge ($\lambda = 632 \text{ nm}$);
- b) Messung mit synthetischer Wellenlänge ($\lambda = 2,7 \mu\text{m}$);
- c) Messung mit synthetischer Wellenlänge ($\lambda = 3,6 \mu\text{m}$);
- d) Messung mit synthetischer Wellenlänge ($\lambda = 10,4 \mu\text{m}$).

5 Zusammenfassung

Die Verwendung eines räumlich-phasenschiebenden Verfahrens bietet gegenüber anderen Phasenberechnungsmethoden wie dem zeitlichen Phasenschieben oder Verfahren, bei denen mehrere Kameras verwendet werden, mehrere Vorteile. Der Aufbau benötigt keine beweglichen Teile, und die Phaseninformation kann bei Messungen mit einer Wellenlänge aus lediglich einem Bild, bei Messungen mit zwei Wellenlängen aus zwei Bildern, ermittelt werden. Da die Belichtungszeit der Kamera bei 1 ms liegt, ist der Aufbau bei Messungen mit einer Wellenlänge nicht empfindlich gegenüber Vibrationen. Es können Phasenmessungen mit einer Wiederholrate durchgeführt werden, die lediglich von der Bildwiederholrate der Kamera limitiert ist. Ferner ist es aufgrund der Phasenberechnung durch Auswertung des Fourierspektrums möglich, Frequenzanteile zu eliminieren, die störenden Reflexionen zugeordnet werden können, und somit das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu verbessern. Die Messergebnisse an verschiedenen Proben zeigen, dass mit diesem Verfahren die Oberflächentopographie geeigneter zylindrischer Objekte mit einer Auflösung von wenigen Nanometern gemessen werden kann. Die Verwendung von drei verschiedenen Lasern zur Erzeugung einer synthetischen Wellenlänge ermöglicht die Erweiterung des Messbereiches von ca. 328 nm bis hin zu 14 μm . Somit lassen sich mit diesem Verfahren Formabweichungen vom Nanometer bis hin zum Mikrometerbereich messen. Der einzige Nachteil des Verfahrens besteht darin, dass lediglich reflektierende Proben, die gute optische Oberflächeneigenschaften aufweisen, gemessen werden können.

Danksagung

Die Autoren danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG, Projekt ME2691/2-2) für die finanzielle Unterstützung, der Arbeitsgruppe 5.561 „Ultrapräzisionsbearbeitung“ für die Anfertigung des Kegelspiegels, Dr. Otto Jusko für fachliche Diskussionen und Prof. Dr.-Ing. Rainer

Tutsch sowie der Braunschweig International Graduate School of Metrology für die Betreuung.

Literatur

- [1] Neugebauer, M.; Lüdicke, F.; Bastam, D.; Bosse, H.; Reimann, H.; Töpperwien, C.: A new comparator for measurement of diameter and form of cylinders, spheres and cubes under clean-room conditions. *Meas. Sci. Technol.* **8** (1997), S. 849–856
- [2] Neugebauer, M.: The uncertainty of diameter calibrations with the comparator for diameter and form. *Meas. Sci. Technol.* **9** (1998), S. 1053–1058
- [3] Bernabeu, E.; Ernst, G.; Heesakkers, J.; Galan, M.; Jusko, O.; Kraft, M.: Absolute Diameter Measurement of Thin Wire, Thread and Fibre and In-Process Control of Diameter and Roundness. Final Report on SMT-Project SMT4-CT95-2042, 160 Seiten, (1998)
- [4] Werth Videocheck HA400 oder Mahr Marvision OMS400
- [5] Burgarth, V.; Meiners-Hagen, K.; Abou-Zeid, A.: Rundheitsmessungen mit einem Diodenlaserinterferometer. *tm Technisches Messen* **71**, (2004), S. 335–340
- [6] M. Takeda, H. Ina and S. Kobayashi: Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. *J. Opt. Soc. Am.* **72**, (1982), S. 156–160
- [7] W. W. Macy, Jr.: Two-dimensional fringe-pattern analysis., *Appl. Opt.* **22**, (1983), S. 3898–3901
- [8] T. Kreis: Digital holographic interference-phase measurement using the Fourier-transform method. *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. **3**, No. 6, June 1986
- [9] T. Kreis: Holographic Interferometry: Principles and Methods. Akademie-Verlag, Berlin, 1996
- [10] K. Creath: Step height measurement using two-wavelength phase-shifting interferometry. *Appl. Opt.* **26**, (1987), S. 2810–2816

Verabschiedung von Ahmed Abou-Zeid



Die vorliegende Ausgabe der PTB-Mitteilungen ist Dr. rer. nat. Ahmed Abou-Zeid gewidmet, der als langjähriger Leiter des Fachbereichs „Interferometrie an Maßverkörperungen“ zum 31.12.2009 in den wohlverdienten Ruhestand verabschiedet wurde. Ahmed Abou-Zeid begann seine wissenschaftliche Laufbahn an der Universität Assiut in Ägypten bevor er 1966

an der Technischen Universität Braunschweig in Physik zunächst diplomierte und dort auch im Jahr 1974 zu einem Thema der Festkörperphysik promovierte. Anschließend war er als Wissenschaftlicher Redakteur und später als Leiter der Wissenschaftlichen Abteilung der Physikalischen Berichte der PTB tätig.

Mit dem Eintritt in das PTB-Labor für „Strichmaße“ im Jahr 1979 erfolgte die Schwerpunktsetzung seiner wissenschaftlichen Arbeiten auf die Entwicklung interferometrischer Messverfahren für die Längenmesstechnik. Hierbei konzentrierten sich seine Arbeiten zunächst auf die systematische Untersuchung von Diodenlasern, um deren Potentiale für die Anwendung in der Präzisions-Längenmesstechnik auszuloten. Die Bearbeitung dieser grundlegenden Aufgaben erfolgte oftmals im Rahmen von durch die DFG geförderten Projekten. Andere Projekte mit stärkerer Anwendungsorientierung wurden auch von der EU oder direkt im Rahmen von Industriekooperationen unterstützt. Von 1995 an leitete er das Fachlaboratorium „Längenmessmittel“ und im Jahr 2003 hat Ahmed Abou-Zeid die Leitung des neuen Fachbereichs „Längenmaße und -messmittel“ übernommen, der seit 2005 die Bezeichnung „Interferometrie an Maßverkörperungen“ trägt.

Der Fachbereich „Interferometrie an Maßverkörperungen“ ist neben Forschungsarbeiten auch in einem breiten Spektrum der metrologischen Dienstleistungen engagiert, sowohl bei Kalibrierungen als auch bei Begutachtungen und Zulassungen im Bereich der Längenmesstechnik. Diese Breite der im Fachbereich zu bearbeitenden Aufgaben zeigen das hier vorliegende sowie das darauf folgende Heft der PTB-Mitteilungen.

In dieser Ausgabe sind verschiedene Fachbeiträge zusammengefasst, die einen sehr guten Überblick über die aktuellen Arbeiten mit dem Schwerpunkt Neu- und Weiterentwicklung von Messverfahren der Präzisionsinterferometrie sowie deren Anwendung sowohl in der metrologischen Grundlagenforschung als auch der Messtechnik für die Industrie geben.

Das demnächst erscheinende Themenschwerpunkts-Heft 2 widmet sich den Grundlagen und Anwendungen der Mehrwellenlängen-, Absolut-, Femtosekunden- und Diodenlaserinterferometrie zur präzisen Messung von u. a. großen Abstandslängen in Luft – ein Gebiet, welches Ahmed Abou-Zeid in den vergangenen Jahren entscheidend geprägt hat. Darüber hinaus werden in Heft 2 aktuelle Entwicklungen im Bereich Zulassung und Zertifizierung von Längenmessmaschinen beschrieben.

Ahmed Abou-Zeid hat die Ergebnisse seiner wissenschaftlichen Arbeiten in mehr als 100 Veröffentlichungen publiziert und darüber in etwa 70 Vorträgen auf Fachkonferenzen und Seminaren berichtet. Sowohl innerhalb als auch außerhalb der PTB ist er als ausgewiesener Experte der interferometrischen Längenmessung, speziell der diodenlaserbasierten Messtechnik – auch über die reine Anwendung in der Längenmesstechnik hinaus – bekannt. Die Kontakte, die er so in der Fachwelt knüpfen konnte, führten auch zu regelmäßigen Aufenthalten von Gastwissenschaftlern und Stipendiaten, die in seinem Fachbereich an interessanten Fragestellungen mitarbeiten konnten. Auch die Möglichkeiten zur Präsentation der Arbeiten im Rahmen von Fachmessen wie auch Besuchertagen in der PTB wurden im Umfeld von Ahmed Abou-Zeid häufig genutzt. Drei Stichworte prägen Ahmed Abou-Zeids aktive PTB-Zeit:

- Ein großer Fachbereich mit einem breiten Spektrum an Aufgabenstellungen
- vielfältige Kontakte in verschiedene Institute weltweit
- immer neue Herausforderungen.

Und nun? Wir sind uns sicher, dass Ahmed Abou-Zeid auch die künftigen Herausforderungen in seiner neuen Lebensphase mit dem ihm eigenen Humor, seiner Lebensfreude sowie seiner Aufgeschlossenheit gegenüber seinen Mitmenschen und – nunmehr Ex-Kollegen – sehr gut meistern wird. Wir wünschen ihm und seiner Familie hierbei alles Gute.

Dr. Harald Bosse,
Leiter der Abteilung
„Fertigungsmesstechnik“,
E-Mail:
harald.bosse@ptb.de

Dr. René Schödel, Leiter
des Fachbereichs
„Interferometrie an
Maßverkörperungen“,
E-Mail:
rene.schoedel@ptb.de

Vollversammlung für das Eichwesen 2009

I Allgemeiner Teil

Die 141. Vollversammlung für das Eichwesen (VV) wurde am 18. November 2009 durch den Vizepräsidenten der PTB, Prof. Dr. Peters, eröffnet.

Im allgemeinen Teil der VV informierte Frau Dr. Petersen (BMWi) über die aktuellen Entwicklungen bezüglich der Neugestaltung des Eichrechts. Sie wies darauf hin, dass sowohl neue europäische Verfahren als auch technische Weiterentwicklungen in dem neu zu gestalten- den Eichrecht zu berücksichtigen sind. Erste Entwürfe stellte sie für die Mitte des Jahres 2010 in Aussicht. In einem zweiten Vortrag ging sie auf europäische Entwicklungen bezüglich des Binnenmarktpakets 2008 ein. Herr Dr. Mengersen (PTB) gab in einem Vortrag über das „Omnibusverfahren“ einen Überblick über die gegenüber dem bisherigen Beschluss 93/465/EWG geänderten Regelungen des Beschlusses 768/2008/EG (gemeinsamer Rechtsrahmen für die Vermarktung von Produkten) und deren Übertragung auf die NAWID und MID. In einem weiteren Vortrag informierte Herr Dr. Ulbig (PTB) über den aktuellen Stand der nach Artikel 25 bis April 2011 vorzulegenden Überprüfung der MID. Abschließend trug Herr Dr. Többen (PTB) über die Thematik „Smart-Metering“ vor und stellte die Standpunkte der PTB dar.

Die zugehörigen Präsentationen können auf der Homepage der PTB (www.ptb.de) unter „Publikationen“, „Publikationen des gesetzlichen Messwesens“, „Vorträge zum gesetzlichen Messwesen – November 2009“ heruntergeladen werden.

II Arbeitssitzung

Die Arbeitssitzung wurde durch Herrn Prof. Dr. Peters geleitet. Erstmals nahmen Vertreter der privaten benannten Stellen Metegra GmbH, MID-Cert Gesellschaft für Zertifizierung mbH und MetCert GmbH als Gäste teil. Herr Ermert als langjähriger Vertreter der staatlich anerkannten Prüfstellen für Messgeräte für Elektrizität, Herr Hahnewald vom LME Berlin/Brandenburg, Herr Dr. Zervos als Leiter des Fachbereichs

1.1 und Herr Dr. Abou-Zeid als Leiter des Fachbereichs 5.4 wurden unter Würdigung ihrer guten und konstruktiven Mitarbeit in der VV und deren Ausschüssen verabschiedet.

Nach Annahme der Tagesordnung wurden die Tätigkeitsberichte der Vollversammlungsausschüsse (VV-AA) „Wasserzähler“, „Wärmezähler“, „Gasmessung“, „Elektrizitätsmessung“, „Volumenmessanlagen“, „Lagerbehälter und deren Messgeräte“, „Waagen und Gewichtstücke“, „Stationäre Geschwindigkeitsmessanlagen / Rotlichtüberwachungsanlagen“, „Getreideanalytik“, „Abgasmessgeräte“, „Software bei eichpflichtigen Messgeräten“, „Druckmessgeräte“ und „Qualitätsmonitoring, Eichgültigkeitsdauern und Verfahren zu deren Verlängerung bei modernen Messgeräten“ (kurz „Qualitätsmonitoring“) zustimmend zur Kenntnis genommen. Die VV-AA arbeiten gemäß ihrer Zielsetzung weiter.

Der VV-AA „Gasmessung“ sieht beim Thema „Handelseinheit bei Erdgastankstellen“ keine Grundlage für weitere Aktivitäten, da bei der zur Bestimmung des Volumens (m^3 im Normzustand) aus Kostengründen vorgeschlagenen Verwendung von Festwerten für die Dichte die zulässigen Fehlergrenzen der Eichordnung nicht eingehalten werden können. Der Fachbereich 1.4 steht für alternative Vorschläge als Ansprechpartner zur Verfügung.

Die folgenden PTB-Anforderungen (PTB-A) sind als nationale anerkannte Regeln der Technik für Messgeräte nach der europäischen Messgeräte-richtlinie (MID) nicht mehr anzuwenden: PTB-A 2.2, 5, 6.3, 6.4, 7.1, 18.2, 18.10, 22, 22.2. Gleiches trifft für die PTB-A 1.1, 1.3, 6.1, 6.2, 7.4, 20.1 zu. Die darin noch enthaltenen Anforderungen an national geregelte Messgeräte werden ggf. in zu überarbeitenden PTB-A übernommen. Anwendbar sind alle genannten PTB-A jedoch noch für die durch die MID geregelten Messgerätearten, wenn diese aufgrund der Übergangsregelung (§ 77 EO) nach altem Recht in Verkehr gebracht werden. Für diese Messgeräte sollen die PTB-A weiterhin in der Liste der anerkannten Regeln der Technik aufgeführt werden.

Die überarbeiteten PTB-A 20.2 „Messwandler für Elektrizitätszähler“ und die Neufassung der Technischen Richtlinien TR-G 9 „Eichung und Inbetriebnahme von Mengenumwertern und Wirkdruckgaszählern mit Zustandserfassung“ wurden von der VV angenommen ^[1]. Die neu gefassten Ausgaben ersetzen die bisherigen Ausgaben. Ebenso nahm die VV die Neufassung des Verfahrens zur Stichprobenprüfung zur Verlängerung der Eichgültigkeitsdauer von Wärme- / Kältezählern an. Das Verfahren wird in den PTB-Mitteilungen veröffentlicht.

Die VV stimmte der Aufnahme der AGFW-PTB Arbeitsblätter FW 201, FW 202, FW 211 ^[2] und des DVGW-Arbeitsblatts G 685, 1. Beiblatt ^[3] in das Verzeichnis der Vorschriften und anerkannten Regeln der Technik nach der Eichordnung zu.

Verabschiedet wurden von der VV die Prüfanweisungen GM-P 9 „Prüfanweisung für nichtselbsttätige Waagen“ und GM-P 18.9 „Prüfanweisung für Abgasmessgeräte für Kompressionszündungsmotoren“ ^[4]. Die neu gefassten Ausgaben ersetzen die bisherigen Ausgaben.

Für die Umwertung des abgegebenen Volumens von Heizöl auf ein Volumen bei 15 °C ist die Angabe des Ausdehnungskoeffizienten notwendig. Dieser wurde für Heizöl mit Bioheizöl-Beimischungen bisher nicht veröffentlicht. Durch Messungen in der PTB wurde festgestellt, dass er sich für Diesel-Biodiesel-Mischungen nur geringfügig ändert und zu einem maximalen Fehler für das umgewertete Volumen von nur 0,13 % führt. Daher schlug die VV vor, bei der Eichung von Tankwagen für leichtes Heizöl weiterhin die Ausdehnungskoeffizienten von fossilem Heizöl zu verwenden.

Die nächste VV wurde für den 24. November 2010 in Braunschweig festgesetzt.

^[1] Die PTB-Anforderungen und Technischen Richtlinien können als pdf-Datei von der Homepage der PTB (www.ptb.de) unter der Rubrik „Publikationen“, „Publikationen des gesetzlichen Messwesens“ heruntergeladen oder bezogen werden vom
Buch Express
Geranienweg 53 A
22549 Hamburg
Tel: 040 / 800 1722
Fax: 040 / 800 1422
Homepage: www.deutscher-eichverlag.de

^[2] AGFW Arbeitsblätter können von der AGFW
Der Energieeffizienzverband
für Wärme, Kälte und KWK e. V.
Stresemannallee 28
60596 Frankfurt
Homepage: www.agfw.de
bezogen werden.

^[3] DVGW Arbeitsblätter können von der WVGW
Wirtschafts- und Verlagsgesellschaft
Gas und Wasser GmbH
Josef-Wirmer-Straße 3,
53123 Bonn
Homepage: www.wvgw.de
bezogen werden.

^[4] Die Prüfanweisungen (GM-P) können von der Deutsche Akademie für Metrologie (DAM) beim Bayerischen Landesamt für Maß und Gewicht (LMG)
Franz-Schrank-Straße 9,
80638 München
Homepage: www.dam-germany.de
bezogen werden.

Neufassung des Verfahrens zur Stichprobenprüfung zur Verlängerung der Eichgültigkeitsdauer von Wärme-/Kältezählern

Die Vollversammlung für das Eichwesen 2009 hat in ihrer Sitzung am 18.11.2009 einer weiteren Änderung des Verfahrens zur Stichprobenprüfung von Wärmehählern zugestimmt und das Verfahren neu gefasst.

Das bisherige Verfahren (veröffentlicht in den PTB-Mitt. 103, (1993), Heft 4, S. 340), das bereits durch zwei Ergänzungen (PTB-Mitt. 112, (2002), Heft 4, S. 316 und PTB-Mitt. 114, (2004), Heft 2, S. 183) geändert wurde, ist um Kältezähler und deren Teilgeräte erweitert und an die vereinheitlichten Prüfpunkte und Eichfehlergrenzen für CE-gekennzeichnete Messgeräte nach MID und Messgeräte gemäß Übergangsregelung angepasst worden. Die übrigen Abschnitte des Stichprobenprüfverfahrens bleiben unverändert. Die genannten Ergänzungen und die durch die VV 2009 angenommenen Änderungen sind in die nachfolgende Neufassung aufgenommen.

Verfahren zur Stichprobenprüfung von Wärme- und Kältezählern

Bei Wärme- und Kältezählern und deren Kombinationen (Messgeräte für ausgetauschte thermische Energie, eingeschlossen kombinierte Wärme-/Kältezähler, im Nachfolgenden kurz Messgeräte genannt) sowie deren Teilgeräte kann die Gültigkeitsdauer der Eichung um jeweils drei Jahre, bei den Teilgeräten Rechenwerk bzw. drahtgewickelte Temperaturfühlerpaare sowie lange ($L \geq 70$ mm) Temperaturfühlerpaare in Schichttechnik alternativ um jeweils fünf Jahre verlängert werden, wenn die Messrichtigkeit der Mess-/Teilgeräte vor Ablauf der Eichgültigkeitsdauer durch eine Stichprobenprüfung nachgewiesen worden ist. Für die Stichprobenprüfung gilt das nachfolgend festgelegte Verfahren.

1 Allgemeines

Wenn eine Stichprobenprüfung zur Verlängerung der Gültigkeitsdauer der Eichung durchgeführt werden soll, so ist dies der für die durchführende Prüfstelle und auch der für den Verwendungsort der Mess-/Teilgeräte zuständigen Behörde vor Beginn der Stichprobe anzuzeigen.

Die Stichprobenprüfung ist rechtzeitig vor Ablauf der Gültigkeit der Eichung durchzuführen, so dass bei Nichterfüllung der Anforderungen alle Mess-/Teilgeräte des Loses vor Beendigung der Gültigkeitsdauer der Eichung ausgebaut werden können.

Die Stichprobenprüfung einschließlich der Auswahl der zu prüfenden Mess-/Teilgeräte darf nur von der zuständigen Behörde oder von einer staatlich anerkannten Prüfstelle für Messgeräte für Wärme unter unmittelbarer Aufsicht des Prüfstellenleiters oder seines Stellvertreters durchgeführt werden.

2 Kriterien der Losabgrenzung

2.1 Durchflusssensoren müssen aus Netzen ähnlicher Wasserbeschaffenheit entnommen werden. Diese Gebiete können von dem Betreiber oder seinem Beauftragten abgegrenzt werden. Um wirtschaftlich vertretbare Losgrößen zu erhalten, können mit Genehmigung der für die durchführende Prüfstelle zuständigen Behörde Geräte verschiedener Betreiber zu Losen zusammengefasst werden, wenn die Verantwortlichkeit des Antragstellers für die Geräte des Loses sichergestellt ist.

Die Zusammenfassung von Losen kann sich über mehrere Bundesländer erstrecken. In diesem Fall sind die zuständigen Behörden dieser Bundesländer zu informieren.

2.2 Grundsätzlich dürfen nur Messgeräte mit Durchflusssensoren mit gleichem Nenn-durchfluss, gleicher metrologischer Klasse bzw. gleichem Durchflussverhältnis q_p/q_n und gleicher Genauigkeitsklasse sowie mit gleichem Zulassungszeichen (Bauart) bzw. gleicher EG-Baumusterprüfbescheinigung / EG-Entwurfsprüfbescheinigung (nachfolgend EG-Prüfbescheinigung genannt) zusammengefasst werden.

Entsprechend ist zu verfahren, wenn sich die Stichprobenprüfung auf Teilgeräte bezieht. Zusammenfassungen mehrerer Bauarten zu einem Los sind möglich, sofern entsprechende Bedingungen von der Bundesanstalt festgelegt worden sind.

2.3 Die Jahreszahlen der letzten Eichung oder der Metrologie-Kennzeichnung dürfen sich nur um 1 Jahr unterscheiden.

3 Anzeigeverfahren

Die Anzeige muss enthalten

3.1 Angaben über die technischen Daten gemäß Ziffer 2.2 und die Angaben gemäß Ziffer 2.3.

3.2 Losgröße und Stichprobenanweisung (siehe Nr. 5.4), mit der geprüft werden soll, sowie Angabe der regionalen Abgrenzung des betroffenen Gerätebestandes. Bei zusammengefassten Losen sind zusätzlich die am Verfahren

beteiligten Messgerätebesitzer und die Größe der Teillose anzugeben.

3.3 Angabe aller im Los befindlichen Serien-, Fabrik-, Eigentums- oder Kundennummern.

3.4 Angaben darüber, ob das angezeigte Los schon früher Stichprobenprüfungen unterzogen wurde.

3.5 Angaben über Verfahren und Merkmale der Zufallsauswahl nach einer am Gerät angebrachten unveränderlichen Kennzeichnung (z.B. nach Serien-, Fabrik-, Eigentums- oder Kundennummer) und Nennung der verwendeten Zufallszahlentabelle. Die für die Prüfstelle zuständige Behörde kann sich im Einzelfall die Auswahl der Stichprobe vorbehalten.

3.6 Angabe der Prüfstelle, die die Stichprobenprüfung durchführen soll.

3.7 Voraussichtlicher Zeitpunkt des Ausbaus und der Prüfung der Geräte.

4 Auswahl und Behandlung der Stichprobenzähler

4.1 Von dem in der Anzeige beschriebenen Los werden zuerst je nach Losumfang (siehe Nr.

5.4) 24, 26, 28, 32, 50, 80 oder 125 Mess-/Teilgeräte zufällig ausgewählt. Hierzu entsprechend werden bei einem Stichprobenumfang ≤ 32 je 6, bei größeren Stichprobenumfängen dann 10, 16 oder 25 Ersatzzähler/Teilgeräte ermittelt.

Es darf auch eine für einen größeren Losumfang geltende Stichprobenanweisung mit entsprechend höherem Stichprobenumfang gewählt werden.

Die Auswahl hat nach den anerkannten Regeln der mathematischen Statistik zu erfolgen. Die Wiederverwendung der gleichen Stichproben in den späteren Stichprobenprüfungen ist nicht zulässig.

4.2 Unmittelbar nach dem Ausbau der Durchflusssensoren müssen deren Ein- und Ausgangsstutzen wasserdicht verschlossen werden, um die Durchflusssensoren innen nass zu halten. Zwischen Ausbau und Prüfung der Durchflusssensoren der Messgeräte dürfen nicht mehr als 21 Kalendertage liegen. Die Messgeräte/Teilgeräte dürfen keiner übermäßigen Transportbeeinflussung ausgesetzt und keinem Eingriff, wie Instandsetzung, Justierung, Zählwerktausch, Spülen oder dergleichen unterworfen werden.

Tabelle 1
Betriebsparameter und Stichprobenfehlergrenzen

Teilgeräte bzw. vollständige Messgeräte		Betriebsparameter	Stichprobenfehlergrenze bei Verlängerung der Gültigkeitsdauer um 3 Jahre	
			um 3 Jahre	um 5 Jahre
Durchflusssensor nach	Klasse 3	$(q_i \leq q \leq q_p)$	$1,6 \cdot E_i = (4,8 + 0,08 q_p/q) \%$ begrenzt auf $\pm 8 \%$	Nicht erlaubt
	Klasse 2	$(q_i \leq q \leq q_p)$	$1,6 \cdot E_i = (3,2 + 0,032 q_p/q) \%$ begrenzt auf $\pm 8 \%$	Nicht erlaubt
Rechenwerk		$\Delta\theta_{\min} \leq \Delta\theta \leq \Delta\theta_{\max}$	$1,6 \cdot E_c = (0,8 + 1,6 \Delta\theta_{\min}/\Delta\theta) \%$	$E_c = (0,5 + \Delta\theta_{\min}/\Delta\theta) \%$
Temperaturfühlerpaar		$\Delta\theta_{\min} \leq \Delta\theta \leq \Delta\theta_{\max}$	$1,6 \cdot E_t = (0,8 + 4,8 \Delta\theta_{\min}/\Delta\theta) \%$	$E_t = (0,5 + 3 \Delta\theta_{\min}/\Delta\theta) \%$ *)
Rechenwerk mit Temperaturfühlerpaar		$\Delta\theta_{\min} \leq \Delta\theta \leq \Delta\theta_{\max}$	$1,6 \cdot (E_c + E_t) = (1,6 + 6,4 \Delta\theta_{\min}/\Delta\theta) \%$	$E_c + E_t = (1 + 4 \Delta\theta_{\min}/\Delta\theta) \%$ *)
Vollständiges Messgerät nach	Klasse 3	$(q_i \leq q \leq q_p)$ und $\Delta\theta_{\min} \leq \Delta\theta \leq \Delta\theta_{\max}$	$1,6 \cdot (E_i + E_c + E_t) = (6,4 + 0,08 q_p/q + 6,4 \Delta\theta_{\min}/\Delta\theta)$, begrenzt auf $\pm 16 \%$	Nicht erlaubt
	Klasse 2	$(q_i \leq q \leq q_p)$ und $\Delta\theta_{\min} \leq \Delta\theta \leq \Delta\theta_{\max}$	$1,6 \cdot (E_i + E_c + E_t) = (4,8 + 0,032 q_p/q + 6,4 \Delta\theta_{\min}/\Delta\theta)$, begrenzt auf $\pm 16 \%$	Nicht erlaubt

*) Diese Zahlenwerte (Eichfehlergrenzen) dürfen nur bei drahtgewickelten Temperaturfühlerpaaren sowie bei langen ($L \geq 70$ mm) Temperaturfühlerpaaren in Schichttechnik angewendet werden.

5 Stichprobenprüfung

5.1 Fehlerhafte Messgeräte

Ein vollständiges Messgerät oder Teilgerät gilt in der Stichprobe als fehlerhaft, wenn bei einem oder mehreren der vorgeschriebenen Prüfpunkte die Stichprobenfehlergrenzen (das 1,6-fache der jeweils gültigen Eichfehlergrenzen) überschritten wurden.

Bei den Teilgeräten Rechenwerk bzw. drahtgewickelte Temperaturfühlerpaaren sowie lange ($L \geq 70$ mm) Temperaturfühlerpaare in Schichttechnik ist alternativ als Stichprobenfehlergrenze die (einfache) Eichfehlergrenze heran zu ziehen, wenn die Eichgültigkeitsdauer dieser Teilgeräte um fünf Jahre verlängert werden soll.

Für das Teilgerät Durchflusssensor ist eine Verlängerung der Eichgültigkeitsdauer um 5 Jahre nicht gestattet.

Für Mess-/Teilgeräte mit innerstaatlichen Zulassungszeichen Z 22.12 und Z 22.16 gelten die Stichprobenfehlergrenzen der Genauigkeitsklasse 3.

5.2 Ersatzzähler

Werden bei der Stichprobenauswahl Mess-/Teilgeräte bemerkt

- a) die eine außergewöhnliche äußere Beschädigung aufweisen,
 - b) deren Sicherungsstempel verletzt sind,
 - c) deren Ausfall nachweisbar auf einen Batterieausfall zurückzuführen ist,
 - d) die nicht mehr auffindbar sind oder in der Zählerdatei fehlerhaft geführt werden,
 - e) die nicht erreichbar sind,
- so ist vor Eintritt in das Prüfverfahren Ersatz durch die in Nr. 4.1 angegebenen Ersatzzähler/

Teilgeräte zulässig. Für die Fälle a), b) und c) sind entsprechend dem Stichprobenumfang insgesamt folgende Stückzahlen für Ersatzzähler/Teilgeräte zulässig.

Tabelle 2
Anzahl der zulässigen Ersatzzähler/Teilgeräte

Stichprobenumfang	Anzahl der zulässigen Ersatzzähler/Teilgeräte
bis 32 Stück	2 Stück
bis 50 Stück	3 Stück
bis 80 Stück	5 Stück
bis 125 Stück	8 Stück

5.3 Prüfverfahren

Eine Prüfung der Mess-/Teilgeräte vor Ort ist nicht möglich.

Durchflusssensoren sind nach der Technischen Richtlinie K7.1 oder K7.2 bei den Prüfpunkten $0,1 q_p, q_v$ und q_p in der genannten Reihenfolge zu prüfen. Nach der Prüfung sind die Ein- und Ausgangsstutzen wieder wasserdicht zu verschließen, um die Zähler für eine eventuelle Nachprüfung innen nass zu halten.

Rechenwerk und Temperaturfühlerpaar sind den entsprechenden eichtechnischen Prüfungen nach der Technischen Richtlinie K7.1 oder K7.2 zu unterziehen.

Für Mess-/Teilgeräte mit innerstaatlichen Zulassungszeichen Z 22.12 und Z 22.16 gilt: $Q = q$; $Q_{\min} = q_i$ und $Q_n = q_p$

5.4 Stichprobenplan

Für die Prüfungen der Lose gelten die nachfolgend angegebenen Stichprobenanweisungen:

Tabelle 3
Stichprobenplan

Losumfang	Teilgeräte von Messgeräten		Komplette Messgeräte	
	Stichprobenumfang	Anzahl der fehlerhaften Teilgeräte Kriterium für Annahme des Loses	Stichprobenumfang	Anzahl der fehlerhaften Messgeräte Kriterium für Annahme des Loses
24 bis 90	24	0	24	0
91 bis 150	26	0	26	0
151 bis 280	28	0	28	0
281 bis 500	32	0	32	0
501 bis 1200	50	0	50	1
1201 bis 3200	80	1	80	3
3201 bis 10000	125	2	125	5

6 Prüfergebnis

Die Prüfstelle hat das Ergebnis der Stichprobenprüfung der für den Verwendungsort der Messgeräte/Teilgeräte zuständigen Behörde mitzuteilen. Die Messabweichungen der einzelnen Stichprobenzähler/Teilgeräte sind der für die Prüfstelle zuständigen Behörde anzugeben. Die Wahl von Ersatzzählern/Teilgeräten ist zu begründen und die Adressen der nicht erreichbaren Stichprobenzähler sind anzugeben.

Die für die Prüfstelle zuständige Behörde kann eine Frist festsetzen, während der die Stichprobe unverändert aufzubewahren ist. Für Durchflusssensoren darf die Frist vom Tage der Stichprobenprüfung an 21 Kalendertage nicht überschreiten, um ein Austrocknen der Durchflusssensoren zu vermeiden.

Die Eichgültigkeitsdauer der Messgeräte oder Teilgeräte des Loses gilt als verlängert, wenn

1. das Los die Stichprobenprüfung nach den unter Nr. 5.1 und 5.4 aufgeführten Bedingungen bestanden hat und
2. eine eventuelle Überprüfung der Stichprobe durch die zuständige Behörde zu keiner Beanstandung geführt hat.

Die Verlängerung der Gültigkeitsdauer beginnt mit Ablauf des Kalenderjahres, in dem die Stichprobenprüfung durchgeführt wurde.

Hat das Los die Stichprobenprüfung nach den unter Nr. 5.1 und 5.4 aufgeführten Bedingungen nicht bestanden, so müssen alle Messgeräte/Teilgeräte des Loses bis zur Beendigung der Eichgültigkeitsdauer ausgebaut sein.

**Arbeitsgruppe 7.61,
Messung thermischer Energie**