

**Matthias Fuhrland**

**Konzeption und Umsetzung neuer Technologien  
zur biaxialen Winkelmessung  
und elektrooptischen Pseudostreckenmessung**

**München 2008**

---

**Verlag der Bayerischen Akademie der Wissenschaften  
in Kommission beim Verlag C. H. Beck**





**DGK** Deutsche Geodätische Kommission  
bei der Bayerischen Akademie der Wissenschaften

---

Reihe C

Dissertationen

Heft Nr. 614

Konzeption und Umsetzung neuer Technologien  
zur biaxialen Winkelmessung  
und elektrooptischen Pseudostreckenmessung

Von der Fakultät für Forst-, Geo- und Hydrowissenschaften  
der Technischen Universität Dresden  
vorgelegte Dissertation zur Erlangung  
des akademischen Grades Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

von

Dipl.-Ing. Matthias Fuhrland

München 2008

---

Verlag der Bayerischen Akademie der Wissenschaften  
in Kommission beim Verlag C. H. Beck

Adresse der Deutschen Geodätischen Kommission:



Deutsche Geodätische Kommission

Alfons-Goppel-Straße 11 • D – 80 539 München  
Telefon +49 – 89 – 23 031 1113 • Telefax +49 – 89 – 23 031 - 1283/ - 1100  
e-mail hornik@dgfi.badw.de • <http://www.dgk.badw.de>

Prüfungskommission

Vorsitzender: Prof. Dr.phil.nat.habil. Michael Soffel

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil Michael Möser  
Prof. Dr.rer.nat.habil. Lukas Eng  
Prof. Dr.-Ing. Hilmar Ingensand

Tag der Einreichung: 02.04.2007

Tag Verteidigung: 30.11.2007

---

© 2008 Deutsche Geodätische Kommission, München

Alle Rechte vorbehalten. Ohne Genehmigung der Herausgeber ist es auch nicht gestattet,  
die Veröffentlichung oder Teile daraus auf photomechanischem Wege (Photokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen

## Kurzfassung

Ein Ziel der Arbeit ist die Entwicklung eines Verfahrens zur 3D-Positionierung auf Basis elektrooptischer Pseudostreckenmessung. Ein zweites Ziel ist die Entwicklung eines Reflexgoniometers zur zweiachsigen Winkelmessung. Im Rahmen der Arbeit werden die Grundlagen zur instrumentellen Umsetzung beider Verfahren erarbeitet, die Genauigkeitspotentiale ermittelt und mögliche Anwendungen für die einzelnen Schlüsseltechnologien und deren Kombination abgeleitet. In einer Prototyp-Entwicklung werden Vorschläge für die wesentlichen Funktionselemente des räumlichen Weg- bzw. Winkelmesssystems gemacht. Hierzu gehören das kardanisches aufgehängte Etalon, die temperaturstabilisierte Laseroptik und die temperaturkalibrierte CCD der Winkelmesseinheit (Reflexgoniometer), die Systeme zur Erzeugung und Detektion ultrakurzer Laserpulse, eine elastische Optik, Möglichkeiten zur Formung des transversalen Strahlprofils, das TCSPC-System und die zur Auswertung und Kalibrierung notwendigen Algorithmen, wie z.B. die Autokollimation eines Lasers.

Der grundlegende innovative Ansatz für die Pseudostreckenmessung besteht in der variablen Umlenkung eines Laserstrahls aus der Horizontalen in Richtung von mindestens vier Referenzpunkten mit Hilfe eines Spiegels. Der von der Sendeeinheit kommende Laser wird vor Ablenkung durch den Spiegel mit Hilfe einer elastischen Optik aufgeweitet, so dass alle Referenzpunkte gleichzeitig angezielt werden. In den Referenzpunkten werden Empfangseinheiten bzw. Detektoren installiert. Bei anschließender Pulsung oder Modulation des Lasers wird das modulierte Signal aufgrund der geometrischen Anordnung der Empfangspunkte zeitlich versetzt an diesen detektiert. Die Laufzeitdifferenzen zwischen den Referenzpunkten werden über die Lichtgeschwindigkeit in mindestens drei Streckendifferenzen umgerechnet. Die Koordinaten des Reflexionspunktes erhält man danach durch Berechnung des räumlichen Bogenschnittes mit Pseudostrecken. Theoretisch kann so eine 3D-Position mit nur einem Laserpuls bestimmt werden. Für die technische Umsetzung der Laufzeitdifferenzmessung wurde das Verfahren des differentiellen Time-Correlated-Single-Photon-Counting (TCSPC) eingesetzt. Hierbei werden Lichtpulse oder sogar einzelne Photonen mit Hilfe hochempfindlicher Single-Photon-Avalanche-Dioden (SPAD) detektiert und die Zeitdifferenz zwischen den daraus erzeugten elektrischen Pulsen wird hochauflösend mit dem TCSPC-System gemessen. Das Ergebnis repetierender Messungen wird in einem Histogramm dargestellt. Durch Verwendung ultrakurzer Laserpulse mit Halbwertsbreiten im ps- oder fs-Bereich und geeignete Methoden der Histogrammauswertung wurde bei 30 m Distanz und 1 m Streckendifferenz eine Präzision der Zeitmessung von  $s = 1$  ps erreicht. Das entspricht einer Präzision der Pseudostreckenmessung von 0,3 mm. Mit dem Prototypen einer zur schnellen, variablen Strahlaufweitung konzipierten Hydrauliklinse konnte die Strahldivergenz eines ringförmigen Lasers um  $\pm 5$  gon geändert werden.

Der innovative Ansatz für eine achsenunabhängige biaxiale Winkelmessung besteht in der kardanischen Aufhängung eines Etalons, dessen außen- und innenliegende planparallele Flächen verspiegelt sind. An einer der äußeren Spiegelflächen kann ein externer Visur- oder Streckenmesslaser reflektiert werden, dessen Auslenkung zweiachsig mit dem Reflexgoniometer gemessen wird. Ein interner Laser, der parallel zur Schwenkachse des Kardans und damit auch parallel zum externen Visurlaser angeordnet ist, wird in Abhängigkeit von Kipp- und Schwenkwinkel durch das Ablenkelement zweidimensional planparallel versetzt. Dieser zweidimensionale Versatz wird mit Hilfe eines zweidimensionalen Positionsdetektors (CCD) hochauflösend erfasst und liefert Kipp- und Schwenkwinkel. Grundlage ist hier ein sehr strahlstabiler interner Laser und die exakte Kalibrierung aller Systemkomponenten. Der Vorteil des Lösungsansatzes besteht darin, dass beide Winkel synchron durch einen einzigen Sensor mit sehr hoher Auflösung abgegriffen werden können. Beim Prototypen wurde ein Messbereich von 40 gon in beiden Achsen realisiert. Eine Temperaturerfassung im Innern des Kamera-Gehäuses ermöglichte eine Thermokalibrierung der CCD-Position, zeigte jedoch noch verbleibende Nichtlinearitäten, die nur durch eine bessere Lagerung der CCD-Platine, z. B. auf einem Keramiksubstrat, gelöst werden können. In Zeiträumen, wo die thermische Drift des CCD-Sensors linear war, ergab sich nach Korrektur der Drift und Tiefpassfilterung eine empirische Standardabweichung für die Position des Laserspots von 15 nm. Das entspräche einer Restabweichung der Kippwinkelmessung von  $s_{\phi} = 0,06$  mgon.

Die im Rahmen der Arbeit neuentwickelten und getesteten Technologien können separat oder kombiniert angewandt werden. Die elektrooptische Pseudostreckenmessung allein kann als lokales Positionierungssystem z.B. zur Maschinensteuerung Einsatz finden. Das Reflexgoniometer kann u.a. als Winkelsensor für ein elektronisches Autokollimationssystem oder zur definierten Auslenkung eines tachymetrischen Zielstrahles genutzt werden.

## Abstract

One goal of the thesis is the development of a method for three-dimensional positioning based on electro-optical measurement of pseudo ranges. Another goal is the development of a reflex goniometer for biaxial angle measurement. Within the scope of this thesis the basics for the instrumental realisation of both methods are developed, the accuracy potentials were determined and possible applications for the separate key technologies and their combination are deduced. In a prototype development proposals are made for the main functional elements of the spatial distance and angle measurement systems. These include the gimbal mounted etalon, the temperature stabilised laser optics and the temperature calibrated CCD of the angle measurement device (reflex goniometer), the systems for creation and detection of ultrashort laser pulses, an elastic optical device, possibilities of transversal beam shaping, the TCSPC system and the algorithms which are necessary for analysis and calibration, e.g. the autocollimation of a laser.

The fundamental innovative approach of the pseudo ranging technology consists of a variable deflection of a laser beam out of the horizontal line towards at least four reference points by means of a mirror. Right before the deflection the laser gets defocused by means of an elastic optical device, so that all reference points are aimed simultaneously. At each reference point a detector is installed. While modulating or pulsing the laser the modulated signal is detected time-shifted at the reference points depending on the geometrical configuration. The differences in time-of-flight (TOF) between the reference points are converted into at least three range differences by means of the light velocity. The coordinates of the deflection point are obtained by computation of the three-dimensional arc section using pseudo ranges. In theory a 3D-Position can be determined with only one laser pulse. The method of differential Time-Correlated-Single-Photon-Counting (TCSPC) was used for the technical realisation of the differential TOF measurement. At this the light pulses or even single photons are detected by means of highly sensitive single photon avalanche diodes (SPAD) and the time shift between the resulting electrical pulses is measured by the TCSPC-System with a very high resolution. A set of repeated measurements is shown in a histogram. At 30 m distance and 1 m range difference a time measurement precision of  $s = 1$  ps was reached by means of ultrashort laser pulses with a full width half maximum in the picosecond or femtosecond range and useful methods of histogram analysing. That equals a precision of pseudo ranging of 0,3 mm. The prototype of a hydraulic lens was designed for fast and variable beam defocussing. With this hydraulic lens the beam divergence of a ring shaped laser could be changed in the range of  $\pm 5$  gon.

The innovative approach for the biaxial angle measurement independent on the mechanical rotation axes consist of a gimbal mounted etalon. The outer and inner coplanar etalon planes are mirrored. At one of the outer mirror planes an external pointing or ranging laser can be deflected. The deflection angles are measured in both axes with the reflex goniometer. An internal laser, which runs parallel to the pivoting axis of the gimbal and also parallel to the external pointing laser, is shifted parallel in two dimensions depending on the tilt angle  $\Phi$  and the pivoting angle  $\vartheta$ . The two-dimensional shift of the laser is measured highly precise by means of a position detector (CCD) and it delivers  $\Phi$  and  $\vartheta$ . Preconditions are a very high beam stability of the internal laser and the accurate calibration of all system components. The advantage of this approach is that both angles can be picked off simultaneously by only one sensor with high resolution. The prototype covers an angular range of 40 gon in both axes. The temperature measurement inside the camera housing enabled a thermal calibration of the CCD position. But it showed also the problem of remaining nonlinearities, which can only be solved by a better mounting of the CCD, e.g. on a ceramic substrate. In times of linear thermal drift of the CCD sensors an empiric standard deviation of the laserspot position of 15 nm was reached after drift correction and low pass filtering. This corresponds to a standard deviation of the tilt angle of  $s_{\varphi} = 0,06$  mgon.

The new technologies developed and tested within the scope of this thesis can be used separately or in combination with each other. The electro-optical pseudo ranging can be applied within a local positioning system, e.g. in a machine control systems. Applications of the reflex goniometer can be expected as an angle sensor in electronic autocollimation systems or in defined deflection of a total stations ray of sight.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Kurzfassung / Abstract</b>	<b>3</b>
<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>5</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>7</b>
1.1 Motivation . . . . .	7
1.2 Aufgabenstellung . . . . .	8
1.3 Inhalt der Arbeit . . . . .	8
<b>2 Aktive Messsysteme zur statischen 3D-Positionsbestimmung</b>	<b>10</b>
2.1 Triangulationsverfahren . . . . .	10
2.2 Punktbestimmung durch Distanzmessung . . . . .	12
2.3 Polare Punktbestimmung . . . . .	14
2.4 Distanz- und Winkelmessung mit indirektem Sichtkontakt . . . . .	16
2.4.1 Streckendifferenzmessung . . . . .	16
2.4.2 Pentaprisma und Orthogonalspiegel . . . . .	16
2.4.3 Tachymeter-Aufsatzsysteme . . . . .	17
<b>3 Technologien der elektronischen Distanz- und Winkelmessung</b>	<b>19</b>
3.1 Überblick . . . . .	19
3.2 Distanzmessung auf Laserbasis . . . . .	20
3.3 Akustische Distanzmessung . . . . .	25
3.4 Distanzmessung mit Mikro- und Radiowellen . . . . .	26
3.5 Technologien der einachsigen elektronischen Winkelmessung . . . . .	26
3.6 Technologien der zweiachsigen elektronischen Winkelmessung . . . . .	28
<b>4 Entwicklung der neuen Messkonzepte</b>	<b>30</b>
4.1 Konzept für die elektrooptische Pseudostreckenmessung . . . . .	30
4.2 Konzept für das Reflexgoniometer . . . . .	31
4.3 Konzept für die Kombination beider Verfahren . . . . .	33
<b>5 Mathematische Grundlagen</b>	<b>35</b>
5.1 Positionsbestimmung mit Pseudostrecken . . . . .	35
5.1.1 Der räumliche Bogenschnitt mit Pseudostrecken . . . . .	35
5.1.2 Genauigkeitsvoranschlag . . . . .	36
5.1.3 Geometrische Genauigkeitsfaktoren . . . . .	37
5.1.4 Möglichkeiten zur Verbesserung der Höhengenaugigkeit. . . . .	38
5.2 Der räumliche Rückwärtsschnitt mit Vertikalwinkeln . . . . .	39
5.3 Der kombinierte Ausgleichungsansatz . . . . .	40
5.4 Das stochastische Modell . . . . .	43
5.5 Gefährliche Örter . . . . .	45
<b>6 Streckendifferenzmessung mittels Laserpuls</b>	<b>48</b>
6.1 Time Correlated Single Photon Counting . . . . .	48
6.1.1 Das Messprinzip des TCSPC . . . . .	48
6.1.2 Signalverarbeitung . . . . .	49
6.1.3 Parameter für die Lage und Form des Histogramms . . . . .	49
6.1.4 Differentielle Time-of-flight-Messung . . . . .	51
6.2 Ansatz zur instrumentellen Realisierung . . . . .	51
6.2.1 Ultrakurze Laserpulse . . . . .	52
6.2.2 Sensorik zur Pulsdetektion. . . . .	53
6.2.3 Time-Walk-Effekt . . . . .	56
6.2.4 Versuchsaufbau . . . . .	58
6.2.5 Ergebnisse mit PIN-, MSM- und Avalanche-Dioden . . . . .	59
6.2.6 Ergebnisse mit SPAD-Detektoren . . . . .	60
6.2.7 Strahlformung . . . . .	62

<b>7 Die zweiachsige Winkelmessung</b>	<b>65</b>
7.1 Theoretische Grundlagen zur Messtechnologie	65
7.1.1 Geometrische Optik	65
7.1.2 Laser als Richtungsnormal	72
7.1.3 Sensorik zur Positionsdetektion	74
7.1.4 Entwurf des Reflexgoniometers mit Etalon und Piezotisch	76
7.2 Das Achsenmodell	77
7.2.1 Abweichung der Stehachse	78
7.2.2 Abweichung der Schwenkachse	81
7.2.3 Abweichung der Spiegelachse	82
7.2.4 Abweichung der Kippachse	83
7.2.5 Abweichung der Laserachse	85
7.2.6 Ausrichtung der CCD	85
7.2.7 Pivotpunkt	85
7.2.8 Messung in mehreren Spiegellagen	86
7.3 Bestimmung der Strahllage	86
7.3.1 Schwerpunktfindung des Spots auf der CCD	86
7.3.2 Pixelscanning zur Peakdetektion	88
7.3.3 Auflösung der Winkelmessung	89
7.4 Zielerfassung	89
7.4.1 Automatische Visur	89
7.4.2 Elastische Optik	90
<b>8 Kalibrierung der Systemkomponenten</b>	<b>95</b>
8.1 Konstantenbestimmung	95
8.1.1 Lösungsansätze zur in-situ-Kalibrierung des Etalons	95
8.1.2 Ergebnisse der in-situ-Kalibrierung des Etalons	97
8.1.3 Fertigungsbezogene Kalibrierung des Etalons	98
8.1.4 Das Kardan	102
8.1.5 Strahllagenullstellung	103
8.1.6 Kalibrierung des Kugelzentrums	104
8.2 Mechanische Fehlereinflüsse	104
8.2.1 Mechanische Fehlereinflüsse des optischen Aufbaus	105
8.2.2 Lagerung des Kardans	107
8.2.3 Karbonfaserrahmen	107
8.3 Elektronische Fehlereinflüsse	108
8.3.1 Thermokalibrierung des TCSPC-Systems	108
8.3.2 Gleichlichtkurve des TCSPC-Systems	109
8.3.3 Stabilität der Laserleistung und Rauschen des Positionsdetektors	109
8.3.4 Richtungsstabilität des internen Lasers	110
8.4 Optische Fehlereinflüsse	111
8.4.1 Strahllage des Richtungsnormal	111
8.4.2 Transversales Pulsprofil des gepulsten Visurlasers	112
8.4.3 Effizienz der Faserkopplung	112
8.5 Praktische Untersuchungen zur elektrooptischen Pseudostreckenmessung	113
8.5.1 Reichweiten der Pseudostreckenmessung mit ringförmigem Strahlprofil	113
8.5.2 Vergleichsstrecke	114
8.5.3 Genauigkeit der Positionsbestimmung mit Pseudostrecken	115
<b>9 Einsatzmöglichkeiten</b>	<b>118</b>
<b>10 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>121</b>
<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>124</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>125</b>
<b>Anlagen</b>	<b>134</b>

# 1 Einleitung

Seit einigen Jahren dominieren in der Ingenieurgeodäsie die polaren Messverfahren, bei denen dreidimensionale Punktkoordinaten in der Regel durch elektrooptische Messung von Schrägdistanzen und teilkreisgestützte Messung von Horizontalrichtung und Vertikalwinkel bestimmt werden. In der Landesvermessung hat im selben Zeitraum die 3D-Positionierung durch satellitengestützte Pseudostreckenmessung die Polarverfahren erfolgreich verdrängt. Auf Pseudostreckenmessung basierende lokale Positionierungssysteme wurden in der jüngeren Vergangenheit auf Basis von Ultraschall und Mikrowellen entwickelt, fanden aber wegen zu geringer Messgenauigkeit kaum Anwendung in die Ingenieurgeodäsie. Im Rahmen dieser Arbeit sollen neue Lösungsansätze für die terrestrische Pseudostreckenmessung und die zweiachsige Winkelmessung vorgestellt werden, deren Genauigkeitspotential vielfältige Anwendung in der Ingenieurgeodäsie und industriellen Messtechnik ermöglicht.

## 1.1 Motivation

Der Ausgangspunkt für diese Arbeit war die Idee, ein terrestrisches dreidimensionales Positionierungsverfahren auf Basis von elektrooptischer Pseudostreckenmessung zu entwickeln. Mit 3D-Positionierung sei nachfolgend die Bestimmung von dreidimensionalen Punktkoordinaten gemeint, auch wenn dieser Begriff eher in der Satellitennavigation als in der Ingenieurgeodäsie verwendet wird. Für ein solches Verfahren müsste das Signal einer stark divergenten Laserquelle zeitversetzt an mehreren Referenzpunkten empfangen werden. Aus der Messung der Laufzeitdifferenzen  $\Delta t_i$  zwischen mindestens vier Referenzpunkten (A1 - A4) lassen sich die drei Koordinaten der Laserquelle und der unbekannte Kugelradius  $s_{B-A1}$  nach dem Prinzip des räumlichen Bogenschnittes mit Pseudostrecken errechnen (Abb. 1.1a). Aus der Satellitengeodäsie ist bekannt, dass die Schnittgeometrie für die Genauigkeit einer 3D-Positionierung allein durch Pseudostreckenmessung das limitierende Kriterium darstellt. Gute Schnittgeometrie und hohes Signal-Rausch-Verhältnis sind bei einer Pseudostreckenmessung auf Laserbasis einander widersprechende Forderungen, da bei Aufweitung des Lasers die Photonendichte abnimmt. Eine Möglichkeit, die Genauigkeit der Positionsbestimmung bei ungünstiger Schnittgeometrie zu erhöhen, besteht in einer zusätzlichen Winkelmessung. Da der divergente Laserstrahl für eine variable Visurrichtung sowieso verschwenkt werden müsste, bietet sich hierzu an, den Laser an einem kardanisch schwenkbaren Spiegel zu reflektieren (Abb.1.1b) und die Stellung des Spiegels gegenüber dem feststehenden Laser zu bestimmen.

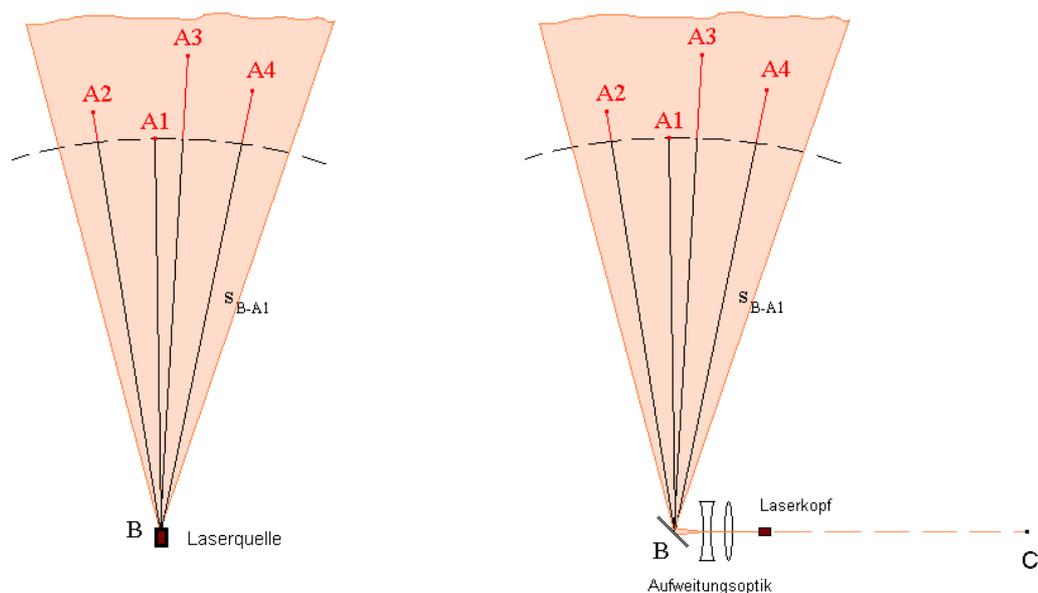


Abb. 1.1a und b: Prinzip der elektrooptischen Pseudostreckenmessung ohne und mit Reflexion

Wenn man - unabhängig von der Streckenmessung - den Zielstrahl eines optischen Systems oder einen kollimierten Laser aus Punkt C durch Reflexion im Punkt B auslenkt, ergibt sich eine Messung mit indirektem Sichtkontakt. Die zweiachsige Messung der Auslenkwinkel mit Hilfe eines Reflexgoniometers könnte nicht nur zur Positionsbestimmung des Reflexionspunktes B durch räumlichen Rückwärtsschnitt genutzt werden,

sondern auch eine präzise Richtungsübertragung ermöglichen. Es bestände also die Möglichkeit, zugleich die Koordinaten des Reflexionspunkt B und die Richtung zum Ursprung C des Zielstrahles im Koordinatensystem der angemessenen Referenzpunkte zu bestimmen, ohne dass direkter Sichtkontakt zwischen den Referenzpunkten A1 - A4 und dem Ursprung des Zielstrahles bestehen muss. Neben dem räumlichen Rückwärtsschnitt sind für ein solches Reflexgoniometer auch bei der polaren Punktbestimmung oder Richtungsmessung zahlreiche mögliche Einsatzfälle denkbar, sei es in der industriellen oder der geodätischen Messtechnik. Prinzipiell besteht auch die Möglichkeit, die Pseudostreckenmessung und die zweiachsige Winkelmessung zu einem gemeinsamen Messverfahren zu kombinieren.

Die messtechnische Realisierung beider Prinzipien ist bislang nicht erfolgt und war deshalb Motivation für entsprechende Grundlagenforschung im Rahmen des von der DFG geförderten Forschungsprojektes „Ultrapräzise 3D-Positionsbestimmung mit indirektem Sichtkontakt“ [FUHRLAND ET AL., 2004]. Die Ergebnisse des Forschungsprojektes werden in dieser Arbeit vorgestellt.

## 1.2 Aufgabenstellung

Ein Ziel der Arbeit ist die Entwicklung eines Verfahrens zur 3D-Positionierung auf Basis elektrooptischer Pseudostreckenmessung. Ein zweites Ziel ist die Entwicklung eines Reflexgoniometers zur zweiachsigen Winkelmessung. Im Rahmen der Arbeit sollen die Grundlagen zur instrumentellen Umsetzung beider Verfahren erarbeitet, die Genauigkeits-potentiale ermittelt und mögliche Anwendungen für die einzelnen Schlüsseltechnologien und deren Kombination abgeleitet werden. Im Hinblick auf die technische Umsetzung und das Ausschöpfen des Genauigkeitspotentials sind Montage- und Kalibrieralgorithmen zu entwickeln. Folgende Fragestellungen gilt es zu beantworten :

- 1.) Nach welchem Prinzip lässt sich ein Messsystem für die dreidimensionale Pseudostrecken-Positionierung auf Laserbasis realisieren ?
- 2.) In welcher Form könnte ein Reflexgoniometer realisiert werden ? Ist eine hochpräzise zweiachsige Winkelmessung über Winkelmessbereiche von 40 gon oder mehr mit einem einzigen Sensor realisierbar ?
- 3.) Mit welchem Genauigkeitspotential ist eine Umsetzung der einzelnen Technologien möglich ?
- 4.) Ist eine Kombination von Pseudostreckenmessung und Reflexgoniometer für eine 3D-Positionsbestimmung mit indirektem Sichtkontakt sinnvoll ?
- 5.) Wie kann im Hinblick auf die unterschiedliche Zielerfassung beider Verfahren ein schnelles Umfokussieren bzw. eine schnelle Änderung der Strahldivergenz realisiert werden ?

Folgende Spezifikationen sollen die zu entwickelnden Messsysteme erfüllen:

Die Streckendifferenzmessung soll bei einem Kugelradius  $s_{B-A1}$  bis 30 m und Streckendifferenzen bis 1 m mit einer Standardabweichung im Submillimeterbereich realisiert werden. Die Laufzeitmessung soll nach dem Einweg-Prinzip erfolgen. Die kardanische Auslenkung soll die vertikale bzw. geneigte Punkt- und Richtungsübertragung ermöglichen und sowohl für die Messung von unten, als auch für die Messung von oben geeignet sein. Der Winkelmessbereich des Reflexgoniometers sollte 40 gon in beiden Achsen betragen. Prinzipiell sollte eine automatisierte Dauermessung und eine Messung von Winkeln und Strecken mit verschiedenen Laserwellenlängen möglich sein. Die Standardabweichung des Winkelabgriffs soll in beiden Achsen bei 0,1 mgon oder darunter liegen.

## 1.3 Inhalt der Arbeit

In Kapitel 2 wird der Stand der Technik im Bereich der aktiven Messsysteme zur statischen 3D-Positionsbestimmung dargestellt, unterteilt nach Triangulationsverfahren, Verfahren auf Basis von Distanzmessung, Polarverfahren und Distanz- und Winkelmessung mit indirektem Sichtkontakt. Im Hinblick auf den universellen Einsatz der neu zu entwickelnden Technologien werden Messsysteme für alle in der Ingenieurgeodäsie relevanten Entfernungsbereiche betrachtet. In Kapitel 3 werden die bestehenden Technologien der elektronischen Distanz- und Winkelmessung abgehandelt. Den Schwerpunkt bei der Distanzmessung bilden die Technologien auf Laserbasis, aber auch Ultraschall- und Mikrowellensysteme werden kurz betrachtet. Die bestehenden Technologien der Winkel- und Neigungsmessung werden nach ein- und zweiachsigen Winkelmessprinzipien unterteilt dargestellt.

Die neu entwickelten Konzepte für die elektrooptische Pseudostreckenmessung, für die zweiachsige Winkelmessung mittels Reflexgoniometer und eine mögliche instrumentelle Kombination beider Verfahren werden in Kapitel 4 vorgestellt. Für die Realisierung dieser Konzepte werden in Kapitel 5 die mathematischen Grundlagen der Positionierung mit Pseudostrecken und des räumlichen Rückwärtsschnittes mit Vertikalwinkeln dargelegt. Zur Entwicklung und Umsetzung eines kombinierten Ausgleichungsansatzes wird auch das stochastische Modell dargestellt und das Vorhandensein gefährlicher Orte diskutiert.

Die Streckendifferenzmessung mittels Laserpuls wird in Kapitel 6 untersucht. Hier wird die Technologie des Time Correlated Single Photon Counting (TCSPC) vorgestellt und der Einsatz bei der 3D-Positionierung mit Pseudostrecken erörtert. Basierend auf ersten Testmessungen wird auch auf die Aspekte der Auswertung der TCSPC-Histogramme eingegangen. Anschließend wird ein Ansatz zur instrumentellen Realisierung vorgestellt, wofür zunächst die theoretischen Grundlagen der Erzeugung und Messung ultrakurzer Laserpulse dargelegt werden. Zum vorgestellten Versuchsaufbau werden die Ergebnisse vergleichender praktischer Untersuchungen zu verschiedenen Sensortypen gezeigt.

Im 7. Kapitel werden die Untersuchungen zur zweiachsigen Winkelmessung dargelegt. Zunächst werden die theoretischen Grundlagen der zu entwickelnden Messtechnologie erörtert, speziell die Aspekte der geometrischen Optik bei Planplatte und Etalon, die Verwendung eines Lasers als Richtungsnormal und die Sensorik. Darauf aufbauend wird der Entwurf eines Reflexgoniometers mit kardanisch aufgehängtem Etalon, CCD-Kamera und Piezotisch vorgestellt. Im zweiten Abschnitt wird das Achsenmodell des Reflexgoniometers mit besonderem Augenmerk auf den Einfluss und die messtechnische Berücksichtigung möglicher Achsenabweichungen untersucht. Anschließend werden die verschiedenen Möglichkeiten und Untersuchungen zur Bestimmung der Strahlage eines Lasers gezeigt. Auch die Zielerfassung und Möglichkeiten zu deren Automatisierung werden erörtert. Weiterhin wird die Entwicklung einer elastischen Optik für schnelles und variables Umfokussieren und Aufweiten eines Lasers vorgestellt.

Kapitel 8 ist der Kalibrierung der Systemkomponenten gewidmet. Für die Konstantenbestimmung des Etalons, des Kardans und der Strahlage werden Algorithmen entwickelt und getestet. In separaten Abschnitten werden die Wirkung und die Berücksichtigung mechanischer, elektronischer und optischer Fehlereinflüsse diskutiert. Es werden Kalibrierverfahren für die einzelnen Systemkomponenten und deren erreichbare Genauigkeiten untersucht. Abschließend werden praktische Untersuchungen und Tests zur Pseudostreckenmessung gezeigt.

In Kapitel 9 werden aufbauend auf den Untersuchungsergebnissen die Einsatzmöglichkeiten einzelner Systemkomponenten und deren Kombination kurz diskutiert. Die Zusammenfassung der Untersuchungsergebnisse in Kapitel 10 bildet den Abschluss der Arbeit.

Die deutschsprachigen geodätischen Fachbegriffe zu Fehlern und Genauigkeiten erfuhren mit Einführung der DIN V ENV 13005, basierend auf dem ISO Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen (GUM), und der DIN 55350 eine grundlegende Neuerung. Erläuterungen hierzu findet man u.a. bei [HEISTER, 2001], [SCHWARZ, 2004] und [HEISTER, 2005]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde versucht, die Genauigkeitsangaben und umschreibendes Vokabular weitestgehend an diese Normen anzupassen. Dort, wo es in Ermangelung adäquater Begriffe notwendig war, wurden die klassischen Begriffe verwendet. Gleiches gilt für Angaben aus der Literatur, bei denen eine Zuordnung zu den neuen Begriffen nicht möglich war. Dies trifft am häufigsten auf den Begriff „Genauigkeit“ zu. Deshalb sei der Begriff bei sonstiger nachfolgender Verwendung nur als Überbegriff zu verstehen. Für die DIN-konforme Bedeutung werden nachfolgend insbesondere bei konkreten Genauigkeitsangaben die Begriffe „Messunsicherheit“ bzw. „Präzision“ verwendet.

## 2 Aktive Messsysteme zur statischen 3D-Positionsbestimmung

Da die Aufgabenstellung die Entwicklung eines Messverfahrens bzw. Messsystems für eine statische 3D-Positionsbestimmung beinhaltet, soll in Kapitel 2 zunächst der Stand der Technik für diesen Bereich vorgestellt werden.

3D-Messsysteme lassen sich bezüglich ihrer Zielgrößen in Systeme zur Formerfassung, in statische Messverfahren zur 3D-Positionsbestimmung und in kinematische Verfahren zur Bestimmung der Trajektorie eines bewegten Objektes unterteilen. Die ingenieurgeodätische Bestimmung verschiedenster geometrischer Zielgrößen, wie Lage, Form, Volumen und Oberfläche von Körpern oder deren Trajektorie wird im Regelfall durch die Positionsbestimmung diskreter Punkte vorgenommen. Auch eine kinematische Anwendung kann hinsichtlich des physikalischen Messprinzips auf die Repetition einer statischen Positionsbestimmung reduziert werden. Bei Sensorsystemen besteht hier das Problem der Synchronisierung zum Teil unterschiedlicher Abstraten der Einzelsensoren [STEMPFHUBER, 2004]. Bei Systemen zur Formerfassung kann zwischen Bestimmung und Darstellung der Form unterschieden werden. Eine Formbestimmung im mathematischen Sinne ist ohne Diskretisierung schwerlich möglich, während hingegen Erfassung und Darstellung einer Objektform auch auf analoger Basis möglich sind. Stellvertretend sollen hier aus dem Bereich der Fertigungskontrolle der photographische oder visuelle Formvergleich mit Sollgeometrien, z.B. gemäß DIN ISO 10110, genannt werden. Die entsprechende messtechnische Erfassung kann wiederum nur in diskreten Punkten erfolgen, was mit interferometrischen Verfahren oder durch die digitale Photogrammetrie hochpräzise und größtenteils automatisiert umgesetzt werden kann. Somit ist auch die Formbestimmung auf die Messung diskreter Punktpositionen zurückführbar.

Man unterscheidet vor allem optische 3D-Messsysteme auch hinsichtlich der genutzten Strahlungsquelle. Passive Systeme greifen nicht in die Szenerie ein, sondern erfassen die in der Szenerie vorhandene Strahlung. In erster Linie können hier photogrammetrische Messsysteme genannt werden, mit denen auf Basis digitaler Mehrbildaufnahme dreidimensionale Punktkoordinaten bestimmt werden. Aber auch Theodolitmesssysteme könnten dazu gezählt werden, da sie nur eine optische Abbildung der Szenerie vornehmen. Aktive Systeme bringen gezielt Strahlungsenergie in die zu vermessende Szenerie ein und detektieren die reflektierte oder transmittierte Strahlung. Nach dem Reflexionsprinzip wird im Regelfall bei der elektrooptischen Distanzmessung gearbeitet, während die Computertomographie ein Beispiel für das Transmissionsprinzip ist.

Nachfolgend soll nun eine Einteilung der aktiven Verfahren bzw. Systeme zur statischen dreidimensionalen Positionsbestimmung bezüglich des physikalischen Messprinzips erfolgen. Dies umfasst Messsysteme basierend auf Triangulationsverfahren, Punktbestimmung durch Distanzmessung, Polarverfahren und Distanz- und Winkelmessung mit indirektem Sichtkontakt. Im Hinblick auf den angestrebten universellen Einsatz der neuentwickelten Messprinzipien werden Messsysteme für alle in der Ingenieurgeodäsie relevanten Entfernungsbereiche betrachtet.

### 2.1 Triangulationsverfahren

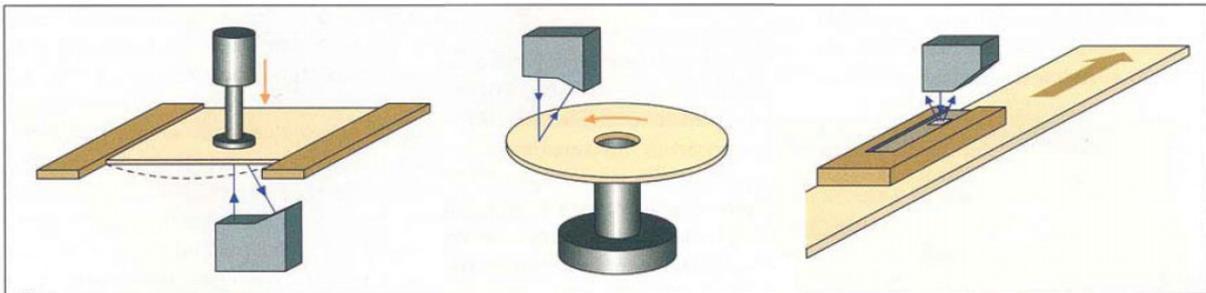
Ausgehend von den Systemen auf Basis passiver Triangulation wie Theodolitmessung und Mehrbildphotogrammetrie werden nachfolgend die aktiven Triangulationssysteme vorgestellt, unterteilt nach:

- Punkttriangulation
- Triangulation mit einer Lichtebene und
- flächenhafte Triangulation (Musterprojektion)

Die Triangulation ist eines der ältesten geodätischen Messverfahren für die Bestimmung von 2D- und 3D-Positionen. Ausgehend von den Endpunkten einer bekannten Basisstrecke wird durch Winkelmessung die Position eines dritten Punktes bestimmt. Wie bereits angeführt, kann man die Theodolitmessung als *passive Triangulation* charakterisieren. Die Messung von Vertikalwinkel und Horizontalrichtung erfolgt beim Theodolit durch zwei unabhängige Teilkreise. Die klassischen Triangulationsnetze der Landesvermessung wie auch die Basislattenmessung verloren zwar mit Einführung von elektronischer Distanzmessung (EDM) und GPS an Bedeutung. In der Industrievermessung werden Theodolitmesssysteme aber nach wie vor eingesetzt. Hier sind der Einsatz im Vorrichtungsbau von Automobiltaktstrassen [HORCH ET AL., 1991] und die Formbestimmung bzw. Montage von Flugzeugbauteilen [MÖSER, 2002] zu nennen. Auch die Mehrbild-

photogrammetrie zählt zu den passiven Messverfahren und soll deshalb hier nicht weiter erläutert werden. Klassische Anwendungsgebiete sind Fassadenaufnahme, Luftbild- und Industriephotogrammetrie [REGENSBURGER, 1990]. Neuere Entwicklungen sind die photogrammetrische Auswertung auf Basis von CMOS-Sensoren erstellter Hochgeschwindigkeitsaufnahmen [HAMPEL, 2003] und die Panorama-Photogrammetrie [MAAS / SCHNEIDER, 2004]. In Kombination von Theodolit und photogrammetrischem Messsystem gab es verschiedene Ansätze für Videotheodolite. Hierbei ist der Einsatz von Okularkamera und parallel zur Fernrohrachse angeordneten Kameras bzw. deren Integrationsgrad im Fernrohrtubus zu unterscheiden [SCHERER, 1995]. Die Nutzung der für die automatische Zielerfassung (ATR) im Leica Tachymeter TCA 2003 vorhandene CCD zur automatischen Objekterkennung wurde von [WASMEIER, 2004] untersucht. Erfolgreiche Ansätze zur Automatisierung des Theodolits gab es durch Motorisierung des Achssystems [GOTTWALD, 1987] und Kombination von Okularkamera und motorisierter Fernrohrfokussierung [BUCHMANN, 1996], [JURETZKO / SCHERER, 2000]. Solche automatisierten Theodolite kommen z.B. bei der Kalibrierung von Industrierobotern [MEYER, 1994] oder als Aufsatz eines Lasertrackers bei der Zielverfolgung und automatischen Orientierung mehrerer Punkte im Raum zum Einsatz [LEICA, 2003]. Als gut zu lokalisierende Objektpunkte werden hier z.B. LED's eingesetzt [KRYZYTEK, 1989], wodurch ein gleitender Übergang zur aktiven Triangulation gegeben ist.

Aktive Triangulation mit strukturierter Beleuchtung ist die am häufigsten verwendete Methode zur 3D-Oberflächenerfassung [JIANG / BUNKE, 1997] bzw. [TIZIANI, 1989]. Dabei werden definierte Lichtmuster auf das zu vermessende Objekt projiziert und von mindestens einer CCD-Kamera erfasst. Das Messprinzip beruht auf dem Schnitt der räumlichen Lichtstrahlen zwischen Projektionszentrum der Beleuchtungseinheit und Objektpunkt bzw. Objektpunkt und dem homologen Bildpunkt auf der CCD, der mit Subpixelgenauigkeit erfasst werden kann. Bei bekannter Position und Orientierung von Kamera und Beleuchtungseinheit lassen sich über Triangulation die Objektpunktkoordinaten im übergeordneten Koordinatensystem berechnen. Man unterscheidet Verfahren der Triangulation mit Hilfe eines Punktes, einer Linie oder eines flächenhaften Musters. Zur Erzeugung von Punkten oder Linien werden im Regelfall Laser eingesetzt, für flächenhafte Messungen verwendet man ein statisches Dia oder einen computergesteuerten Mustergenerator auf LCD-Basis im Strahlengang der Beleuchtungseinheit [GÜHRING, 2002]. Wegen der für hohe Genauigkeiten notwendigen hohen Schärfe der Projektion ist der Einsatz der aktiven Triangulation auf den Nahbereich beschränkt.



**Abb. 2.1: Durchbiegungs-, Taumel- und Oberflächenkontrolle durch Punktriangulation [REEB, 2003]**

Das Prinzip der **Punktriangulation** wird oft zur Streckenmessung im Nahbereich verwendet und kommt bei der Abtastung von Oberflächen zum Einsatz [SEITZ ET AL., 1986], u.a. im Laserscanner T-Scan der Firma Steinbichler. Die Punktriangulation mit festem Sender und festem Positionssensor wird in der Industrie zur Qualitätskontrolle in Echtzeit während der Fertigung verwendet. Das zu prüfende Werkstück wird so an der Lichtquelle vorbeigeführt, dass dabei ein Profil abgetastet wird. Man unterscheidet hinsichtlich der Anzahl bzw. Form der Detektoren zwischen einfacher, doppelter und rotationssymmetrischer Triangulation [REEB, 2003]. Anwendungen sind z.B. die Durchbiegungskontrolle, die Taumelprüfung oder die Oberflächenkontrolle (Abb. 2.1). Die Punktriangulation wird auch bei der Durchmesserbestimmung von Abwasserkanälen verwendet [REHSE / BÖRGERT, 1997]. Hier werden von einem Kanal-TV-Wagen drei Laserlichtpunkte an die Kanalwand projiziert und von einer Kamera mit Fischaugen-Objektiv gleichzeitig erfasst. Über die relative Lage der drei Bildpunkte lässt sich der Kanaldurchmesser berechnen.

Die aktive **Triangulation mit einer Lichtebene** erzeugt am Objekt ein Profil, aus dessen Messung Tiefeninformationen gewonnen werden können. Die Linien- oder Profilmessung, auch als Lichtschnittverfahren bezeichnet, kommt unter Verwendung von Weißlicht z.B. bei den Comet-Sensoren der Firma Steinbichler oder im 3D-Scanner ATOS III der Firma GOM zum Einsatz, der nach Herstellerangaben eine Auflösung im Bereich weniger Mikrometer bei einem Messbereich von 2 m x 2 m x 2 m erreicht. Beim Scannen wird die Lichtebene über das Objekt bewegt. Auch andere Laserscanner, die nach dem Lichtschnittverfahren arbeiten, sind nur im

Nahbereich bis 5 m einsetzbar, erreichen aber Standardabweichungen im Submillimeterbereich. Eine Ausnahme bildet der S25 von der Firma Mensi, der für Strecken bis 25 m ausgelegt ist [LUHMANN, 2002]. Weitere industrielle Anwendungen des Lichtschnittverfahrens gibt es analog zur Punktriangulation z. B. in der Qualitätskontrolle mit fester Anordnung von Sender und Empfänger über einem Fließband.

Ein 3D-Trackingsystem mit dynamischer Winkelmessung stellte die amerikanische Firma Arc Second unter dem Begriff „Indoor GPS“ vor, mittlerweile wird das System „X-Station“ genannt. Der zu positionierende Empfänger misst den zeitlichen Versatz zweier Laserpulse, die durch Rotation zweier zueinander geneigter, von einem rotierenden Transmitter ausgehender Laserebenen entstehen. Unter Kenntnis der Ebenenneigung, des Winkelversatzes der Ebenen, der Rotationsgeschwindigkeit des Transmitters und einer zusätzlichen Zeitmarke (LED-Puls) sind Horizontal- und Vertikalwinkel zum Empfänger messbar. Bei Messung der Signale von mindestens drei Transmittern ist die 3D-Position des Empfängers bei Reichweiten bis 30 m mit Genauigkeiten zwischen 0,1 mm und 0,3 mm bestimmbar [ARCSECOND, 2002]. Praxistests zeigten, dass die Genauigkeit stark von der geometrischen Konstellation abhängt und dass Submillimetergenauigkeit zumindest im Außeneinsatz nicht erreicht wird [LANDGRAF, 2007]. Die Kombination mit einer 3D-Probe ähnlich der T-Probe beim Leica Lasertracker wurde von [KANG / TESAR, 2004] beschrieben, allerdings auf Basis eines runden Rahmens mit drei positionsfesten Empfangseinheiten.

Die flächenhafte **Musterprojektion** wird beispielsweise bei der Projektions-Moiré-Methode angewandt. Der Moiré-Effekt entsteht, wenn ein dichtes Linienmuster auf ein Objekt projiziert und über ein Referenzgitter abgebildet wird. Das Referenzgitter kann dabei durch eine CCD mit Interline-Transfer ersetzt werden, wobei die Zahl der projizierten Linien auf die Dichte des Sensors abzustimmen ist. Mit Hilfe der Rastermethoden lassen sich Differenzen von Weggrößen mit hoher Präzision berechnen [RITTER, 1989], [SEIB / HÖFLER, 1990]. Beim codierten Lichtansatz [STRUTZ, 1992] werden zeitlich nacheinander  $n$  unterschiedliche Streifenmuster auf die zu vermessende Oberfläche projiziert, was die Realisierung von  $2^n$  verschiedenen Projektionsrichtungen erlaubt. Innerhalb weniger Sekunden können sehr große Punktmengen berechnet werden. Angewandt wird das Prinzip z. B. zur Oberflächenvermessung im Automobilbau. Weitere Möglichkeiten der Verwendung strukturierten Lichtes sind die Oberflächentexturierung mit einem stochastischen Muster zwecks Auswertung mit Korrelationsmethoden [CLAUS, 1988] oder die simultane Aufnahme eines projizierten Punktrasters mit mehreren Kameras [MAAS, 1992]. Beim System HandyScan3D wird vom Benutzer ein handelsüblicher Laserpointer über das zu erfassende Objekt bewegt. Der auf verschiedenen Objektpositionen simultan von zwei Kameras erfasste Laserpunkt ermöglicht die Kalibrierung des Kamerasystems. Danach kann das Objekt mittels Laserpointer, Laserlinie oder Graucode-Muster abgescannt werden [HAMFELD, 2002].

## 2.2 Punktbestimmung durch Distanzmessung

Die Bestimmung von 3D-Koordinaten auf Basis von Distanzmessungen erfolgt entweder durch taktile Messverfahren oder durch Bogenschnitt bzw. Trilateration, wobei hier noch zwischen absolut gemessenen Distanzen und Pseudostrecken zu unterscheiden ist. Die Messsysteme auf Basis von Pseudostrecken sind unterteilt nach Satellitenverfahren, terrestrischer Hyperbelortung und lokalen Positionierungsverfahren mit Funk oder Ultraschall als Signalträger (Abb. 2.2).

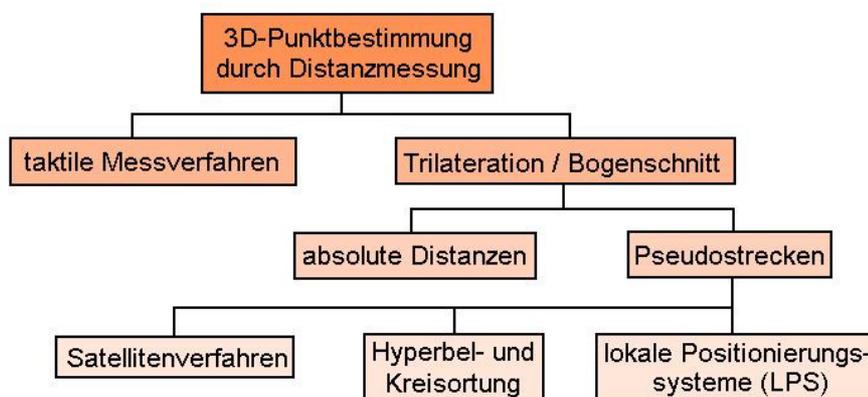


Abb. 2.2: Einteilung der Verfahren zur 3D-Punktbestimmung durch Distanzmessung

Bei klassischen **taktile Messverfahren** werden die Strecken parallel zu definierten Koordinatenachsen gemessen. Angewandt wird dies vor allem im Nahbereich, z.B. bei Koordinatenmessgeräten (KMG)

[SCHWARZ, 1995]. Da absolute Distanzmessung hierbei nicht unbedingt notwendig ist, werden wegen der hohen relativen Genauigkeit ( $< 1 \mu\text{m}$ ) neben magnetischen und optischen Längenmesssystemen mit Strichmaßstäben auch Laserinterferometer eingesetzt. Die Endpunkte der zu messenden Strecke werden mit einem Taster angefahren. Ersetzt man den Taster durch ein Atomkraft-Mikroskop (siehe Abschn. 8.1.1), lassen sich in Kombination mit Interferometrie derzeit ca. 25 mm lange Strecken mit Genauigkeiten im Bereich weniger Nanometer messen [PETERSEN / ROTHE, 2003], wobei der Messbereich des Interferometers durchaus erweiterbar sein sollte. [HÄRTIG ET AL., 2004] kombinieren den KMG-Taster mit einem Tripelspiegel für ein selbstnachführendes Laserinterferometer, um die Präzision des KMG zu steigern. Dieses selbstnachführende Laserinterferometer, eine Entwicklung der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB), ist mittlerweile unter dem Namen Lasertracer auf dem Markt [SCHNEIDER, 2004]. Im Vergleich zu Lasertrackern ist die Streckenmessgenauigkeit aufgrund der Verwendung einer fixierten Referenzkugel um eine Größenordnung besser, allerdings findet keine Winkelmessung statt. Der Lasertracer wird deshalb vorwiegend zur Kalibrierung von Lasertrackern und KMG's verwendet

Misst man Raumstrecken von mindestens drei koordinatenmäßig bekannten Punkten zu einem Neupunkt, so lassen sich dessen Koordinaten über den **räumlichen Bogenschnitt** bestimmen. Eine instrumentelle Realisierung für dieses geodätische Grundproblem gibt es im 3D-Laserinterferometer der Firma Itek [HOF, 1987]. Dabei werden von einem starren Gerüst simultan vier interferometrische Messungen zu einem Tripelspiegel ausgeführt. Die Strahlen müssen dem Tripelspiegel nachgeführt werden. Mit Hilfe des redundanten vierten Strahles lassen sich die Anfangsposition und Messabweichungen bestimmen. Aufgrund der geringen interferometrischen Reichweite bleibt das System wie die taktilen Verfahren auf den Einsatz im Maschinen- und Anlagenbau beschränkt. Gleiches gilt für eine mechanische Lösung der Distanzmessung mit Hilfe von Teleskopstäben [SCHIELE ET AL, 1986].

Das klassische Streckennetz hat zwar in der Landesvermessung an Bedeutung verloren, kommt aber im Bereich der Bauwerksüberwachung gelegentlich noch zum Einsatz. Bei der Trilateration über große Entfernungen hat sich in letzter Zeit die sogenannte **Pseudostreckenmessung**, durchgesetzt, die in der Regel als Streckenmessung nach dem Einweg-Prinzip realisiert ist. Da das Signal nicht zum Sender zurück reflektiert werden muss, kann man mit derselben Signalstärke größere Reichweiten erzielen. Bei den Verfahren der Satellitenvermessung und der großräumigen Hyperbelortung ist der Empfänger im zu bestimmenden Neupunkt platziert. Die Koordinaten der Sender sind bekannt.

Das derzeit am meisten verwendete **Satellitenverfahren** ist das amerikanische Global Positioning System (GPS). Bei der Absolutpositionierung erfolgt die Streckenmessung durch Laufzeitmessung nach dem Code-Korrelationsverfahren. Der empfangene C/A-Code oder P-Code wird mit einem im Empfänger erzeugten Soll-Code korreliert. Durch den Uhrsynchronisationsfehler zwischen Satellit und Empfänger wird die einzelne Streckenmessung stark verfälscht, man spricht deshalb von Pseudostrecken [HOFMANN-WELLENHOFF, 1994]. Die Zahl der zu bestimmenden Unbekannten setzt sich aus der Anzahl der Neupunktkoordinaten und dem Uhrsynchronisationsfehler zusammen. Die Koordinaten der Sender werden aus den zeitabhängigen Satellitenbahndaten berechnet, welche in Form von Broadcast Ephemeriden und Almanach-Daten im Datensignal enthalten sind. Die Systemzeit wird ebenfalls im Datensignal codiert von jedem Satelliten mit ausgesendet. Die Verfahren der relativen Positionierung bezüglich fester Referenzstationen mit bekannten Koordinaten wurden entwickelt, um auch ohne exakte Kenntnis des nur für das US-amerikanische Militär verfügbaren P-Codes und unter Umgehung der Systemsicherungsmaßnahmen GPS für geodätische Zwecke nutzbar zu machen. Die differentielle Auswertung von Code-Messungen (DGPS) ist heute Bestandteil vieler Navigationssysteme und erreicht bei statischer Anwendung Positionsunsicherheiten unter 1 m in der Lage. Die Auswertung von Phasenmessungen auf beiden Frequenzen ermöglicht Genauigkeiten im mm-Bereich für statische Anwendungen. Entscheidendes Kriterium ist neben der Messzeit die Länge der Basislinie, also der Abstand zur Referenzstation. Mit der Länge der Basislinie wächst der Fehlereinfluss durch die ionosphärische und troposphärische Refraktion bzw. fehlerhafte Satellitenorbits. Innerhalb von Referenzstationsnetzen kann dies durch Ausgleichung mehrerer Basislinien und Verwendung von Flächenkorrekturparametern minimiert werden [WANNINGER, 2004], was besonders für kinematische Anwendungen deutliche Vorteile bringt. Die künftige Modernisierung des GPS und die Einführung des europäischen Systems Galileo werden die Verfügbarkeit der Satelliten und die Zuverlässigkeit der Positionierung deutlich erhöhen.

In Abgrenzung zum bereits mit „Punktbestimmung“ definierten Begriff „Positionierung“, wird in der Navigation der Begriff „Ortung“ verwendet, der eher die Bestimmung der momentanen Position eines bewegten Objektes bezeichnet. Die **großräumige Hyperbel- oder Kreisortung** wie beim System LORAN-C basiert auf Sendestationen, die zu Ketten gruppiert, einige hundert Kilometer voneinander entfernt stehen. Die Stationen einer Kette senden synchronisierte Funksignale aus. Aus der zeitlichen Differenz, mit der die Signale

beim Empfänger eintreffen, kann dieser seine Position auf der Erdoberfläche errechnen. Da sich aus den Signalen von nur zwei Sendestationen mehrere Möglichkeiten für die errechnete Position ergeben, die auf einer Hyperbel liegen, benötigt man mindestens drei Stationen. Das LORAN-C-Signal wird auf einer Frequenz von 100 kHz ausgestrahlt, wobei eine Reichweite von bis zu 2500 km erzielt wird. Moderne Empfänger erreichen unter Berücksichtigung von Zusatzinformationen zur Ausbreitungsgeschwindigkeit des Signals Ortungsgenauigkeiten von bis zu zehn Metern [MANSFELD, 1994].

Einen Überblick zu **lokalen Positionierungssystemen (LPS) auf Basis von Funksignalen** liefern [WUNDERLICH / SCHÄFER, 2004]. Hier sind zunächst die Location Based Services (LBS) zu nennen - standortbezogene Informationsdienste, die über Mobilfunktelefone (Handys) genutzt werden können. Ein eingeschaltetes Handy steht in Verbindung mit einer Basisstation und kann so innerhalb der Funkzelle geortet werden. Misst das Handy beim EOTD-Verfahren (Enhanced Observed Time Difference) die Laufzeitunterschiede von Signalen mehrerer Sender, lässt sich der Standort eines Handys mit UMTS auf bis zu 20 m genau bestimmen [EVERS / KAHMANN, 2003].

Das System CAIROS ist die Realisierung eines funkbasierten Tracking-Systems, das in der Lage ist, die Positionsdaten der Spieler und des Balls für alle Spielsituationen eines laufenden Fußballspiels kontinuierlich und dreidimensional in Echtzeit zu erfassen. Ball und Spieler werden mit Funksendern ausgerüstet, deren Signale durch ein rings um das Spielfeld aufgebautes Empfängernetzwerk detektiert werden. Letzteres besteht aus mindestens acht synchronisierten und vernetzten Empfängern [VON DER GRÜN, 2003]. Mittlerweile wird das System auch für den Einsatz in hochdynamischen Umgebungen im industriellen Bereich angeboten. Bei bis zu 100 kHz Taktrate soll eine Positionsgenauigkeit von  $\pm 1,5$  cm erreicht werden. Ein ähnliches System wurde von [FISCHER ET AL., 2003] beschrieben. Bei einer festen Trackingrate des Systems von 1000 Messungen pro Sekunde können mehrere Transponder je nach Priorität im Multiplex-Verfahren nacheinander von außen für eine Messung aktiviert werden. Weitere Unterschiede zum CAIROS-System liegen in der Verwendung eines Referenztransponders mit fester bekannter Position und der FMCW- Radar-Technik (frequency modulated continuous wave) zur Laufzeitmessung. Die Genauigkeit einer 3D-Position wird mit  $< 10$  cm angegeben.

Daneben gibt es auch **LPS auf Basis von Ultraschall**. Für Videokonferenzsysteme, deren Kamera sich automatisch auf den jeweiligen Sprecher ausrichten soll, entstand ein Nachführsystem, das anhand zweidimensionaler Hyperbelortung des Audiosignals den Sprecher lokalisiert. Die Ortungsgenauigkeit wird mit 50 cm angegeben [KRÖGER, 2005]. Ein akustisches Positionierungssystem für den lokalen Einsatz auf Basis von sechs im Raum verteilten simultan gepulsten Sendern wurde von [ZIEGLER, 1996] beschrieben. Hier werden vier Wandler mit  $180^\circ$  Öffnungswinkel paarweise zu zwei Rundum-Empfängern auf einer festen Basis kombiniert. Die Berechnung der Empfängerposition erfolgt durch räumlichen Bogenschnitt mit Pseudostrecken und Genauigkeit im mm-Bereich. [WUNDERLICH / SCHÄFER, 2004] beschreiben Einsatzmöglichkeiten dieses Systems. Ein Positionierungssystem auf Basis von sechs im Raum verteilten Sendern mit definierter Pulsreihenfolge und einem ringförmigen Empfängerarray beschreibt [KLEEMAN, 1992]. Für kinematische Positionierung und Tracking von Robotern verwendet [KLEEMAN, 1999] kurz nacheinander von zwei Sendern erzeugte Pulse, die von je zwei Empfängern detektiert werden.

## 2.3 Polare Punktbestimmung

Die Kombination von Richtungs- und Distanzmessung ermöglicht die polare Punktbestimmung. Bei geodätischen Instrumenten ist die Messung von Horizontalrichtung, Zenitwinkel und Schrägdistanz üblich. Bei bekanntem Standpunkt lassen sich nach Horizontierung des Instrumentes und Orientierung zu einem weiteren bekannten Punkt durch Messung der polaren Beobachtungsgrößen die Koordinaten eines Neupunktes bestimmen. Instrumente, die nach dem polaren Messprinzip arbeiten, sind:

- Tachymeter
- Lasertracker
- Laserscanner und Laserradar.

**Tachymeter**, die automatisch messen, auswerten und registrieren, werden auch als Totalstationen bezeichnet. Die Messung von Horizontalrichtung und Vertikalwinkel erfolgt wie beim Theodolit durch zwei separate Teilkreise. Ein Neigungssensor stellt den Bezug zur Lotrichtung her (elektronischer Kompensator). Die Streckenmessung erfolgt zumeist koaxial mit dem kardanisch kipp- und drehbaren Fernrohr. Bei motorisiertem Achssystem und einer automatischen Zielerfassung [KAHMEN, 1992] sind Tachymeter auch als Ein-Mann-

Totalstation zu betreiben. Bei automatischer Zielerfassung unterscheidet man Systeme mit aktiven und passiven Reflektoren, bzw. Verfahren zur Grob- und Feinsuche. Auch Systeme zur Zielverfolgung sind bei einigen Totalstationen implementiert. Moderne Instrumente bieten verschiedene Messmodi für verschiedene Reflektorarten an. Die höchste Präzision und Reichweite erzielt man bei Messung auf Tripelprismen. Bei Messung auf Reflexmarken oder beliebigen technischen Oberflächen (reflektorlos) ist beides geringer. Die meisten Abweichungen der Richtungsmessung, wie Kipp- oder Zielachsabweichung etc., lassen sich durch Messung in zwei Fernrohrlagen eliminieren. Stationierung und Orientierung des Tachymeters erfolgt durch polare Messung zu bekannten Punkten oder durch Kombination mit GPS [INGENSAND, 1999].

**Lasertracker** arbeiten ähnlich wie zielverfolgende Tachymeter, allerdings wird die Distanzmessung während der Zielverfolgung des Retroreflektors interferometrisch durchgeführt (Abb. 2.3). Demzufolge ist das System auf 30 – 50 m Reichweite limitiert, erreicht aber zumindest im Nahbereich Genauigkeiten im Bereich weniger  $\mu\text{m}$ . Die Lasertracker von Leica, Faro, SMX und API-Brunson unterscheiden sich vornehmlich in der Strahlführung [DEUMLICH / STAIGER, 2000]. Die Winkelmessgenauigkeit ist um den Faktor zwei bis drei schlechter als bei Präzisionstachymetern [SCHWARZ, 1999]. Bei älteren Modellen wie dem SMART 310 [LOSER, 1993] oder dem CMS-3000 [RULAND, 1993] erhält man reproduzierbaren Raumbezug durch interferometrische Relativmessung zu einer beliebig definierbaren „home position“. Beim Leica Lasertracker LTD 700/800 kann an beliebiger Position eine Absolutdistanzmessung vorgenommen werden, welche nach dem vom Mekometer weiterentwickelten Prinzip der Polarisationsmodulation erfolgt, allerdings mit verkürzter Messzeit. Einsatz findet der Lasertracker als „elektronische Lehre“ im Flugzeugbau und bei vielen anderen Aufgaben im Maschinen- und Anlagenbau [MÖSER, 2002]. Die Kombination mit einer Hochgeschwindigkeitskamera (T-Cam) beim System LTD 700/800 ermöglicht die räumliche Orientierung der T-Probe, einem handgeführten Messtaster für die taktile Punktmessung. Über Reichweiten von 12 m wurde hierfür die Messunsicherheit einer 3D-Positionsmessung von  $2\sigma \leq 150\ \mu\text{m}$  nachgewiesen [WALLSTAB-FREITAG, 2006]. Alternativ können auch ein Hand-Laserscanner (T-Scan) oder ein Trackersteuerungssensors (T-Mac) für die Maschinensteuerung während der Messung räumlich orientiert werden [LEICA, 2004].

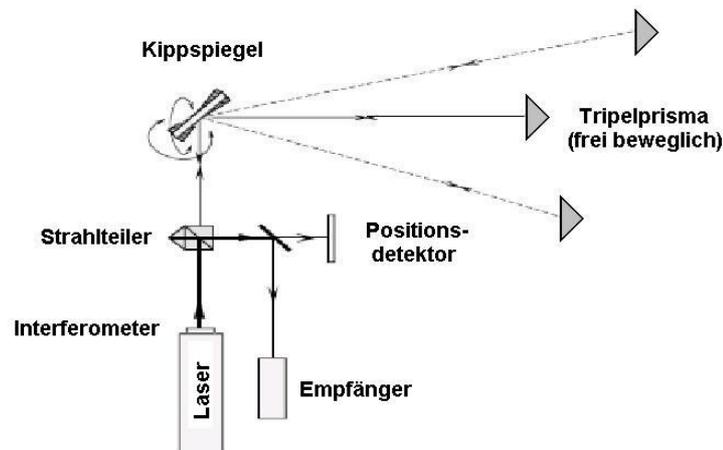


Abb. 2.3: Prinzip des Lasertrackers nach [SCHWARZ, 1999]

**Laserscanner** dienen der dreidimensionalen Abtastung einer Objektoberfläche durch einen Laserstrahl in einem definierbaren Winkelraaster. Mit Schrittmotoren getriebene Ablenkspiegel ermöglichen das Anfahren diskreter Winkelpositionen, nach deren Erreichen die Laser-Distanzmessung ausgelöst wird. Nach diesem Prinzip können Objektoberflächen mit sehr hoher Punktdichte gescannt werden. Unterschieden werden terrestrische 3D-Laserscanner und 2D-Laserscanner für den kinematischen Einsatz in Flugzeugen und Satelliten. Terrestrische 3D-Laserscanner mit Pulslaufzeitmessung oder Phasenvergleichsverfahren erzielen Reichweiten zwischen 30 und 200 m, einige Laserscanner wie z.B. der LZM210 von Riegl schaffen sogar mehr als 700 m. Die meisten Laserscanner liefern auch ein Intensitätsbild der Remission und fallen damit unter den Überbegriff LIDAR (LIght DEtection AND Ranging). Nicht zu den Polarverfahren zählen Laserscanner, die nach dem Lichtschnittverfahren arbeiten. *Laserradar* bezeichnet einen reflektorlos arbeitenden 3D-Laserscanner der Firma Metric Vision, dessen Distanzmessung nach dem gleichnamigen in Abschnitt 3.2 beschriebenen Verfahren (hybride Modulation) funktioniert. Der Strahldurchmesser beträgt 0,2 mm bei 2 m und 0,7 mm bei 10 m Entfernung. Dieser entscheidende Unterschied zu anderen Laserscannern äußert sich in einer 3D-Koordinatengenauigkeit ( $2\sigma$ ) von unter  $240\ \mu\text{m}$  über Strecken bis 24 m (Herstellerangabe). Die

maximale Reichweite beträgt 60 m. Auch die Firma Zoller+Fröhlich bezeichnet ihre Laserscanner als visuelles Laserradar, erreicht jedoch nicht die hohen Genauigkeiten des Produktes von Metric Vision.

## 2.4 Distanz- und Winkelmessung mit indirektem Sichtkontakt

Eine definierte Umlenkung des Zielstrahles mittels Spiegel oder Prisma findet baubedingt in vielen optischen Instrumenten statt. Daneben gibt es Instrumente, bei denen die Umlenkung Teil des Messprinzips ist, wie z.B. in optischen Zenitloten oder Laserscannern. Bei Umlenkung innerhalb des Instrumentes liegt immer eine feste oder zumindest fest definierte Geometrie vor. In diesem Kapitel sollen allerdings Positionierungsverfahren vorgestellt werden, bei denen der Zielstrahl nach Verlassen des Instrumentes eine externe Umlenkung erfährt. Dies betrifft das Prinzip der einfachen Streckendifferenzmessung, das Prinzip des Orthogonalspiegels und Tachymeter-Aufsatzsysteme.

### 2.4.1 Streckendifferenzmessung

Das Prinzip der elektrooptischen Streckendifferenzmessung wurde von [WITTE, 1975] vorgestellt. Ziel war hier nicht die Messung zu verdeckten Punkten, sondern das Eliminieren systematischer Abweichungen in Form von Additionskonstanten aus der schrägen oder vertikalen Distanzmessung in Bergbau- und Tunnelschächten. Der horizontale Zielstrahl wurde zunächst durch einen Planspiegel in die Vertikale gelenkt und so die Strecke zu einem Reflektor am anderen Schachtende gemessen. Um den darin enthaltenen Anteil der horizontalen Strecke inkl. Additionskonstante zu bestimmen, wurde der Spiegel durch ein Reflexionsprisma ersetzt. Als Differenz beider Strecken erhielt man die verbesserte vertikale bzw. schräge Strecke.

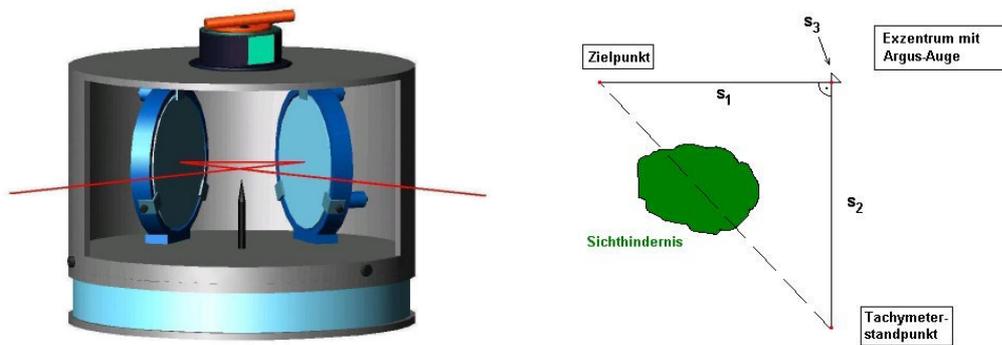
Dasselbe Prinzip kann auch zur Seespiegelfixierung verwendet werden [BIENERT, 2003], die in der Literatur auch als hydrokinematisches Nivellement bezeichnet wird [WEISE, 1985]. Der Wasserspiegel eines Binnensees wird hier zur Höhenübertragung von einem Ufer zum anderen verwendet. Ein auf dem Wasser platzierter Schwimmer mit nach oben gerichtetem Reflexionsprisma wurde repetierend mit einem Tachymeter angemessen. Der horizontale Zielstrahl des Tachymeters wurde durch einen über dem Schwimmer aufgehängten Spiegel vertikal auf das Reflexionsprisma gelenkt. Die Änderung der so gemessenen Strecken gibt die Vertikalbewegung des Schwimmers und damit den Seewasserpegel wieder. Durch gleichzeitige Messung am gegenüberliegenden Ufer und Mittelung über einen längeren Beobachtungszeitraum kann die Höhendifferenz der Tachymeterkippsachsen mit mm-Genauigkeit bestimmt werden. Systematische Abweichungen ergeben sich durch die unterschiedliche Einsinktiefen der Schwimmer und Differenzen der Wassertemperatur. Als analoger Tiefpassfilter dient ein breiter Zylinder, der Oberflächenwellen abfängt.

Zur hochauflösenden Überwachung von Bauwerksbewegungen historischer Kirchen setzten [STEMPFHUBER ET AL., 2004] indirekte Winkel- und Distanzmessung ein. Grundlage war ein Online-Monitoringsystem auf Basis eines motorisierten Präzisionstachymeters. Bei fehlender Sichtverbindung des Tachymeters zu den Reflektoren wurde der Zielstrahl mittels eines Vorderflächenplanspiegels umgelenkt. Die Bewegung des indirekt beobachteten Reflektors wurde über Vektorrechnung abgeleitet und in Form dreidimensionaler Koordinatenunterschiede dargestellt.

### 2.4.2 Pentaprisma und Orthogonalspiegel

Zur definierten Auslenkung eines optischen Zielstrahles können z.B. Pentaprismen genutzt werden. [GEITNER, 1969] verwendet ein Pentaprisma, welches horizontalisiert und durch Autokollimation orientiert werden kann, um den horizontalen Zielstrahl eines Theodolits als Lotstrahl vertikal oder leicht geneigt nach unten zu lenken. Hier sind besonders Schliff- und Einbaufehler des Prismas zu berücksichtigen. Zur Umlenkung eines Streckenmesslasers ist ein Pentaprisma nicht geeignet, da optischer und geometrischer Weg innerhalb des Prismas nicht identisch sind und die Grenzflächen den Strahl reflektieren.

Als Hilfslösung für die Messung eines Exzentrums wäre hier das System KiLas der Firma Bohnenstingl zu nennen. Es kombiniert ein Tripelprisma, ein Doppelpentaprisma, einen elektronischen Distanzmesser (z.B. Disto von Leica) und optional einen Neigungsmesser auf einem einzigen Prismenstab. Im Exzentrum wird der Stab aufgestellt und visuell mit Hilfe des Doppelpentaprismas ein rechter Winkel zwischen Tachymeter, Exzentrum und Zentrum realisiert [BOHNENSTINGL, 2004]. Mittels Tachymeter werden die Koordinaten des Exzentrums bestimmt und der Disto misst die Strecke zum Zentrum. Eine Umlenkung des Streckenmesslasers findet hier jedoch nicht statt.

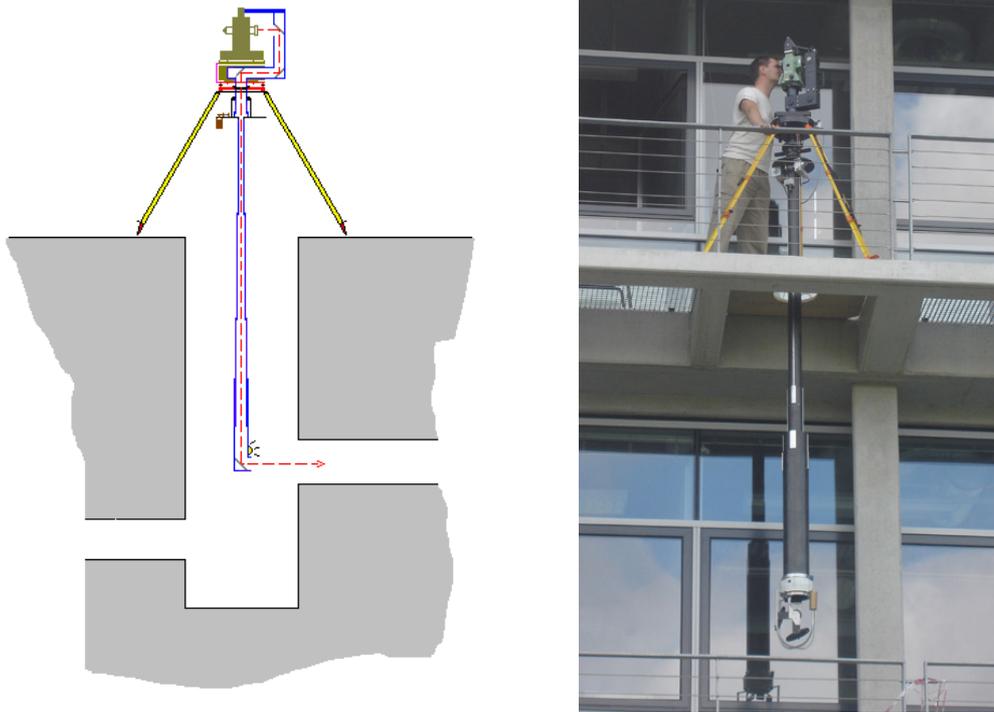


**Abb. 2.4: Funktionsmodell und Einsatzprinzip des Argus-Auges**

Ein rechter Winkel kann optisch auch mit einem Winkel- oder Orthogonalspiegel realisiert werden, dessen reflektierende Flächen wie beim Pentaprisma im Winkel von 50 gon zueinander stehen. Der Einsatz eines Orthogonalspiegels als passives Exzentrum zur tachymetrischen Polaraufnahme wurde von [FUHRLAND, 2004] vorgestellt. Die Messung der Zielstrahlauslenkung im Exzentrum entfällt, da der Orthogonalspiegel den Horizontalwinkel von 100 gon bereits vorgibt, wenn die Spiegelflächen lotrecht stehen. Unter der letztgenannten Bedingung sind die Vertikalwinkel des einfallenden und des ausgelenkten Zielstrahls identisch. Bei Anvisierung des Zielpunktes über den Orthogonalspiegel liefert die anschließende Distanzmessung die Summe  $s_{\text{ges}}$  der schrägen Teilstrecken  $s_1$  und  $s_2$  zwischen Stehachse des Orthogonalspiegels und dem Tachymeter bzw. dem Zielpunkt. Ebenfalls enthalten ist die Spiegelvariable  $s_3$ , deren Betrag in Abhängigkeit vom Vertikalwinkel berechnet werden kann. Sie bezeichnet den Signalweg innerhalb des Orthogonalspiegels. Die anschließende polare Punktbestimmung des Argus-Auges durch Distanzmessung zur Rundum-Reflexmarke am unteren Rand liefert die zu  $s_2$  homologe Horizontalabstand  $HD_2$  zwischen Tachymeter und Orthogonalspiegel. Zieht man  $s_3$  und  $s_2$  von  $s_{\text{ges}}$  ab, erhält man die Schrägstrecke zwischen Orthogonalspiegel und Zielpunkt, welche über den Vertikalwinkel auf eine Horizontalabstand reduziert werden kann. Die Höhendifferenz zwischen Tachymeterkippachse und Zielpunkt erhält man, wenn man die Summe der Teilstrecken mit dem Kosinus des Vertikalwinkels multipliziert. Kombiniert mit einer Visureinrichtung, wie z.B. beim *Argus-Auge*, lässt sich der Orthogonalspiegel zur Architekturvermessung, zur rechtwinkligen Absteckung von Bauachsen und zur Höhenübertragung einsetzen [FUHRLAND, 2005]. Abbildung 2.4 zeigt ein Funktionsmodell und das Einsatzprinzip des Argus-Auges.

### 2.4.3 Tachymeter-Aufsatzsysteme

Das modulare Tachymeter-Aufsatzsystem ArgusTAT der Firma Argus GeoTech GmbH ist ein Zusatzinstrument zum herkömmlichen Tachymeter. Es ermöglicht die Vermessung unterirdisch liegender Punkte ausgehend von einem oberirdisch gelegenen Tachymeterstandpunkt [FUHRLAND, 2006]. Der horizontale Zielstrahl des Tachymeters wird über ein Spiegelsystem, bestehend aus vier Orthogonalspiegeln, auf einen dazu parallelen horizontalen Zielstrahl in variabler Tiefe umgelenkt (Abb. 2.5). Die ersten drei Orthogonalspiegel befinden sich in einer Umlenkeinheit, die den Griff des Tachymeters mit dem drehbaren Mittelteil einer Präzisionskonsole verbindet. Ein vertikal am Stativ anzuhängendes Teleskop ist über einen Seilzug motorisiert ausfahrbar und variiert so die Tiefe des vierten Orthogonalspiegels. Durch die kardanische Aufhängung des Teleskops und Klemmverbindung mit dem Mittelteil der Präzisionskonsole sollte die (vertikale) Teleskopachse genau mit der Stehachse des Tachymeters zusammenfallen. Dreht man den Tachymeter um die Stehachse, drehen sich die Umlenkeinheit, der Mittelteil der Konsole und das Teleskop mit. Ober- und Unterteil der Konsole sind durch eine Klemmvorrichtung verbunden, so dass die Zwangszentrierung des Tachymeters bei Drehung um die Stehachse stehen bleibt.



**Abb. 2.5 : Tachymeter-Aufsatzsystem**

Wenn der Tachymeter mittig über einem offenen Schacht steht und der Tachymeteraufsatz mit Teleskop angehängt wird, kann das Teleskop auf die Tiefe (bis zu 8 m) des zu erfassenden Kanals ausgefahren werden. Mit der Drehung des Tachymeters um die Stehachse ändert sich auch die Blickrichtung im Schacht. So kann der Kanal oder ein sich darin befindliches Fahrzeug im Fernrohr des Tachymeters sichtbar gemacht werden und die Horizontalrichtung kann mit dem Tachymeter gemessen werden. Da die mechanische Führung des Teleskops nicht so exakt gearbeitet werden kann, dass die Parallelität zwischen ausgelenktem und originärem Zielstrahl beim Ausfahren des Teleskops erhalten bleibt, ist am obersten Tubus ein Feintrieb eingefügt. Fokussiert man mit dem Tachymeter auf ein im untersten Tubus gespanntes beleuchtetes Fadenkreuz, kann man dieses mit Hilfe des Feintriebes parallel zum Fadenkreuz des Tachymeters stellen. Die Standardabweichung dieser optischen Richtungsübertragung hängt in erster Linie vom Beobachter ab und wurde von [Herrmann, 2005] mit  $s_r = 50 \text{ mgon}$  empirisch ermittelt. Dabei sind mit dem mechanischen Teilkreis auch definierte Verschwenkungen einstellbar. Durch Distanzmessung zu einer im untersten Tubus per Fernbedienung ausklappbaren Reflexionsplatte kann die Ausfahrtiefe ermittelt werden. Klappt man die Reflexionsplatte zurück, kann die Gesamtstrecke zum Zielpunkt gemessen werden. Nach Differenzbildung und Berücksichtigung der vom Vertikalwinkel abhängigen Spiegelvariablen lassen sich Lage und Höhe des Zielpunktes berechnen.

## 3 Technologien der elektronischen Distanz- und Winkelmessung

### 3.1 Überblick

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Entwicklung einer neuen Technologie zur Distanzmessung und einer neuen Technologie zur zweiachsigen Winkelmessung beschrieben. Auch hierfür soll der Stand der Technik dargelegt werden. Nachfolgend werden zunächst die verschiedenen Technologien zur absoluten Distanzmessung vorgestellt, unterteilt nach der Art der Trägerwelle. Der Schwerpunkt liegt gemäß Aufgabenstellung auf den Technologien, die Laser als Trägerwelle verwenden. Da prinzipiell auch die Möglichkeit besteht, andere Trägerwellen zu verwenden, wird der Vollständigkeit halber auch auf Ultraschall und Mikrowellen eingegangen. Eine Übersicht zu den Technologien zeigt Tabelle 3.1, wobei die Bedingungen für genannte erzielbare Reichweiten und Standardabweichungen im einzelnen in den Abschnitten 3.2 bis 3.4 dargestellt sind.

Trägerwelle	Technologie der Distanzmessung	Messbereich	erreichbare Genauigkeit	Anwendung
<b>Laser</b>	Absolutinterferometer	1 mm bis 60 m	1 $\mu\text{m}$	Lasertracker, industrielle Messungen
	Pulslaufzeitmessung (TOF) im Zeitbereich	1 mm bis > 6000 km	$\geq 0,1 \text{ mm}$ , 2 mm+2 ppm, > 10 cm	Laserscanner, Tachymeter, SLR, LIDAR
	Pulslaufzeitmessung im Frequenzbereich	1 mm bis > 250 m	0,01 bis 2 mm	MoLECL-Sensoren
	Phasenvergleich	0,1 m bis 50 km	1 mm + 1 ppm	Laserscanner, Tachymeter, Langstreckenmesser
	Kombinierte Verfahren	0,1 m bis 3 km	1 mm + 1 ppm	Tachymeter, Disto
	Polarisationsmodulation	0,1 m bis 3 km	10 $\mu\text{m}$ bis 100 $\mu\text{m}$	Lasertracker, Mekometer
	Frequenzmodulation	0,1 m bis 3 km	10 $\mu\text{m}$ bis 10 cm	Laserradar, LIDAR
<b>Ultraschall</b>	TOF in Luft	1 mm bis 30 m	0,25 mm bis 2 mm	Spurlattenmessung, Präsenzsensoren
	TOF in Wasser	1 mm bis 20 km	5 $\mu\text{m}$	Füllstandsmessung, Echolot
<b>Mikrowellen</b>	Phasenvergleich (Terrestrisch)	20 m bis 150 km	$\geq 3 \text{ mm} + 3 \text{ ppm}$	Langstreckenmesser

**Tabelle 3.1 : Übersicht zu bestehenden Distanzmesstechnologien**

Bei allen elektronischen Streckenmessverfahren ist der Einfluss der Atmosphäre das limitierende Genauigkeitskriterium. Die je nach Wellenlänge unterschiedliche Abhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektromagnetischen Wellen vom Brechungsindex und bei großen Strecken auch die Krümmung der Bahnkurve sind nur schwer erfass- und modellierbare Größen. Durch die messtechnisch sehr aufwändige Erfassung der dispersiven Einflüsse sind höhere Genauigkeiten erreichbar. Die Reichweite der einzelnen Verfahren hängt von der Energie bzw. Energiedichte der Strahlung, von der Reflektivität des Zielpunktes, dem Transmissionsgrad der durchlaufenen Medien, der Empfindlichkeit des Sensors und vom Vorhandensein eventueller Störquellen ab. Dementsprechend breitbandig ist der Messbereich einiger Prinzipien in Tabelle 3.1 angelegt.

Im Rahmen dieser Arbeit wird auch die Entwicklung einer neuen Technologie zur zweiachsigen elektronischen Winkelmessung vorgestellt. Der Stand der Technik hierzu soll ebenfalls in diesem Kapitel dargelegt werden. Prinzipiell kann eine Winkelmessung in zwei Rotationsachsen durch getrennten Abgriff beider Achsen oder aber durch eine gemeinsame Messung der beiden Winkel erfolgen. Deshalb werden die bestehenden Technologien nachfolgend in ein- und zweiachsige Winkelmessprinzipien unterteilt, wofür Tabelle 3.2 einen Überblick gibt. Neigungsmessung und Winkelmessung sind bezüglich der Messgröße als getrennte Verfahren zu betrachten. Bezüglich des Wirkprinzips des Winkelabgriffs soll an dieser Stelle aber auch eine Auswahl von

Technologie der Winkelmessung	Rotationsachsen	Messbereich	erreichbare Genauigkeit	Anwendung
interferometrisch	1	13,3 gon	0,0007 mgon	Kalibrierung von Teilkreisen und Autokollimatoren
Teilkreis	1	400 gon	0,0015 mgon bis 3 mgon	Theodolit CNC-Maschinen
Servo – Stellglieder (Piezo, VoiceCoil, Galvo)	1	0,1 gon bis 133 gon	0,1 mgon	Photophysik Laserscanner
dynamisch (Rotationszeitmessung)	1 oder 2	400 gon	0,15 mgon	Theodolit, Capsy X-Station
Seismische Sensoren	1 oder 2	$\pm 100$ gon	0,02 %	Neigungssensor
Pendelsysteme	1 oder 2	bis 22 gon	0,3 bis 1,3 mgon	Neigungssensor
Flüssigkeitshorizont	2	0,1 gon	0,05 mgon	Neigungssensor
fast-steering mirros Hexapods	2 oder 3	11 gon bis 66 gon	0,1 mgon bis 0,6 mgon	Photophysik Laserscanner

Tabelle 3.2 : Übersicht zu bestehenden Winkelmesstechnologien

Neigungssensoren betrachtet werden, da zweiachsiger Winkelabgriff häufiger bei den Neigungssensoren zum Einsatz kommt. Letzten Endes ist die Differenz zweier Neigungen auch ein Winkel.

### 3.2 Distanzmessung auf Laserbasis

Elektronische Distanzmessung mittels Laser hat den Vorteil der guten Bündelung des Zielstrahles. Die Verwendung von preiswerten und leicht integrierbaren Diodenlasern im sichtbaren und infraroten Wellenlängenbereich brachte eine neue Generation geodätischer Streckenmessinstrumente hervor. Wegen der geringeren spektralen Bandbreite und daraus resultierend größeren Kohärenzlänge werden u.a. für interferometrische Messungen Gas- und Festkörperlaser verwendet, letztere wegen der möglichen hohen Pulsenergie z.B. auch für Satellite Laser Ranging (SLR) [KIRCHNER / KOIDL, 2004], Lunar Laser Ranging (LLR) und LIDAR (Light Detection And Ranging) [FREY, 2002]. Distanzmessung auf Laserbasis erfolgt bislang fast ausschließlich nach dem Zweiweg-Prinzip. Eine Ausnahme bildet die Distanzmessung nach dem bereits in Abschnitt 2.1 erläuterten Triangulationsprinzip. Im folgenden werden die Technologien der Absolutinterferometrie, Pulslaufzeitmessung, Phasenvergleich, Polarisations- und Frequenzmodulation und kombinierte Verfahren näher betrachtet. Bezüglich technologischer Details wird verstärkt auf die Pulslaufzeitmessung eingegangen, da auch die Pseudostreckenmessung mit Laserpulsen realisiert werden soll.

Im Gegensatz zur klassischen Längeninterferometrie bietet die **Absolutinterferometrie** die Möglichkeit, Distanzen statisch ohne Verschieben des Messreflektors zu messen. In der Literatur findet man hierzu die Begriffe ADI (Absolute Distance Interferometry) oder FSI (Frequency Scanning Interferometry). Eine Zusammenstellung verschiedener Realisierungsansätze findet man bei [DE GROOT, 2001] und [KINDER, 2003], sowohl für die Arbeit mit mehreren festen Wellenlängen gleichzeitig als auch für die Arbeit mit einer kontinuierlich durchstimmbaren Wellenlänge. Die Prinzipien variieren in der Art der Signalmodulation und auch in der Art der Phasenmessmethoden, von denen die modernen Verfahren, wie Phasenschiebe-, Phase-Locked-, Phase-Sampling- und die Heterodyn-Interferometrie, unabhängig von Lichtintensität und Interferenzkontrast arbeiten.

Der Einsatz von Halbleiterlasern ist in der Interferometrie noch nicht so weit verbreitet wie z.B. in der optischen Nachrichtentechnik. Die schlechtere Strahlqualität, ungenügende Frequenzstabilität und die geringere Kohärenzlänge im Vergleich zu frequenzstabilisierten Gaslasern sind hierfür die Gründe. Die Abhängigkeit der Wellenlänge von Injektionsstrom und Temperatur des Halbleiters wird jedoch in der Absolutinterferometrie bewusst ausgenutzt. Beim kontinuierlichen Durchstimmen der Wellenlänge von  $\lambda_1$  nach  $\lambda_2$ , d.h. ohne Modensprung, ist die Änderung  $\Delta\phi$  der Interferenzphase ein Maß für die konstante Entfernung  $L$  des Messspiegels. In  $\Delta\phi$  sei auch die ganzzahlige Anzahl der Interferenzänderungen enthalten. Nach [PFEIFER/THIEL, 1993] ergibt sich

$$L_{abs} = \Delta\phi \cdot \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{2(\lambda_1 - \lambda_2)} \quad (3.2.1)$$

Da die simultane Messung der aktuellen Wellenlänge zu aufwändig ist, wird der Längenvergleich mit einem Referenzinterferometer konstanter Länge  $L_{ref}$  durchgeführt, indem dort die zu  $\Delta\phi_{abs}$  homologe Phasenänderung  $\Delta\phi_{ref}$  beobachtet wird. Ist  $L_{ref}$  bekannt, ergibt sich

$$L_{abs} = L_{ref} \cdot \frac{\Delta\phi_{abs}}{\Delta\phi_{ref}} \quad (3.2.2)$$

Genauigkeitskriterien sind hier die Genauigkeit der Referenzstrecke, die Kohärenzlänge und die Unsicherheit der Phasenmessung, wobei letztere sinkt, je größer der modensprungfreie Durchstimmbereich  $\Delta\nu$  ist. Hier erreicht man bei ECDL (External-Cavity-Diode-Laser) in Littrow-Aufstellung ein  $\Delta\nu$  von weit über 10 GHz [SOLTWEDEL / SALEWSKI, 2004]. Mit diesen externen Gitterresonatoren sind auch Kohärenzlängen von bis zu 100 m erreichbar, wodurch Strecken bis über 40 m mit einer Genauigkeit im Bereich weniger Mikrometer messbar sind [THIEL ET AL., 1995], laut [www.sacher-laser.com] sogar über 100 m mit Submikrometer-Genauigkeit. Um Vibrationen der Interferometerspiegel mit zu erfassen, schlagen [BURGARTH ET AL., 2003] die Verwendung eines zweiten ECDL vor. Abbildung 3.1 zeigt ein Absolut-Distanz-Interferometer mit ECDL in Littman/Metcalf-Konfiguration.

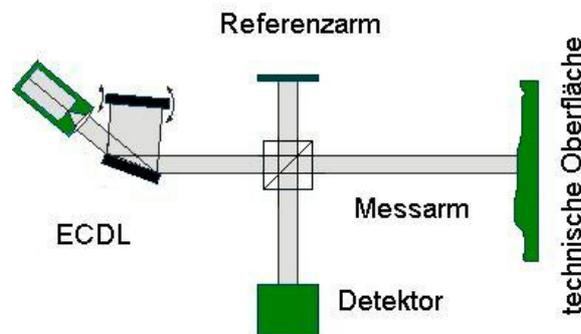


Abb. 3.1 : Absolut-Distanz-Interferometer-Anordnung mit External Cavity Diode Laser

Eine Kombination von HeNe-Laser und ECDL wurde von [KINDER, 2003] untersucht. Die zwischen stabilisiertem HeNe-Laser und ECDL mit nicht entspiegelter Laserdiode erzeugte Schwebungsfrequenz wird kontinuierlich um bis zu 100 GHz geändert. Aus der Phasenänderung dieser variablen synthetischen Wellenlänge (VSW-ADI) wird die absolute Länge berechnet. Eine Kalibrierung ergab eine Messunsicherheit von  $2 \mu\text{m} + 3 \cdot 10^{-7} \cdot L$  im Bereich bis 54 m [KINDER ET AL., 2004]. Ein ähnlicher Ansatz findet sich bei [SUZUKI ET AL., 2004].

Unter Verwendung eines akusto-optischen Modulators (AOM) lässt sich auch die Frequenz eines Gaslasers extern variieren, wodurch auch eine zweite stabile Frequenz generiert werden kann. [FISCHER ET AL., 1992] beschreiben den entsprechenden Aufbau eines absolutmessenden Doppelheterodyn-Interferometers. Für einen praxistauglichen Entwurf, mit dem theoretisch Distanzen von 100 m mit Mikrometer-Genauigkeit messbar sind, wurde allerdings der Gaslaser wegen seiner langen Einschwingzeiten durch eine strom- und temperaturstabilisierte Laserdiode ersetzt. [XIAOLI / KATUO, 1998] beschreiben ein ähnliches System.

Die Hauptanwendung der Interferometrie liegt im Werkzeugmaschinenbau, neben Koordinatenmessgeräten und Maschinensteuerung wird das Interferometer als Maßstab zur Kalibrierung eingesetzt. Eine geodätische Anwendung findet sich bislang bei der Einrichtung von Linearbeschleunigern [SCHLÖSSER ET AL., 2004]. Das Hauptproblem liegt in der Berücksichtigung von Umwelteinflüssen wie Temperatur, Staub und Luftfeuchte, die die Messgenauigkeit gerade bei Distanzen  $> 10$  m stark beeinträchtigen.

Bei der **Pulslaufzeitmessung**, auch Time-Of-Flight-Messung (TOF) genannt, wird die Differenz zwischen Aussende- und Empfangszeitpunkt eines elektrooptischen Pulses gemessen, wobei die Techniken zur Zeitpunkt detektion und zur Zeitmessung geräteabhängig variieren. Die Art der Zeitpunkt detektion entscheidet, welcher Teil eines Pulses ausgewertet wird. Gegenüber der Schwellwertmethode hat die Detektion eines Nulldurchgangs, z.B. mit Hilfe eines Constant Fraction Discriminators (siehe Abschn. 6.1.2), den Vorteil der Unabhängigkeit von der Amplitude des empfangenen Signals, die ansonsten nachgeregelt werden muss.

Alternativ kann die Korrelation der Pulsformen von Sende- und Empfangssignal den Empfangszeitpunkt unabhängig von der Amplitude festlegen. Die Art der Zeitmessung kann durch Zählimpulse eines Referenzoszillators, durch einen Rampengenerator [KLEIN, 1971] oder eine Kombination aus beiden [GRIMM ET AL., 1986] erfolgen.

Der von [HIPPEL, 1983] vorgestellte FEN 2000 arbeitet mit elektrooptischen Pulsbreiten von 5 ns bei 300 MHz Taktrate. Eine APD mit breitbandigem Hochfrequenzverstärker diente als Empfänger. Die Standardabweichung einer Einzelmessung wurde mit 25 cm angegeben. Die Mittelung schneller Pulsfolgen über eine Messzeit von 1 s liefert gemäß Herstellerangaben statistisch verbesserte Genauigkeiten im mm-Bereich. Eine höhere Einzelpulsleistung bei geringerer Pulsfolgefrequenz erhöht die mögliche Reichweite bei reflektorloser Distanzmessung ohne Überschreitung des Laserklassengrenzwertes. [YIN, 1992] stellt ein Verfahren vor, bei dem die Zählimpulse dynamisch gegenüber den Stoppulsen verschoben werden. Die Änderung der statistischen Verteilungsfunktion wird ausgewertet, um Genauigkeiten im mm-Bereich zu erhalten. Die bei der Tachymeterbaureihe DR von Trimble verwendeten Impuls-Distanzmesser arbeiten mit Pulsen von 3 ns Breite (FWHM) und 5W bis 40W Spitzenleistung bei 10 bis 50 kHz Taktrate [GRAESSER, 2003]. Eine Feinabstimmung der Pulsform des reflektierten Signals ermöglicht über eine digitale Verzögerung die Korrelation mit dem mathematisch modellierten Referenzpuls. Das DI 3000 von Leica verwendete zusätzlich zu den Zählimpulsen einen Rampengenerator, um die Zeit zwischen Stoppuls und dem vorhergehenden Zählimpuls zu messen. Die Standardabweichung der gemessenen Strecke wird für eine Einzelmessung mit wenigen mm angegeben und erhöht sich bei Mittelbildung. Es werden Pulsbreiten von 12 ns bei 15 kHz Taktrate verwendet [SPARLA, 1987].

Beim Satellite Laser Ranging (SLR) werden sehr kurze Pulse ( $\geq 10$  ps) mit sehr hoher Leistung abgestrahlt. Die Reflexe vom Satelliten werden mit gekühlten SPADs (Single Photon Avalanche Dioden) empfangen. Da das Signal-Rauschverhältnis bei weit entfernten Satelliten nahezu 1 ist, wird mit Range-Gate-Technologie und statistischen Auswertemethoden gearbeitet, um Auflösungen im mm-Bereich zu erhalten. Taktraten der Laserpulse liegen mittlerweile im kHz-Bereich [KIRCHNER / KOIDL, 2004].

Auch die Laserscanner von Mensi, Leica, Ilris und Callidus arbeiten mit dem Pulslaufzeitverfahren. Eine Zusammenstellung hierzu findet man bei [LUHMANN, 2002]. Die Entwicklung eines Scanners für Unterwasser-Messungen gelang im Projekt ELVIS [FRIEL ET AL., 1998].

Neben der bisher beschriebenen Auswertung im Zeitbereich kann die Laufzeit des Laserpulses auch durch Auswertung im Frequenzbereich bestimmt werden. Die Entwicklung eines Mode Locking External Cavity Laser Sensor (**MoLECL**) wird von [MÖBIUS ET AL., 2003] beschrieben. Der Frequenzabstand der longitudinalen Moden  $\Delta f$  eines ECDL steht über die Gleichung

$$\Delta f = \frac{c}{2nL} \quad (3.2.3)$$

in einer eindeutigen Beziehung zur geometrischen Länge  $L$  des externen Resonators, wobei  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $n$  der mittlere Brechungsindex im Medium sei. Wird die Laserdiode elektrisch mit der Frequenz  $\Delta f$  moduliert, so werden die Resonatormoden phasenstarr gekoppelt. Die Diode beginnt Laserpulse mit 1 – 20 ps Pulsbreiten zu emittieren. Dieser Effekt wird als Modenkopplung bezeichnet und funktioniert auch, wenn man den externen Modulator durch eine optoelektronische Rückkopplungsschleife ersetzt [ZIEGLER ET AL., 1995]. Ersetzt man jetzt den Resonatorendspiegel durch eine beliebige technische Oberfläche (Abb. 3.2), stellt sich ebenfalls stabiler Laserbetrieb mit Ausbildung longitudinaler Moden ein. Mit Hilfe eines Phasenregelkreises für den Nulldurchgang der Phasenübertragungsfunktion rastet der Sensor schnell auf der Resonanzfrequenz ein, woraus sich nach Gleichung (3.2.3) direkt die Strecke  $L$  zwischen Laserdiode und technischer Oberfläche bestimmen lässt [LIU, 1996]. Messtaktraten von 10 Hz bei einer Auflösung von  $> 10 \mu\text{m}$  sollten laut [MÖBIUS ET AL., 2004] an idealen Oberflächen realisierbar sein. Allerdings hängt die Messgenauigkeit stark vom Verhalten der Laserdiode bzw. diversen äußeren Parametern ab. Durch Speckle-Effekte und verschiedene Übersprecheffekte in den HF-Zweigen, sowie insbesondere Nichtlinearitäten in der Dynamik der Laserdioden liegt die tatsächliche Messunsicherheit eher im Bereich mehrerer Millimeter bei Abständen von ca. einem Meter.

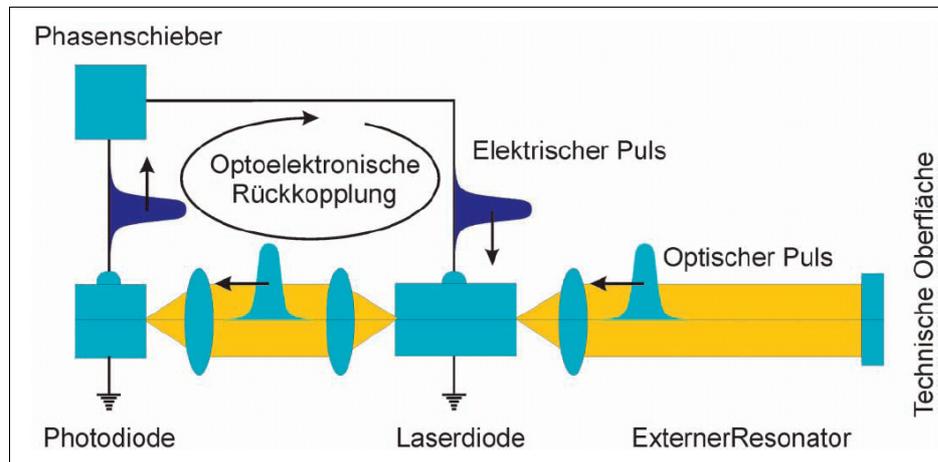


Abb. 3.2: MoLECL-Prinzip [MÖBIUS ET AL., 2004]

Eine Auswertung der höheren Harmonischen bei hohen Pulstakraten ultrakurzer Pulse zeigten [MINOSHIMA / MATSUMOTO, 2000]. In einer Folge modengekoppelter Pulse der Repetitionsfrequenz  $f_{\text{rep}}$  sind verschiedene Modulationsfrequenzen  $f = k \cdot f_{\text{rep}}$  präsent, die allesamt Harmonische von  $f_{\text{rep}}$  sind und mit einem Frequenzzähler erfasst werden. Der Phasenvergleich bis zur 19. Harmonischen kann jeweils mit  $0,1^\circ$  aufgelöst werden und liefert nach dem unten beschriebenen Verfahren ein eindeutiges Messergebnis. Mit Femtosekundenpulsen und 50 MHz Pulstakrate wurde hier durch Auswertung im Frequenzbereich eine 240 m lange japanische Referenzstrecke mit 2 mm Standardabweichung und 50  $\mu\text{m}$  Auflösung gemessen.

Beim **Phasenvergleichsverfahren** wird mit einer sinus- oder rechteckförmig amplitudenmodulierten Trägerwelle gearbeitet. Aus dem Differenzwinkel  $\varphi$  der Phasenlage von ausgesandtem und empfangenem Signal wird die Strecke  $D$  nach der Gleichung

$$N + \frac{\varphi}{2\pi} = \frac{2 \cdot D \cdot f \cdot n_{\text{Gr}}}{c} \quad (3.2.4)$$

abgeleitet, wobei  $f$  die Modulationsfrequenz,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $n_{\text{Gr}}$  der Gruppenbrechungsindex ist. Wegen der unzureichenden Auflösung bei großen Wellenlängen und der Mehrdeutigkeit  $N$  des Ergebnisses bei kurzen Wellenlängen wird mit zwei oder drei verschiedenen Modulationsfrequenzen gearbeitet, deren unterschiedliche Wellenlänge hinsichtlich Messbereich und Auflösung abgestimmt werden können (Grob- und Feinmaßstab). Alternativ können eine von zwei Modulationswellenlängen durchgestimmt und die Nulldurchgänge des Phasenvergleichs bestimmt werden. Durch äquidistante Abtastung von Mess- und Bezugssignal kann der Phasenvergleich digitalisiert werden [BOLŠAKOV ET AL, 1985]. Die Amplitudenmodulation kann direkt mit variabler Diodenspannung oder indirekt mittels KDP-Modulator bzw. Kerrzelle erfolgen. Das Verfahren kommt beim Airborne Laserscanning [HUG, 1996] und in diversen elektronischen Tachymetern [DEUMLICH / STAIGER, 2000] zum Einsatz. Bei den heute üblicherweise in Totalstationen verwendeten Nahbereichsentfernungsmessern können Strecken bis 5 km auf wenige mm genau bestimmt werden. Der TC 2002 von Leica erreicht 1 mm + 1 ppm. Ein vom Fraunhofer-Institut für kinematische Scanner-Applikationen konzipiertes Streckenmessmodul ist als Standgerät erhältlich und erreicht Genauigkeiten im mm-Bereich bei Taktraten im MHz-Bereich. Die daran angeschlossene Faseroptik kann beliebig platziert werden [FRAUNHOFER, 2004]. Die Laserscanner von Zoller+Fröhlich bzw. Faro arbeiten ebenfalls nach dem Prinzip des Phasenvergleichs.

Das von der Firma Kern entwickelte Mekometer ME 5000 arbeitet nach dem Prinzip der **Polarisationsmodulation**. Das durch ein Strahlteilerprisma linear polarisiertes Licht eines HeNe-Lasers wird mit Hilfe des Pockelseffektes elliptisch polarisiert, wobei die Phasenverschiebung zwischen den beiden rechtwinkligen Polarisationskomponenten von der an der Pockelszelle angelegten Spannung abhängt. Durch Anlegen einer sinusförmigen Wechselspannung wird das Licht polarisationsmoduliert. Die Form der Querschnittsellipse ändert sich dabei mit der Modulationsfrequenz. Nach Reflexion an einem Tripelprisma am Endpunkt der zu messenden Strecke durchläuft das Licht den Modulator erneut. Es wird bei zum Ankunftszeitpunkt identischer Phasenlage wieder linear polarisiert, bei davon abweichender Phasenlage jedoch nicht vollständig. Nach der Reflexion am polarisierenden Strahlteilerprisma werden also je nach Phasenlage viel oder wenig Lichtanteile detektiert, die von der linearen Polarisationsrichtung abweichen. Durch Variation der Modulationsfrequenz wird nach identischen Phasenlagen, also den Intensitätsminima, gesucht. Hier sind ganzzahlige Vielfache der Modulationshalbwellenlänge innerhalb der zu bestimmenden Strecke vorhanden. Die

Messung der Modulationsfrequenz an mindestens zwei im Modulationsbereich liegenden Minimumstellen liefert die Distanz [LOSER ET AL, 1991].

Die Temperaturabhängigkeit der Pockelszelle wird dadurch eliminiert, dass die Drehrichtung der elliptischen Polarisation durch das Passieren einer  $\lambda/4$ -Platte bei Hin- und Rückweg umgekehrt wird, so dass die temperaturbedingten Veränderungen der Phasenlage des Hinweges auf dem Rückweg kompensiert werden. Durch eine Weiterentwicklung des Prinzips für den Maschinenbau [LOSER ET AL., 1989] entstand der Absolutdistanzmesser des Lasertrackers (siehe Abschn. 2.3) von Leica Geosystems. Das System ist bei [LOSER, 2001] ausführlich beschrieben.

Bei Verwendung von zwei Frequenzen lassen sich dispersive Einflüsse der Atmosphäre korrigieren. Beim Terrameter LDM 2 von Terra Technology Corp. konnten mit Hilfe eines HeNe-Lasers und eines HeCd-Lasers ( $\lambda = 441,6 \text{ nm}$ ) innerhalb 10 s Strecken von  $L = 20 \text{ km}$  Länge mit Genauigkeit  $10^{-7} \cdot L$  bestimmt werden. Eine Zusammenstellung weiterer instrumenteller Realisierungen findet man bei [DEUMLICH / STAIGER, 2000].

Die Konkurrenzsituation im Bereich der geodätischen Instrumentenentwicklung beeinflusst die Informationspolitik der Herstellerfirmen dahingehend, dass nur spärliche oder gar keine Informationen über neue Messverfahren publiziert werden. Entweder will man Plagiaten vorbeugen oder sich selbst diesem Vorwurf nicht aussetzen. Angaben über aktuelle Entwicklungen erhält man oft nur durch Patentrecherche. Bei der PinPoint-Technologie von Leica [EP 1450128 A1] kommt eine **Kombination verschiedener Modulationstechniken** und Frequenzen mit anschließender Systemanalyse zum Einsatz. Dies wird durch einen schnell umschaltbaren Frequenzsynthesizer ermöglicht. Sende- und Empfangseinheit werden zusammen mit Messstrecke und Zielobjekt als Übertragungssystem eines optoelektronischen Signals mathematisch interpretiert. Durch gezielte Auswahl der Modulationsformen (Sinusschwingung oder kurze Pulse) und Frequenzabstände (äquidistant, logarithmisch oder nach Primzahlen abgestuft) können im Rahmen der Systemanalyse mehrere im Strahlengang befindliche Ziele erfasst werden, was auch eine Kalibrierung des geräteinternen Signalweges ermöglicht. In verschiedenen Auswerteschritten wird nacheinander ein Set von Modulationsfrequenzen bzw. kurze Impulse mit verschiedenen Pulsfolgefrequenzen und Impulsformen (Rechteck, Dreieck oder Diracstoss) auf den Laser aufmoduliert. Die Auswertung erfolgt sowohl im Zeitbereich, z.B. durch Kreuzkorrelation der Pulsfolgen, als auch im Frequenzbereich durch Auswertung der spektralen Übertragungsfunktion der periodischen Zeitsignale inkl. der höheren Harmonischen. Alternativ wird aus der Übertragungsfunktion durch inverse Fouriertransformation ein Zeitsignal erzeugt und ausgewertet. Als zusätzliche Informationen werden Signalamplitude und Rauschpegel erfasst. Eine kurze Beschreibung der Signalmodellierung und einen Vergleich mit Phasenvergleichs- und Pulsmessungen findet man bei [BAYOUD, 2006]. Interessant ist das dort beschriebene neue optomechanische Revolverrad im Strahlengang des Tachymeters, dessen drei Stellungen die interne Kalibrierung, reflektorlose Distanzmessung und Distanzmessung zu kooperativen Zielen mit nur einer Laserdiode ermöglichen.

Beim Handstreckenmessgerät Disto der Firma Leica wird der Feinmaßstab mit dem Phasenvergleichsverfahren auf Basis einer 50 MHz Amplitudenmodulation bestimmt. Der Grobmaßstab wird jedoch durch eine 1 MHz Phasenmodulation definiert. Gegenüber dem Phasenvergleich mit mehreren Modulationsfrequenzen hat dies den Vorteil, dass Grob- und Feinmaßstab gleichzeitig gemessen werden können [DEUMLICH / STAIGER, 2002].

Die **Frequenzmodulation** kommt in Form von sogenannten Chirps zum Einsatz. Ein Chirp ist ein Puls im Frequenzbereich, d.h. die Trägerfrequenz variiert pulsartig bei konstanter Amplitude. Dieser Effekt kann bei Lasern mit externer Kavität durch pulsartige Änderung des Brechungsindex eines innerhalb der Kavität platzierten Kristalls [U.S. Pat. 4666295] erzeugt werden, ist allerdings in der instrumentellen Umsetzung recht teuer. Die detektierte Frequenzverschiebung von Referenz- und Empfangssignal ist proportional zur Laufzeit des Signals. Mit durchstimmbaren Lasern sind durch piezogesteuerte Änderung der Kavitätslänge Frequenzänderungen mit geringerem Frequenzhub möglich. Die Messunsicherheit eines solchen FMCW-Systems (frequency modulated continuous wave) hängt jedoch in erster Linie vom Frequenzhub  $\Delta F$  ab [NÖDING, 1999].

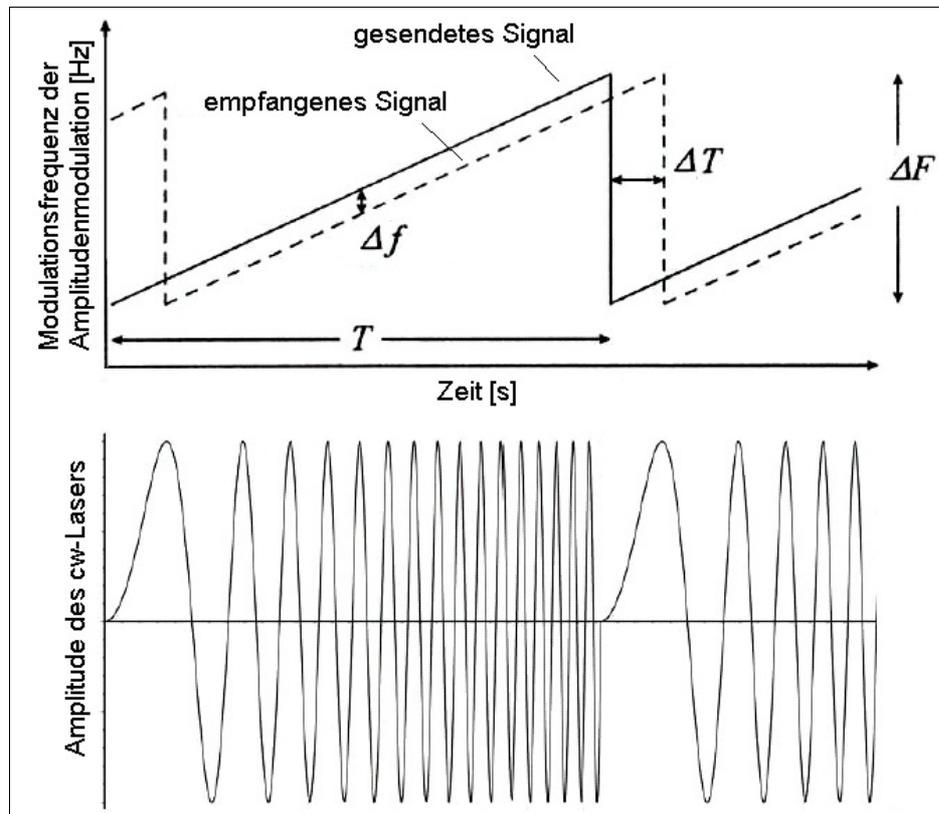


Abb. 3.3: Prinzip der hybriden Modulation

[STANN ET AL, 1996] und [JOURNET / BAZIN, 2000] beschreiben die Entwicklung von Low-cost-Sensoren, bei denen nicht die Trägerfrequenz, sondern die Frequenz der Amplitudenmodulation mit Hilfe eines Frequenz-Synthesizers „gechirped“ wird (Abb. 3.3). Dieses FMCW-ähnliche Verfahren ist mit einfachen Laserdioden realisierbar und Grundlage der meisten elektrooptischen FMCW-Systeme. Zur Messung der Signallaufzeit  $\Delta T$  wird die Frequenzverschiebung  $\Delta f$  detektiert. In [DEUMLICH / STAIGER, 2002] wird das Prinzip als hybride Modulation bezeichnet, in wenigen Publikationen findet man die physikalisch korrekte Bezeichnung „Chirped AMCW“ (chirped amplitude modulated continuous wave). Da die Technologie des FMCW aus dem Radar kommt, werden nach diesem Prinzip arbeitende Laserscanner, wie z.B. der von MetricVision, auch als Laserradar bezeichnet. Distanzmesser mit hybrider Modulation werden auch in Airborne Laserscannern eingesetzt. [STOCKMANN ET AL, 2001] beschreiben einen Ansatz zur Messung bewegter Objekte unter Verwendung zweier gegenläufig modulierter Laserdioden. Die mehrzielfähige elektrooptische Entfernungsmessung mit einem hybrid modulierten Distanzsensoren wurde von [GROSCHKE, 2005] untersucht.

Für eine Pseudostreckenmessung auf Laserbasis kommen prinzipiell alle hier vorgestellten Streckenmessprinzipien in Frage. Im Zusammenhang mit der Technologie des Time Correlated Single Photon Counting bietet sich jedoch die Verwendung von Laserpulsen an, da hier die Zeitdifferenz zweier elektrischer Pulse gemessen wird.

### 3.3 Akustische Distanzmessung

Mit Sonar (**s**ound **n**avigation and **r**anging) lassen sich Objekte vor allem unter Wasser gut orten und vermessen. Außer dem aktiven Sonar, dem Echolot oder Fächerlot, gibt es auch passive Sonarsysteme, die Cluster aus Signalprozessoren mit hoher Rechenleistung verwenden und ihre Eingangsdaten von Mikrofonketten beziehen. Mit aktiven Sonargeräten werden z.B. Meeresböden, Flussprofile und polare Eisdecken mit Genauigkeiten von ca. 10 cm vermessen, oder auch Fischschwärme und U-Boote geortet. Sonarsensoren dienen beim KFZ als Einparkhilfe.

Berührungslose Distanz- und Präsenzsensoren auf Basis von Ultraschall funktionieren zumeist nach dem Impuls-Laufzeit-Verfahren. Für Handheld-Geräte (Distometer) wird meist eine Standardabweichung von 0,5 bis 1 % angegeben. Höhere Genauigkeit erreicht man durch Kombination mit Phasenvergleichsverfahren [GNEUNING ET AL., 1997] und Erkennung von Mehrwegeeffekten [BORENSTEIN / KOREN, 1995]. Weitere Methoden sind die Frequenzmodulation in Form linearer Chirps [TESHIGAWARA ET AL., 1989], die

Amplitudenmodulation schmalbandiger Signale [AUDENHAERT ET AL., 1992] und Korrelationsverfahren bei breitbandigen Signalen [ZIMMERMANN, 1992], [BERG ET AL., 1999]. Ein Ultraschall-Interferometer wurde bereits von [BERGMANN, 1937] vorgestellt.

Die Dämpfung von Ultraschallsignalen in Luft ist proportional zum Quadrat der Sendefrequenz. Selbst bei niedrigen Frequenzen ist die Reichweite auf ca. 30 m begrenzt. In Festkörpern und Flüssigkeiten lassen sich wesentlich höhere Reichweiten erzielen. Die Schallgeschwindigkeit in Luft ist stark von deren Temperatur, Luftfeuchte und Zusammensetzung, des weiteren von Wind und der Wellenlänge des Signals abhängig. Eine Übersicht bzw. Formeln dazu findet man bei [SCHWARZ, 1985] und [ZIEGLER, 1996].

Einen Ansatz zur Kombination mit Mikrowellenmessungen zwecks Erhöhung von Reichweite und Redundanz liefert [RUSER, 2004]. [ELMER ET AL., 2003] beschreiben ein Einweg-Verfahren basierend auf der Laufzeitdifferenzmessung eines Ultraschall- und eines Funksignals. Hierbei wird der Einfluss der Windgeschwindigkeit durch Messung derselben minimiert. Bei Sendung eines Antwortsignals (aktive Reflexion) können Funksignal und Messung der Windgeschwindigkeit entfallen und es lassen sich zusätzlich die Mehrwegeeffekte eliminieren.

Ein System zur Abtastung eines ruhenden Wasserspiegels mit  $\mu\text{m}$ -Genauigkeit wurde von [ALBERT / SCHWARZ, 2004] vorgestellt. Hierbei werden zwei im Wasser liegende feste Referenzpunkte mit abgetastet, um die Schwankungen der Schallgeschwindigkeit zu eliminieren. Sender und Empfänger befinden sich ebenfalls im Wasser. Es werden Genauigkeiten von  $5\ \mu\text{m}$  erreicht. [HEGER, 1992] stellt die Distanzmessung mit Ultraschall in Luft zur Stützung des Inertialmesssystems bei der Schachtvermessung entlang der Spurlatten von Förderkörben vor. Im Nahbereich ( $< 20\ \text{cm}$ ) wird die Genauigkeit mit  $\sigma = 0,25\ \text{mm}$  angegeben.

Da die Schallgeschwindigkeit deutlich kleiner ist als die Lichtgeschwindigkeit, ergibt sich bei Kombination von Schall- und Lichtsignalen die Möglichkeit einer Laufzeitmessung nach dem Einweg-Prinzip. Hierbei ist dem Schallempfänger die Information über den Aussendezeitpunkt des Schallsignals mit Hilfe des Lichtsignal zu übermitteln.

### 3.4 Distanzmessung mit Mikro- und Radiowellen

Bei der terrestrischen Mikrowellendistanzmessung im UHF-Bereich werden durch beidseitige Anordnung von Sender und Empfänger eigentlich zwei Einweg-Laufzeiten bestimmt. Dabei wird von der Nebenstation das demodulierte Signal der Hauptstation an diese zurück übertragen, wo es über die Bildung der Phasendifferenz ausgewertet wird. Die Urform der instrumentellen Realisierung ist das Tellurometer [WADLEY, 1959]. Alle Nachfolgermodelle basierten auf demselben Prinzip. Ihre Bedeutung nahm mit Einführung der elektrooptischen Distanzmessung ab. Trotzdem wurden damit bis zur Einführung der Satellitengeodäsie in der Landesvermessung Distanzen von bis zu 150 km im Netz 1. und 2. Ordnung gemessen.

Eine Kombination aus Mikrowellendistanzmessung und Terrameter (siehe Abschn. 3.2) wurde von [HUGGETT / SLATER, 1974] vorgestellt. Strecken bis 10 km wurden so mit 1 mm Genauigkeit ohne Messung meteorologischer Parameter bestimmt.

GPS und andere Satellitenmessverfahren nutzen ebenfalls Mikrowellen im UHF-Bereich als Trägerwellen für die Streckenmessung. Aufgrund des Einweg-Prinzips müssen Sender und Empfänger zeitsynchronisiert werden. Der Trägerwelle werden durch Phasenmodulation verschiedene Codes aufmoduliert, die der Datenübermittlung dienen bzw. mit deren Hilfe durch Korrelationstechniken die Signallaufzeit bestimmt wird. Durch den unvermeidlichen Synchronisierungsfehler werden allerdings Pseudostrecken gemessen (siehe Abschn. 2.4.). Gleiches gilt für Hyperbelortungssysteme wie z.B. LoranC, allerdings findet hier eine Phasenmessung bei einem im Langwellenbereich impulsförmig abgestrahlten Trägersignal statt. Eine Übersicht zu den je nach Wellenlängenbereich differierenden Messprinzipien der Funkortung findet man bei [BOLŠAKOV ET AL, 1985].

### 3.5 Technologien der einachsigen elektronischen Winkelmessung

Für industrielle Winkelsensoren gibt es eine Vielzahl an Wirkprinzipien, z.B. mit induktivem, kapazitivem bzw. elektro-magnetischem Winkelabgriff oder auch Winkelabgriff durch Potentiometer. Hier werden zwar große Messbereiche und zum Teil hohe Taktraten, aber meist nur geringe Genauigkeiten erreicht. Diese Technologien sollen deshalb hier nicht Gegenstand der Betrachtungen sein.

Ein Prinzip zur **interferometrischen Winkelmessung** wurde u.a. von [BAHNERT, 1982] beschrieben. Fällt kohärentes Licht zweier entfernter Lichtquellen mit geringer Divergenz zur optischen Achse in ein Fernrohr, vor dessen Objektiv eine Doppelspalt-Blende angebracht ist, dann entstehen in der Bildebene des Objektivs zwei Interferenzbilder, deren Abstand vom parallaktischen Winkel der Lichtquellen abhängt. Die Bestimmung des Streifenabstands über die Helligkeitsmaxima 0. Ordnung ist somit zur hochgenauen Bestimmung kleiner Winkel, z.B. bei einem Dispersometer, geeignet. Ein Winkelinterferometer kann durch zwei parallele Strahlen mit unterschiedlichen Wellenlängen definiert werden, die auf einen aus zwei Prismen bestehenden Reflektor treffen. Wird der Reflektor gedreht, legen die Strahlen unterschiedliche Strecken zurück, woraus sich der Drehwinkel ableiten lässt. Nach einem solchen Prinzip ist die Kalibrierung von Präzisionsteilkreisen möglich [MAURER / SCHNÄDELBACH, 1980]. Werden in einer festen interferometrischen Anordnung zwei unterschiedliche Wegkomponenten bei der Verdrehung oder Verschiebung eines Körpers gemessen, liefert der Vergleich je nach Anordnung den Dreh- oder Beobachtungswinkel. Bei der PTB wurde dieses Prinzip bei einer Kraftstoß-Kalibriereinrichtung verwendet [BRUHNS ET AL., 2002]. Ein ebenfalls dort entwickeltes hoch auflösendes Winkelinterferometer wurde durch Vergleichsmessungen auf dem Winkelkomparator im Reinraumzentrum untersucht. Innerhalb des vollen Messbereichs von  $\pm 6^\circ$  ergaben sich in mehreren Teilmessbereichen von  $\pm 1000''$  maximale Messdifferenzen zwischen Winkelinterferometer und Komparator von  $\pm 0,003''$  bei Standardabweichungen von  $0,002''$  [JUST, 2006].

Für die Nutzung des gesamten Messbereiches von 400 gon haben sich **Präzisionsteilkreise** durchgesetzt, wie sie in Theodoliten und Totalstationen oder auch in CNC-Maschinen zum Einsatz kommen. Hierbei erfolgt ein direkter Achsabgriff in der Regel auf Basis von mindestens zwei Lichtschranken, die den mit der jeweiligen Achse verbundenen Teilkreis in mindestens einer Spur abtasten. Man unterscheidet inkrementale Teilkreisablesung, absolute Messwerterfassung an codierten Teilkreisen und dynamische Teilkreisabtastung. Bei der inkrementalen Ablesung werden relative Änderungen der Teilkreisstellung und deren Richtung bestimmt. Eine Interpolation zwischen zwei Teilstrichen ist mit einem elektronischen Planplattenmikrometer oder mit Hilfe des Moire-Effektes möglich [SCHLEMMER, 1996]. Mit in mehreren Maßstabsspuren codierten Teilkreisen kann jedes Teilungsintervall eindeutig bestimmt werden. Höchste Auflösung erhält man durch Erfassung eines Codeausschnittes mittels CCD-Zeile und mathematische Korrelation mit dem Sollcode. Bei der dynamischen Teilkreisabtastung führt man die Winkelmessung auf eine Zeitmessung zurück. Ein rotierender Teilkreis wird durch eine feste und eine drehbare Lichtschranke abgetastet. Die Zeitdifferenz wird durch Korrelation der erzeugten Pulse oder Pulsfolgen ermittelt. Durch zusätzliche Messung der Umlaufzeit des Teilkreises kann der Drehwinkel abgeleitet werden. Ein Beispiel hierfür ist der Präzisionstheodolit T 3000 von Leica. Standardabweichungen der Richtungsmessung liegen bei modernen Totalstationen zwischen 1 und 10 Bogensekunden. Ein Winkelmesstisch der Firma Heidenhain wurde bei der PTB installiert. Dieser Winkelkomparator hat einen 40 cm breiten Teilkreis mit dynamischem Abgriff durch 8 Sensoren und ist derzeit die genaueste Normalmesseinrichtung für den ebenen Winkel. Die Messunsicherheit beträgt  $0,005''$ . Ein weiteres Verfahren für den direkten Achsabgriff ist das InductoSyn-Verfahren, welches bei Drehung der Achse die Änderung eines Induktionsstromes misst. Es wird heute in Totalstationen der Firma Trimble eingesetzt.

Eine **dynamische Winkelmessung** ist auch vom System CAPSY der Firma Spectra Physics bekannt. Das System wurde zur 2D-Positionsbestimmung im Bereich der Bauvermessung konzipiert und besteht aus einem Rotationslaser, dessen horizontaler Strahl an streifencodierten Zieltafeln reflektiert und von der mitrotierenden Empfangsdiode als zeitliches Intensitätsmuster abgebildet wird. Bei gleichförmiger Winkelgeschwindigkeit des rotierenden Lasers kann aus den Zeitdifferenzen nacheinander detektierter Intensitätsmuster ein Winkel abgeleitet werden. Die Koordinatenbestimmung der Drehachse erfolgt durch Rückwärtsschnitt [HELBACH / SCHLEMMER, 1994]. Ein Ansatz zur dynamischen Winkelmessung auf Basis einer Strichcode-Trommel war Bestandteil der Antragstellung zum DFG-Projekt „Ultrapräzise 3D-Positionsbestimmung mit indirektem Sichtkontakt“, wurde aber auf Empfehlung der DFG nicht weiter verfolgt.

**Elektronische Neigungsmesser** messen die Neigung einer Instrumentenachse gegenüber der Lotrichtung. Sie werden unterteilt in Flüssigkeitssysteme auf Basis von Elektrolyt-Libellen oder Flüssigkeitshorizonten, horizontale oder vertikale Pendelsysteme und seismische Systeme. Eine Zusammenstellung verschiedener Neigungssensoren findet man u. a. bei [SCHWARZ, 1995]. Die meisten dieser Neigungsmesser liefern hochgenaue Messergebnisse, jedoch nur für kleine oder sehr kleine Winkelmessbereiche. Eine Ausnahme bilden seismische Sensoren, wie z. B. das System Q-Flex, das eigentlich für Beschleunigungsmessungen konzipiert war und dessen Einsatz als Neigungssensor von [EICHHOLZ / SCHÄFLER, 1982] untersucht wurde. Bei Ruhelage ist die Auslenkung eines kleinen, beweglich gelagerten Massekörpers gegenüber dem Sensorgehäuse von der Neigung des Instrumentes abhängig. Der Betrag der für die Rückstellung auf die

Nulllage notwendigen magnetischen Kraft wird kapazitiv erfasst. Bei einem Messbereich von  $\pm 100$  gon wird eine Auflösung von 0,05 mgon erreicht. Mittlerweile sind zahlreiche ähnliche Sensoren auf dem Markt.

Bei **Servo-Stellgliedern** wird ein per Steuerung inkremental vorgegebbarer Winkelwert angefahren und gehalten. Nach diesem Prinzip können Scan-Prozesse und Winkelabgriffe realisiert werden. Piezos als Stellglieder benötigen zur Kompensation von Driften einen Feedback-Sensor, der die Genauigkeit bestimmt. Rotationstische mit Piezostellgliedern und optischem Winkelencoder werden z. B. mit 3 mgon Genauigkeit angeboten. Große Winkelstellbereiche werden nur in Kombination mit Gleichstrommotoren erreicht. Drehaktoren nach dem Tauchspulen-Prinzip erreichen bis zu  $120^\circ$  Stellbereich. Für die Servo-Funktion wird hier aber noch eine Gegenkraft und/oder ein zusätzlicher Winkelabgriff benötigt. Bei nach dem Drehspulen-Prinzip arbeitenden Galvanometer-Antrieben (auch kurz „Galvos“ genannt) wird die Gegenkraft durch eine Feder aufgebracht, deren Konstante die Winkelauflösung definiert. Sie erreichen bis zu 50 gon Stellbereich mit 0,1 mgon Auflösung.

### 3.6 Technologien der zweiachsigen elektronischen Winkelmessung

Für die zweiachsige Winkel- oder Neigungsmessung gibt es in der Geodäsie, der Photophysik und in der industriellen Messtechnik diverse instrumentelle Realisierungen. Hierzu zählen die seismischen Sensoren, fast-steering mirrors mit Piezo- oder Tauchspulen-Stellgliedern (VoiceCoil-Actuators) aber auch die dynamische Winkelmessung und Präzisions-Inklinometer auf Basis von Flüssigkeitshorizont oder Pendelsystemen.

Die bereits beschriebenen **seismischen Sensoren** gibt es auch für zwei Rotationsachsen mit Auflösungen von bis zu 0,06 mgon und einer Linearität von 0,02 % über den Messbereich von  $\pm 100$  gon in zwei Achsen. Ein Beispiel hierfür wäre der LCF-196 von Althen.

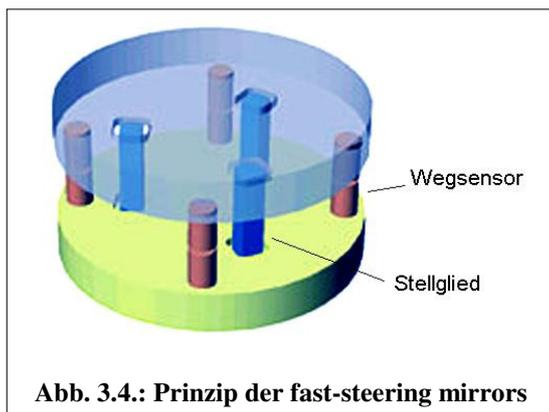


Abb. 3.4.: Prinzip der fast-steering mirrors

Ultraschnelle biaxiale Neigetische und Scannerspiegel, sogenannte **fast-steering mirrors**, basieren auf den Translationen von drei oder vier linearen Stellgliedern und deren Überwachung durch drei oder vier Wegsensoren (Abb. 3.4). Als lineare Stellglieder werden in der Regel Piezostacks oder VoiceCoil-Actuators verwendet. Ein VoiceCoil-Actuator besteht aus einem kreisförmigen Dauermagneten und einer dazwischen befindlichen Spule. Ein Element ist dabei mechanisch befestigt, um die Bewegung entlang des Kraftvektors (oder Drehmomentvektors) zu ermöglichen. Fließt ein Spulenstrom, wird eine Kraft oder ein Drehmoment generiert. Richtung und Amplitude werden dabei von der Stromstärke und Richtung bestimmt. Fast-steering

mirrors mit VoiceCoil-Actuators erreichen Stellbereiche von  $10^\circ$  in zwei Achsen bei einer Standardabweichung von 0,1 mgon [MITCHELL ET AL., 2001]. Piezo-Stellglieder sind schneller als VoiceCoil-Actuators, Galvanometer-Antriebe und andere Aktoren und bieten auch eine höhere Auflösung. Ein Piezokristall verändert beim Anlegen einer Spannung definiert seine laterale Ausdehnung. Piezostacks bestehen aus mehreren aneinandergereihten Piezos. Somit erreicht man einen höheren Stellweg. Bei fast-steering mirrors mit Piezo-Stellgliedern können zweiachsige Winkelbereiche von ca. 3 gon innerhalb von wenigen Millisekunden mit Auflösungen im Bereich von 0,03 mgon eingestellt werden. Damit sind sie ideal für dynamische Operationen geeignet, wie z. B. Tracking oder Scanning [MARTH ET AL., 1992]. Die Linearität liegt allerdings nur bei 0,25 %, also ca. 8 mgon.

Nach einem ähnlichen Prinzip arbeiten die sogenannten Hexapods, allerdings werden hier mit 6 bis 9 V-förmig angeordneten Piezostellgliedern 6 Freiheitsgrade realisiert. D.h., neben drei Translationen sind Rotationen um drei Achsen mit Maximalbeträgen von  $30^\circ$  bis  $60^\circ$  möglich. Die Standardabweichung der Winkel wird von Physics Instruments mit 0,6 mgon angegeben.

Eine **dynamische zweiachsige Winkelmessung** auf Basis rotierender Laserebenen findet bei der bereits in Abschnitt 2.1 beschriebenen X-Station statt. Im Gegensatz zum System Capsy rotieren hier zwei unterschiedlich geneigte Laserebenen. Die Laserebenen erzeugen an den Detektoren elektrische Pulse, deren Zeitdifferenz gemessen wird. Daraus können Horizontal- und Vertikalwinkel zwischen verschiedenen Detektoren abgeleitet werden. Der Hersteller gibt hierfür eine Standardabweichung von einer Bogensekunde an.

Beim **zweiachsigen Präzisionsinklinometer** Nivel 20 von Leica werden beide Achsen synchron abgegriffen. Die von der Reflexion an einem Flüssigkeitshorizont abhängige Auslenkung eines Lasers wird mit einem zweidimensionalen Positionssensor erfasst. Auch elektronische Kompensatoren von Tachymetern sind im Grunde genommen zweiachsige Neigungssensoren, mit deren Hilfe die Stehachsschiefe des Tachymeters nicht beseitigt sondern gemessen wird, um deren Einfluss auf die Messergebnisse des Tachymeters rechnerisch zu korrigieren. Beim elektronischen Zweiachskompensator der Tachymeter-Baureihe TPS 1100 von Leica wird ähnlich wie bei der Nivel 20 ein Flüssigkeitshorizont genutzt, jedoch wird zur zweidimensionalen Neigungsmessung nur ein Zeilensensor verwendet. Dies gelingt in Verbindung mit der Projektion eines flächenhaften Musters [DEUMLICH / STAIGER, 2002].

Ein weiteres Messprinzip für die zweiachsige Neigungsmessung ist das Vertikalpendel. Es gibt verschiedene praktische Realisierungen, die sich in der Art der Aufhängung (Stab-, Band- oder Fadenaufhängung) und in der Art des elektrischen Abgriffs (kapazitiv, induktiv, elektrooptisch) unterscheiden. Pendelneigungsmesser mit Stab- oder Fadenaufhängung sind für eine zweiachsige Messung ausgelegt, allerdings werden nur sehr kleine Messbereiche abgedeckt. Der Pendelneigungsmesser Zerotronic verfügt im Gegensatz zu den genannten Pendeltechnologien über eine vertikal gestellte Membran, die sich in Abhängigkeit von der Neigung seitlich ausbeult, und einen kapazitiven Abgriff. Er deckt einen einachsigen Messbereich von  $\pm 10$  gon mit einer Auflösung von 0,06 mgon ab. Die Kombination von ein bzw. zwei Sensoren mit einer automatischen Umschlagsmessung zur Eliminierung der Nullpunktsdrift wird unter dem Namen Zeromatic vertrieben. Die Genauigkeit wird vom Hersteller mit 4" angegeben.

## 4 Entwicklung der neuen Messkonzepte

Aufbauend auf dem bisher vorgestellten Stand der Technik sollen Technologien für eine Pseudostreckenmessung auf Laserbasis, für die zweiachsige Winkelmessung mittels Reflexgoniometer und für eine mögliche Kombination beider Verfahren erarbeitet werden.

### 4.1 Konzept für die elektrooptische Pseudostreckenmessung

Der grundlegende innovative Ansatz für die Pseudostreckenmessung besteht in der variablen Umlenkung eines Laserstrahls aus der Horizontalen in Richtung der koordinatenmäßig bekannten Referenzpunkte A1 – A4 mit Hilfe eines Spiegels (Abb. 4.1). Der von der Sendeeinheit kommende Laser wird durch den Spiegel in (B) mit Hilfe einer elastischen Optik aufgeweitet, so dass alle Referenzpunkte gleichzeitig angezielt werden. In den Referenzpunkten werden Empfangseinheiten bzw. Detektoren installiert. Bei anschließender Pulsung oder Modulation des Lasers wird das modulierte Signal aufgrund der geometrischen Anordnung der Empfangspunkte zeitlich versetzt an diesen detektiert. Die Laufzeitdifferenzen  $\Delta t_i$  zwischen A1 und A2, A1 und A3 bzw. A1 und A4 werden über die Lichtgeschwindigkeit im Medium  $c_M$  in drei Streckendifferenzen umgerechnet. In Abbildung 4.1 sind dies die rot markierten Abstände der Punkte A2, A3 und A4 von der gestrichelt gezeichneten Kugeloberfläche durch A1 mit Kugelzentrum in B. Daraus lassen sich wie folgt vier Gleichungen zur Berechnung des räumlichen Bogenschnittes mit Pseudostrecken aufstellen, deren Lösung die vier unbekanntenen Größen liefert, die Koordinaten von Punkt B ( $\xi_B, \psi_B, \zeta_B$ ) und die Strecke  $s_{B-A1}$  zwischen Reflexionspunkt B und dem Detektor in Punkt A1.

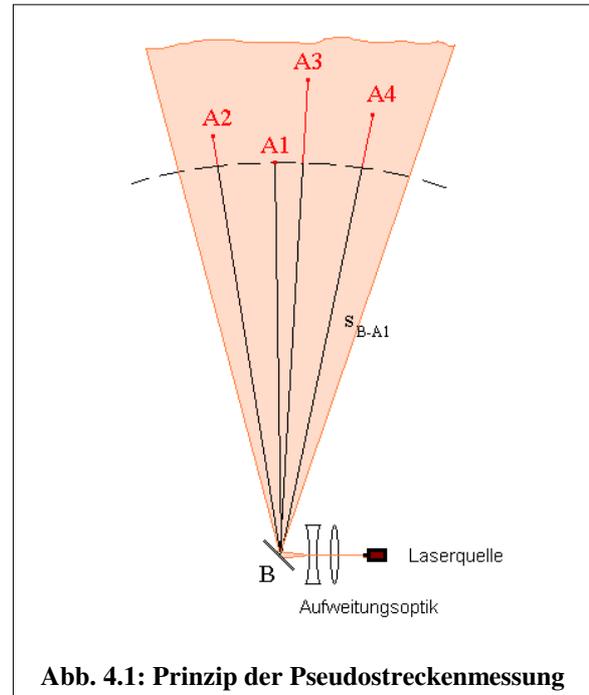


Abb. 4.1: Prinzip der Pseudostreckenmessung

$$\Delta t_{A1-A2} \cdot c_M = \sqrt{(\xi_B - \xi_2)^2 + (\psi_B - \psi_2)^2 + (\zeta_B - \zeta_2)^2} - s_{B-A1} \quad (4.1.1)$$

$$\Delta t_{A1-A3} \cdot c_M = \sqrt{(\xi_B - \xi_3)^2 + (\psi_B - \psi_3)^2 + (\zeta_B - \zeta_3)^2} - s_{B-A1} \quad (4.1.2)$$

$$\Delta t_{A1-A4} \cdot c_M = \sqrt{(\xi_B - \xi_4)^2 + (\psi_B - \psi_4)^2 + (\zeta_B - \zeta_4)^2} - s_{B-A1} \quad (4.1.3)$$

$$0 = \sqrt{(\xi_B - \xi_1)^2 + (\psi_B - \psi_1)^2 + (\zeta_B - \zeta_1)^2} - s_{B-A1} \quad (4.1.4)$$

Im Rechengang wird für  $s_{B-A1}$  ein Näherungswert eingeführt, was die Lösungsfindung erleichtert. Die Vorzeichen der Laufzeitdifferenzen definieren die Schnittrichtung.

Für die technische Umsetzung der Laufzeitdifferenzmessung soll das Verfahren des Time Correlated Single Photon Counting eingesetzt werden. Hierbei werden sehr schwache Lichtsignale oder sogar einzelne Photonen mit Hilfe eines hochempfindlichen Sensors detektiert und die Zeitdifferenz zwischen dem daraus erzeugten elektrischen Puls und einem Referenzpuls wird hochauflösend mit dem TCSPC-System gemessen. Das Ergebnis repetierender Messungen wird in einem Histogramm dargestellt. Wenn der Messpuls von einem Detektor (in Punkt A2, A3 oder A4) kommt und der Referenzpuls von einem zweiten Detektor (in Punkt A1) kommt, der denselben Laserpuls an einem anderen Ort empfängt, kann man die Laufzeitdifferenz dieses Laserpulses messen (differentielles TCSPC). Um den Laufweg eines optischen Signals mit 1 mm Auflösung zu messen, ist eine Zeitmessung mit 3 ps ( $= 3 \cdot 10^{-12}$  s) Auflösung notwendig. Gute TCSPC-Systeme bieten eine Zeitauflösung (Kanalbreite der Histogramme) zwischen 4 und 0,6 ps. Durch geeignete Methoden der Histogrammauswertung soll eine Präzision der Zeitmessung von  $\sigma \leq 3$  ps erreicht werden. Voraussetzung hierfür ist die exakte Kalibrierung aller Systemkomponenten.

Um höchstmögliche Auflösung und Präzision bei der Streckenmessung zu erzielen, sollen ultrakurze Laserpulse anstelle der üblicherweise genutzten ns-Pulse verwendet werden. Ultrakurze Laserpulse haben Halbwertsbreiten im ps- oder fs-Bereich. Während ns-Pulse durch einfache Amplitudenmodulation einer Laserdiode erzeugt werden können, ist das Erzeugen ultrakurzer Laserpulse ein etwas komplexeres Problem mit verschiedenen möglichen technischen Realisierungen. Auch für die Detektion ultrakurzer Laserpulse gibt es verschiedene mögliche Sensortypen. Hier sollen vergleichende Untersuchungen hinsichtlich Funktionalität, Genauigkeit und Kosten des zu entwickelnden Messsystems angestellt werden.

Bei stark aufgeweitetem Strahl hängen Funktionalität und Genauigkeit der Streckenmessung auch vom Verhältnis der Photonendichte zur Detektorfläche ab. Eine Erweiterung der sensitiven Fläche am Detektor durch eine Sammellinse erhöht zwar die Detektionsrate, sie erhöht aber auch die Streckenmessunsicherheit des aufgeweiteten Lasers bei schrägem Lichteinfall. Eine Möglichkeit, die Signalstärke im Bereich der Detektoren zu erhöhen, besteht in der Strahlformung des Lasers. Die Strahlformung betrifft die transversale Intensitätsverteilung des gepulsten Lasers. Im Regelfall ist die Photonendichte im Zentrum des Strahlprofils am höchsten. Eine annähernd quadratische Anordnung der Empfangssensoren vorausgesetzt wäre eine ringförmige Verteilung des Intensitätsmaximums besser geeignet, da ansonsten die meisten Photonen im ungenutzten Bereich zwischen den Sensoren ankommen würden. Eine ringförmige Strahlformung soll auf Basis kegelförmiger Prismen (Axicons) realisiert werden.

Der neue Lösungsansatz weist folgende Vorteile auf:

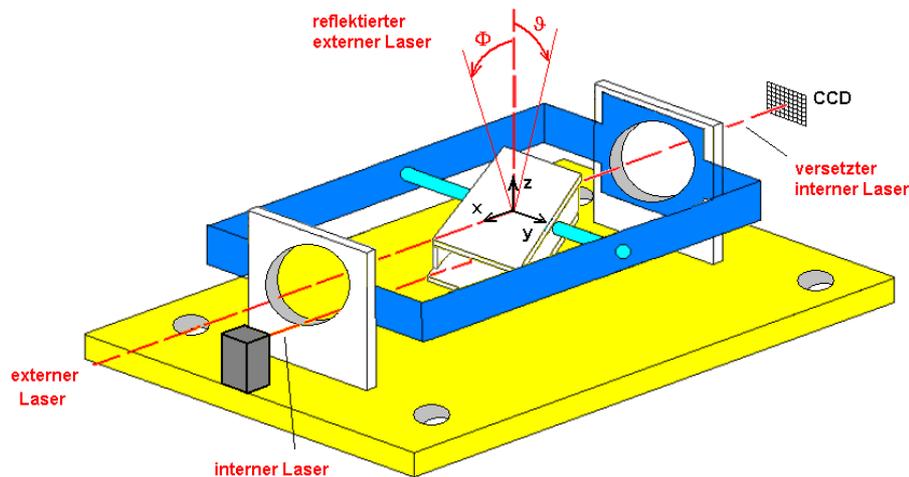
- 1.) theoretisch kann eine 3D-Position mit nur einem Laserpuls bestimmt werden
- 2.) hohe Präzision durch ultrakurze Laserpulse
- 3.) hohe Auflösung der Laufzeitmessung durch TCSPC
- 4.) Einwegstreckenmessung : das Signal durchläuft die Distanz nur einmal, Strahlform und Signalweg bestimmende Bauteile müssen nur für den Hinweg konzipiert werden
- 5.) der Einfluss atmosphärisch bedingter Fehlereinflüsse beschränkt sich bei der 3D-Positionierung auf die Unterschiede in Atmosphäre und Distanz zwischen verschiedenen durchlaufenen Strecken.

Das bei Satellitenpositionierungssystemen verwendete Prinzip der Einweg-Streckenmessung auf die Lasertechnik anzuwenden, bedingt zumindest im Rahmen der Zielerfassung sogenannte aktive Ziele, die ein gewisses Maß an Kommunikation zwischen Sender und Empfänger ermöglichen. Die entsprechende Datenübertragung muss im Hinblick auf den Einsatz über mittlere Distanzen mit Hilfe einer Telemetrie-Einrichtung realisiert werden. Hierfür gibt es bestehende Lösungen auf Basis verschiedener Wellenlängen und Modulationsarten [SCHLUCHTER, 1998], weshalb die technische Realisierung dieser Telemetrie im Rahmen der nachfolgenden Grundlagenuntersuchungen nicht weiter vertieft wird.

## 4.2 Konzept für ein Reflexgoniometer

Durch die kardanische Aufhängung eines Spiegels ähnlich wie beim Laserscanner oder Lasertracker lässt sich ein externer Laserstrahl beliebig verschwenken. Für die zweiachsige Messung der Auslenkwinkel ist die Definition eines lokalen Koordinatensystems  $XYZ$  mit Ursprung im Reflexionspunkt des Lasers notwendig. Die Aufstellung des Kardans definiert dieses Koordinatensystem.  $Z$  sei die Vertikalachse.  $X$  sei die Schwenkachse des Kardans und im Idealfall identisch mit der horizontalen Laserachse. Fokussiert man den externen Visurlaser über den Spiegel auf einen einzelnen Referenzpunkt, können die Werte der Auslenkwinkel ( $\vartheta$  in der  $YZ$ -Ebene,  $\Phi$  in der  $XZ$ -Ebene) gegenüber der Vertikalen gemäß Abbildung 4.2 gemessen werden.

Im Gegensatz zum Theodolit werden hier zwei Vertikalwinkel anstelle von Horizontalrichtung und Vertikalwinkel gemessen, was im Hinblick auf Zentrierfehler bei steilen Zielungen gewisse Vorteile bringen dürfte. Die Winkel  $\Phi$  und  $\vartheta$  seien nachfolgend als Kippwinkel und Schwenkwinkel bezeichnet, was den aus der Literatur bekannten, dem Englischen entlehnten Bezeichnungen „Nickwinkel“ und „Rollwinkel“ entspricht. Die Zielerfassung des Lasers kann z. B. durch einen Positionsdetektor am Referenzpunkt erfolgen. Eine Alternative zur Visur mit fokussiertem Laser ist das Anvisieren der Zielpunkte über ein zum Laser koaxiales Fernrohr. Bei zweiachsiger Winkelmessung zu mehreren Referenzpunkten kann eine Positionsbestimmung des Reflexionspunktes durch räumlichen Rückwärtsschnitt erfolgen und gleichzeitig kann die Richtung der horizontalen Laserachse im Koordinatensystem  $\xi\psi\zeta$  der Referenzpunkte bestimmt werden (Abb. 4.3).



**Abb. 4.2: Messung von  $\vartheta$  und  $\Phi$  im lokalen Koordinatensystem XYZ**

Die Nullstellung der Kardanachsen gegenüber der Grundplatte des Kardans kann durch Kalibrierung ermittelt werden. Der Bezug zur aktuellen Lotrichtung ist durch einen zusätzlichen Sensor herzustellen. Das Ausrichten der Spiegelachse zum Ursprung des externen Visurlasers bzw. Zielstrahls kann mit den Verfahren der gegenseitigen Kollimation, Autokollimation oder der Autoreflexion vom Punkt C aus erfolgen, um die Anzielfehler zu minimieren. Ein ähnliches Verfahren verwendet [NIESE, 2002] zur Bestimmung der Anfangsrichtung eines Inertialmesssystems. Die Messung der Strecke BC kann separat - z. B. tachymetrisch vom Punkt C aus - bestimmt werden. Lenkt man den Zielstrahl des Tachymeters mit Hilfe des Reflexgoniometers aus, dann ergibt sich einerseits die Möglichkeit des kombinierten Einschneidens für die Bestimmung des Reflexionspunktes durch Winkel- und Streckenmessung zu mehreren Referenzpunkten und andererseits können Punkte im lokalen Koordinatensystem polar bestimmt werden.

Die Messung der Auslenkwinkel kann prinzipiell durch Abgriff der Kardanachsen mit Hilfe von Teilkreisen, Servo- bzw. Schrittmotoren oder aber achsenunabhängig erfolgen. Für die technische Umsetzung der achsenunabhängigen Winkelmessung soll ein innovativer Ansatz auf Basis eines planparallelen Ablenkelementes verfolgt werden. Als Ablenkelement kann wahlweise eine Planplatte oder ein Etalon (Abb. 4.2) dienen. Dieses Ablenkelement wird parallel zum Spiegel angeordnet und mit diesem gekippt und geschwenkt. Ein interner Laser, der parallel zur Schwenkachse und damit auch parallel zum externen Visurlaser angeordnet ist, wird in Abhängigkeit von  $\Phi$  und  $\vartheta$  durch das Ablenkelement zweidimensional planparallel versetzt. Dieser zweidimensionale Versatz wird mit Hilfe eines zweidimensionalen Positionsdetektors erfasst und liefert die Winkel  $\Phi$  und  $\vartheta$ . Grundlage ist auch hier wieder die exakte Kalibrierung aller Systemkomponenten. Der aus der Aufgabenstellung resultierende hohe Genauigkeitsanspruch erfordert einen sehr strahlstabilen internen Laser und einen thermisch stabilen mechanischer Aufbau.

Der neue Lösungsansatz weist folgende Vorteile auf:

- 1.) beide Winkel können synchron durch einen einzigen Sensor abgegriffen werden
- 2.) ein großer zweiachsiger Winkelmessbereich kann damit abgedeckt werden
- 3.) mit geeigneten Positionsdetektoren ist eine sehr hohe Winkelauflösung erreichbar
- 4.) der Winkelabgriff ist unabhängig von den Kardanachsen

Die räumliche Trennung der mechanischen Achsen von den optischen und elektronischen Komponenten stellt im Vergleich zu Teilkreisen geringere Anforderungen an die Montage, da das Problem der Teilkreisexzentrizität entfällt. Man erhält ein universell einsetzbares System, dessen Bezugsrichtung frei wählbar ist.

### 4.3 Konzept für die Kombination beider Messprinzipien

Im Gegensatz zum räumlichen Bogenschnitt mit absolut gemessenen Distanzen wirken sich ungünstige geometrische Bedingungen bei der Pseudostreckenmessung stärker auf die Genauigkeit der Koordinatenbestimmung aus. Um die Redundanz und die Genauigkeit zu erhöhen, kann je nach Einsatzfall die Kombination mit einer zweiachsigen Winkelmessung sinnvoll sein. Da der divergente Laserstrahl der Pseudostreckenmessung für eine variable Visurrichtung sowieso verschwenkt werden müsste, bietet sich hierzu an, den Laser an einem Reflexgoniometer zu reflektieren und die Auslenkwinkel zu messen. D.h., für die Kombination beider Technologien ist nur ein Kardan notwendig. Im Gegensatz zum einfachen räumlichen Bogenschnitt mit Pseudostrecken ist jedoch im kombinierten Fall die gemeinsame Ausgleichung im lokalen Koordinatensystem des Reflexgoniometers sinnvoll. Es ist also ein kombinierter Ausgleichungsansatz zu entwickeln.

Bezüglich der Strahlquellen verwendet man entweder zwei koaxiale Laser für Strecken- und Winkelmessung oder aber nur einen Laser für beides. Wegen der unterschiedlichen Zielerfassung beider Verfahren müsste in jedem Falle ein schnelles Umfokussieren bzw. eine schnelle Änderung der Strahldivergenz realisiert werden. Eine entsprechende Lösung ist auch im Hinblick auf einen eventuellen kinematischen Einsatz der elektrooptischen Pseudostreckenmessung notwendig. Als Alternative zur Verschiebung fester Linsen ist hierfür die Entwicklung einer elastischen Optik vorgesehen. Hierbei wird die Form eines mit Flüssigkeit gefüllten Linsenkörpers durch Über- oder Unterdruck der Flüssigkeit verändert (Hydrauliklinse). Es sind nicht nur verschiedene Brennweiten einstellbar, sondern es kann auch zwischen konvex und konkav umgeschaltet werden. Mögliche Realisierungen und alternative Lösungsansätze sollen vorgestellt werden.

Die Anordnung der externen Laser gegenüber dem Kardan kann wie bei der einfachen Pseudostreckenmessung fest sein oder frei wie in Abbildung 4.3. Bei separater Aufstellung in einem entfernt liegenden Punkt C ist der Laser bei jeder Aufstellung mit der Schwenkachse des Kardans zu alignieren, z.B. durch Autokollimation. Eine feste Anordnung am Kardan hätte den Vorteil der Unabhängigkeit der Winkelmessung von Vibration und atmosphärisch bedingten Strahlschwankungen zwischen C und B.

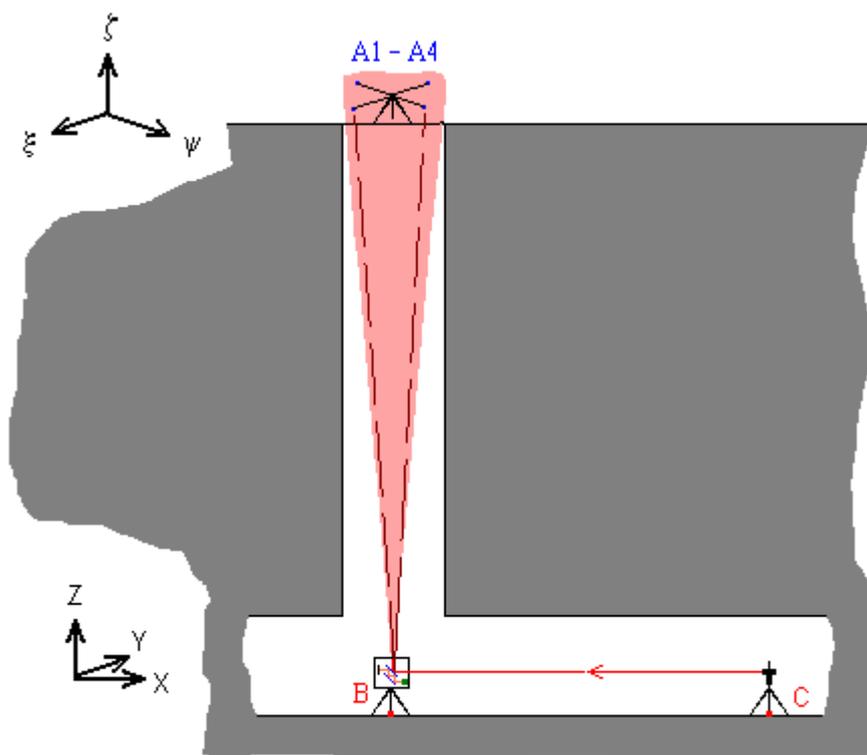


Abb. 4.3: Kombination der Pseudostrecken- und Winkelmessung

Wenn alle Referenzpunkte mit Pseudostreckenmessung und Winkelmessung erfasst werden sollen, ist die geometrische Konstellation auf den Winkelmessbereich des Reflexgoniometers beschränkt (Abb. 4.3). Es ist jedoch auch vorstellbar, dass nur die Winkel zu einem zentral gelegenen, mit Positionsdetektor besetzten Referenzpunkt gemessen und die anderen Referenzpunkte mit Detektoren für die Pseudostreckenmessung

besetzt werden. In diesem Fall könnten Winkelmessung und Pseudostreckenmessung synchron ablaufen, andernfalls müssten sie nacheinander erfolgen.

Neben höherer Redundanz und Messgenauigkeit würde eine Kombination von Pseudostreckenmessung und zweiachsiger Winkelmessung die bereits genannten Vorteile beider Verfahren vereinen. Ob eine solche Kombination Sinn macht, hängt vom Anwendungsfall, von der erreichbaren Messgenauigkeit der einzelnen Verfahren und sehr stark von der geometrischen Konstellation ab. Nachfolgend sollen nun die mathematischen Grundlagen und instrumentellen Entwicklungen zur Realisierung der Messkonzepte vorgestellt werden.

## 5 Mathematische Grundlagen

### 5.1 Positionsbestimmung mit Pseudostrecken

Bei den Grundaufgaben der räumlichen Trilateration unterscheidet man allgemein Trilaterationsprobleme für  $m$  Standpunkte,  $n$  Zielpunkte,  $p$  räumliche Strecken zwischen den Standpunkten und  $q$  räumliche Entfernungen zwischen den Zielpunkten. Einen Sonderfall stellt der räumliche Bogenschnitt mit Streckendifferenzbeobachtungen bzw. Pseudostrecken dar. Die Ausführungen zur Trilaterationsproblematik sollen hier im Wesentlichen auf das (1,4,0,0)-Problem der Positionierung mit Pseudostrecken beschränkt werden, welches z.B. auch bei der absoluten Positionierung mit GPS als Minimalkonfiguration zum Tragen kommt.

#### 5.1.1 Der räumliche Bogenschnitt mit Pseudostrecken

Zur Bestimmung einer Neupunktposition sind mindestens vier simultane Pseudostrecken, also Strecken mit gemeinsamer unbekannter Additionskonstante, zu messen. Die Lösung  $\{P(\xi, \psi, \zeta), r\}$  ist Teilmenge der Lösungsschar des allgemeinen Apollonischen Berührproblems im Raum. Die gesuchte Neupunktposition  $P(\xi, \psi, \zeta)$  liegt im Mittelpunkt jener Kugel mit dem Radius  $r$ , welche die um die Referenzpunkte  $F_i(\xi_i, \psi_i, \zeta_i)$  mit den Radien  $p_i$  geschlagenen Kugeln gleichzeitig und gleichsinnig berührt [WUNDERLICH, 1992]. Die mathematische Lösung liegt in der Auflösung des nichtlinearen Gleichungssystems, bestehend aus mindestens vier Distanzgleichungen

$$(\xi - \xi_i)^2 + (\psi - \psi_i)^2 + (\zeta - \zeta_i)^2 = (p_i + r)^2 \quad (\text{mit } i = 1..n). \quad (5.1.1)$$

Berücksichtigt man bei Linearisierung dieses Gleichungssystems durch eine Taylorreihe nur die Glieder erster Ordnung, dann erhält man durch Iteration die exakte Lösung. Besonders bei ungünstiger Beobachtungsgeometrie verkürzt bereits die Einführung einer grob geschätzten Näherungstrecke für  $r$  das Iterationsverfahren. Die Lösung des räumlichen Bogenschnittes bedingt daher neben der Festlegung eines (notfalls lokalen) Koordinatensystems für die Referenzpunkte (Referenzsystem) auch die Schätzung von Näherungskoodinaten  $\xi_B, \psi_B, \zeta_B$  des Reflexionspunktes B in diesem System. Für letzteres wurde im Hinblick auf den Einsatz zur vertikalen Richtungsübertragung in der erstellten Software der Lage-Schwerpunkt der Referenzpunkte und ein manuell editierbarer Abstand des Neupunktes zu den Basen von 10 m als standardmäßige Startwerte der Iteration angenommen. In den Gleichungen (4.1.1) bis (4.1.4) bestehen die gemessenen Pseudostrecken nur aus den Differenzen der Strecken zwischen Neupunkt und den Referenzpunkten. Da die mit dem TCSPC-System gemessenen Laufzeitdifferenzen auch elektronisch oder softwaretechnisch bedingte Additionskonstanten enthalten können, wird anstelle des oben verwendeten Ansatzes mit echten Pseudostrecken  $D_i$  gerechnet, die im Gegensatz zu den reinen Laufzeitdifferenzen auch negative Werte annehmen können. Der gesuchte konstante Streckenfehler wird nachfolgend mit  $k$  bezeichnet, welcher durch  $k = c_M \cdot \Delta t$  beschrieben werden kann.  $c_M$  sei hierbei die mittlere Lichtgeschwindigkeit im Medium und  $\Delta t$  der konstante Laufzeitfehler. Die Linearisierung der Gleichungen

$$D_i + v_i = \sqrt{(\xi_B - \xi_i)^2 + (\psi_B - \psi_i)^2 + (\zeta_B - \zeta_i)^2} - k \quad (5.1.2)$$

nach den gesuchten Größen  $\xi_B, \psi_B, \zeta_B$  und  $k$ , zusammengefasst im Vektor der Unbekannten

$$\underline{K} = \begin{bmatrix} \xi_B \\ \psi_B \\ \zeta_B \\ k \end{bmatrix} = \underline{K}_0 + d\underline{K}, \quad (5.1.3)$$

liefert die Gleichungen

$$D_i + v_i = D_{i,0} + a_i \cdot d\xi_B + b_i \cdot d\psi_B + c_i \cdot d\zeta_B + d_i \cdot dk, \quad (5.1.4)$$

bzw. in Matrixschreibweise

$$\underline{D} + \underline{v} = \underline{D}_0 + \underline{A} \cdot d\underline{K}. \quad (5.1.5)$$

Im Falle  $n = 4$  sind die Verbesserungen  $v_i = 0$ . Für  $n > 4$  ist das System redundant und im Rahmen der Ausgleichung sind die Verbesserungen zu berechnen. Der Vektor  $\underline{D}_0$  enthält die aus den Näherungswerten der Unbekannten berechneten Näherungswerte der ausgeglichenen Pseudostrecken. Der Vektor  $\underline{K}_0$  beinhaltet die Näherungswerte der Unbekannten und der Lösungsvektor  $\underline{dK}$  die Differenzen zwischen den ausgeglichenen Unbekannten und den Näherungswerten. Die Koeffizienten der Koeffizientenmatrix  $\underline{A}$  können berechnet werden durch

$$a_i = \frac{\xi_i - \xi_{B,0}}{D_{i,0} + k_0}, \quad b_i = \frac{\psi_i - \psi_{B,0}}{D_{i,0} + k_0}, \quad c_i = \frac{\zeta_i - \zeta_{B,0}}{D_{i,0} + k_0}, \quad d_i = -1, \quad (5.1.6)$$

wobei der Index 0 den für den jeweiligen Iterationsschritt zu verwendenden Näherungswert markiert. Die umgestellte Matrizengleichung

$$\underline{dK} = \underline{A}^{-1} \cdot (\underline{D} + \underline{v} - \underline{D}_0) \quad (5.1.7)$$

ist für  $n > 4$  nicht lösbar. Die Lösung des Gleichungssystems erfolgt in diesem Fall unter Verwendung des Gauß-Markov-Modells und der L2-Norm durch

$$\underline{dK} = (\underline{A}^T \underline{P} \underline{A})^{-1} \cdot \underline{A}^T \underline{P} \cdot (\underline{D} - \underline{D}_0). \quad (5.1.8)$$

$\underline{P}$  entspricht hier der Gewichtsmatrix, in der eventuelle Genauigkeitsunterschiede der einzelnen Beobachtungen zu berücksichtigen sind.

### 5.1.2 Genauigkeitsvoranschlag

Für den Genauigkeitsvoranschlag sollen die Referenzkoordinaten als abweichungsfrei angenommen werden, was bei fester Konfiguration der Empfangssensoren und entsprechender Kalibrierung zumindest für die Betrachtung der Wiederholpräzision durchaus legitim ist. Weiterhin sollen die beobachteten Streckendifferenzen als gleichgenau angenommen werden. Somit kann unter Vernachlässigung eventueller Korrelationen  $\sigma_0 = \sigma_{D_i}$  und die Gewichtsmatrix  $\underline{P} = \underline{I}$  gesetzt werden. Die Varianzfortpflanzung nach dem allgemeinen Kovarianzfortpflanzungsgesetz ergibt sich dann aus Gleichung (5.1.8). Die Hauptdiagonalelemente der Kofaktormatrix  $\underline{Q} = (\underline{A}^T \underline{P} \underline{A})^{-1}$  multipliziert mit der Varianz der Gewichtseinheit  $\sigma_0^2$  liefern die Varianzen der bestimmten Unbekannten, wobei die ersten drei Elemente  $\sigma_\xi^2, \sigma_\psi^2, \sigma_\zeta^2$  den Varianzen der Neupunktkoordinaten entsprechen. Die räumliche Standardabweichung  $\sigma_{3D}$ , das Äquivalent zum nicht mehr zu verwendenden mittleren quadratischen Punktfehler nach *Helmert*, ist zwar kein statistisch herleitbares Genauigkeitsmaß, wohl aber für die nachfolgenden Betrachtungen relevant. Sie ergibt sich durch

$$\sigma_{3D} = \sqrt{\sigma_\xi^2 + \sigma_\psi^2 + \sigma_\zeta^2}. \quad (5.1.9)$$

Analog dazu wird die Lagestandardabweichung  $\sigma_{\xi\psi}$  berechnet. Zur Verdeutlichung seien die zwei folgenden Modellfälle für eine eher günstige und eine eher ungünstige geometrische Konstellation entsprechend den Forderungen der Aufgabenstellung generiert.

**Modellfall a)** Die vier Referenzpunkte seien paarweise auf zwei 40 m langen horizontalen Basen angeordnet. Die Basen sollen rechtwinklig gekreuzt stehen und um 1 m in der Höhe versetzt sein. Der Neupunkt sei 10 m tiefer genau unter dem Schnittpunkt der Basen gelagert. Der vertikale Versatz der Basen ist bei dieser symmetrischen Konstellation notwendig, damit im Neupunkt kein gefährlicher Ort entsteht (siehe Abschn. 5.5). Die Standardabweichung der Pseudostreckenmessung soll im Beispiel mit  $\sigma_{D_i} = 0,5$  mm angenommen werden. Hier ergeben sich Standardabweichungen von 0,4 mm für die beiden horizontalen Koordinaten und eine Höhenstandardabweichung von 14 mm. Letztere sinkt bis auf 10 mm, wenn der Neupunkt in Höhe der Basen liegt.

**Modellfall b)** Die vier Referenzpunkte seien paarweise auf zwei 4 m langen horizontalen Basen angeordnet. Die Basen sollen rechtwinklig gekreuzt stehen und um 1 m in der Höhe versetzt sein. Der Neupunkt sei 30 m tiefer genau unter dem Schnittpunkt der Basen gelagert. Die Standardabweichung der Pseudostreckenmessung soll im Beispiel mit  $\sigma_{D_i} = 0,5$  mm angenommen werden. Hier ergibt sich eine räumliche Standardabweichung von  $\sigma_{3D} = 3567,6$  mm. Eine Aufspaltung nach den einzelnen Koordinaten zeigt, dass sich hier

Standardabweichungen von 5,4 mm für die beiden horizontalen Koordinaten bzw. eine Lagestandardabweichung von  $\sigma_{\xi\psi} = 7,6$  mm ergeben, während die Standardabweichung der Neupunkthöhe  $\sigma_{\zeta}$  nur 0,01 mm geringer ist als  $\sigma_{3D}$ .

Ähnlich wie bei der Satellitengeodäsie ist bei der Pseudostreckenmessung mit einem divergenten Laser die Konfiguration von Referenzpunkten und Neupunkt beschränkt und eine einseitige Anordnung der Referenzpunkte - hier quer zur Laserachse - vorgegeben. Analog zur Höhenbestimmung durch GPS-Messungen ist dadurch die Bestimmung der Neupunktcoordinate in Richtung der Achse des divergenten Laser hochgradig korreliert mit der Bestimmung der Additionskonstanten  $k$ . Für eine vorwiegend vertikale Anwendung beträfe dies die Standardabweichung der Höhencoordinate  $\sigma_{\zeta}$ . Eine einfache Aussage über die Qualität der gewählten Konfiguration erhält man durch die bei der Satellitengeodäsie üblichen geometrischen Genauigkeitsfaktoren.

### 5.1.3 Geometrische Genauigkeitsfaktoren

Der PDOP (Position Dilution Of Precision) gibt das Verhältnis zwischen räumlicher Standardabweichung  $\sigma_{3D}$  und der geschätzten Standardabweichung der Gewichtseinheit  $\sigma_0$  wieder und lässt sich allein aus der Hauptdiagonale der Kofaktormatrix - also unabhängig von der Varianz der Pseudostrecken - berechnen.

$$PDOP = \frac{\sigma_{3D}}{\sigma_0} = \sqrt{Q_{\xi\xi} + Q_{\psi\psi} + Q_{\zeta\zeta}} \quad (5.1.10)$$

Eine optimale Konfiguration mit minimalem  $\sigma_{3D}$  ergibt sich nach [LINKWITZ, 1985] aus  $PDOP = \frac{3}{\sqrt{n-1}}$ ,

wobei  $n$  die Anzahl der gemessenen Pseudostrecken ist. Je größer das Verhältnis zwischen Grundfläche und Höhe der Pyramide ist, die von den geometrischen Strecken aufgespannt wird, desto kleiner wird der PDOP [LINKWITZ, 1985]. Gegeben sei eine Konfiguration der Referenzpunkte auf zwei gekreuzten Basen, die vertikal um 1 m verschoben sind. Eine Betrachtung des PDOP in Abhängigkeit vom Verhältnis  $\tau$  zwischen Basisbreite und Abstand des Neupunktes von der Basis ergibt Werte gemäß Abbildung 5.1a. Im Hinblick auf die messtechnische Realisierung kann  $\tau$  als inverses Maß für die Divergenz des Lasers verwendet werden. Bei der Satellitengeodäsie gilt ein PDOP von 10 als obere Grenze für die Qualität der Satellitenkonfiguration. Die Bestimmung der dreidimensionalen Spiegelposition durch den einfachen räumlichen Bogenschnitt wäre nach diesem Kriterium ab  $\tau = 4$  relativ ungenau. Im Zweifelsfall sollte man jedoch je nach Anwendung eher einen Grenzwert entsprechend der geforderten Koordinatengenauigkeit kalkulieren.

Daneben kann man auch die dreidimensionale Betrachtung in einen horizontalen (HDOP) und vertikalen Genauigkeitsfaktor (VDOP) aufsplitten.

$$HDOP = \sqrt{Q_{\xi\xi} + Q_{\psi\psi}} \quad (5.1.11)$$

$$VDOP = \sqrt{Q_{\zeta\zeta}} \quad (5.1.12)$$

Der Vergleich zwischen PDOP und HDOP (Abb. 5.1b) für die in den Modellfällen beschriebene symmetrische Konfiguration der Referenzpunkte zeigt, dass der Genauigkeitsfaktor der Neupunktcoordinate in Richtung der Laserachse, hier also der VDOP, den PDOP überproportional beeinflusst. Der Genauigkeitsfaktor der Neupunktcoordinate quer zur Laserachse, hier also der HDOP, ist deutlich geringer. Für den PDOP zeigt die

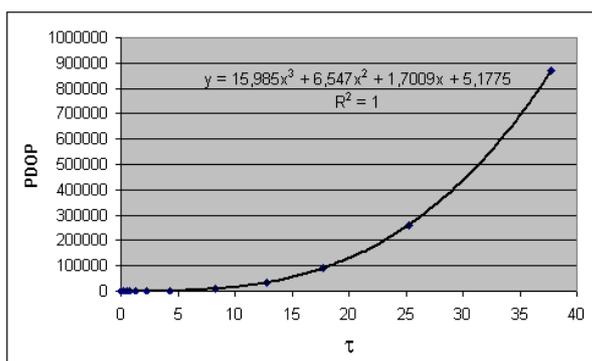


Abb. 5.1a: PDOP als Funktion von  $\tau$

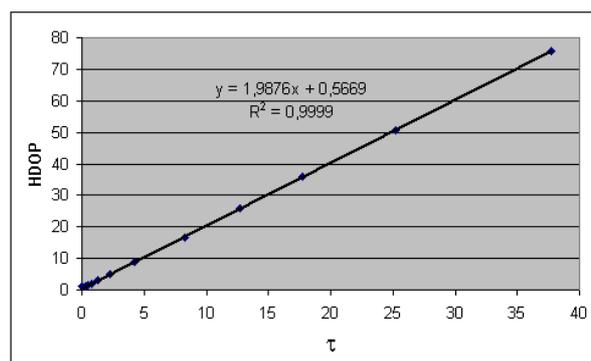


Abb. 5.1b: HDOP als Funktion von  $\tau$

Grafik eine kubische Abhängigkeit von  $\tau$ . Im Modellfall b) beträgt  $\tau = 7,5$  und der PDOP = 7135, der HDOP jedoch nur 15. Im Modellfall a) sind  $\tau = 0,25$ , der PDOP = 28 und der HDOP = 1,1.

Die Modellfälle zeigen eine symmetrische Anordnung des Neupunktes zu den Referenzpunkten, d.h. der Neupunkt liegt genau auf der  $\zeta$ -Achse, die durch den Schwerpunkt der Referenzpunkte verläuft. Je größer der Abstand des Neupunktes von dieser Achse ist, desto größer wird auch der HDOP. Je nachdem, ob der Neupunkt mehr in  $\xi$ - oder in  $\psi$ -Richtung von der  $\zeta$ -Achse abweicht, ist genau diese Koordinate jeweils stärker beeinflusst. Weicht z. B. die Lage des Neupunktes um 1 m in beiden Koordinatenachsen vom Modellfall b) ab, erhöhen sich die Standardabweichungen der Koordinaten von 5,4 mm auf 124 mm. Weicht nur die  $\xi$ -Koordinate um 1,414 m ab, dann ergibt sich  $\sigma_{\xi} = 165$  mm und  $\sigma_{\psi} = 6,0$  mm. Hohe Lagegenauigkeiten wären in dieser Konstellation demnach nur mit symmetrischer Anordnung des Neupunktes gegenüber den Referenzpunkten zu erwarten. Durch Einführung einer Näherungshöhe analog zu Abschnitt 5.1.4 lässt sich hier jedoch der Einfluss der Nichtsymmetrie deutlich reduzieren. Weicht die  $\xi$ -Koordinate des Neupunktes um 1,414 m vom Modellfall b) ab, dann verbessert sich  $\sigma_{\xi}$  von 165 mm auf 7,1 mm, wenn man eine Höheninformation mit  $\sigma_H = 10$  cm als zusätzliche Beobachtung einführt. Mit  $\sigma_H = 2$  cm ist der Einfluss der Nichtsymmetrie vernachlässigbar.

### 5.1.4 Möglichkeiten zur Verbesserung der Höhengenaugkeit

Wie in Kapitel 6 noch gezeigt wird, ist die technische Realisierung leichter für Einsatzfälle mit großem  $\tau$ , d. h. für geringere Divergenz des Lasers. Die geometrische Konfiguration beschränkt die möglichen Einsatzfälle der Positionierung allein mit Pseudostrecken jedoch auf Fälle mit geringem  $\tau$ . Hier gibt es nun verschiedene Möglichkeiten, die Höhengenaugkeit bzw. den VDOP zu verbessern. Im einzelnen sind dies eine Vergrößerung des Höhenabstandes der Basen, eine höhere Zahl von Referenzpunkten, die Einführung einer genaueren Höheninformation für den Neupunkt und die zusätzliche Messung von Vertikalwinkeln.

Eine Vergrößerung des Höhenabstandes der Basen verbessert die geometrische Konstellation ohne die Redundanz zu verändern. Im Modellfall a) sinkt der VDOP auf 2, wenn eine Basis in der Höhe des Neupunktes liegt. Für den Modellfall b) zeigt Abbildung 5.2, wie sich PDOP und HDOP ändern, wenn eine der Basen näher an den Neupunkt geschoben wird. Die Optimierung der Schnittgeometrie wirkt sich sowohl auf die Höhengenaugkeit als auch auf die Lagegenauigkeit positiv aus. Es wird bei  $-25$  m Höhendifferenz ein PDOP von 18 erreicht. Schiebt man dieselbe Basis um  $+25$  m vom Neupunkt weg, verbessert sich der PDOP nur auf 640. Im Hinblick auf eine vertikale Anwendung ist eine Verschiebung um  $-5$  m eher realistisch. Hier ist die Höhengenaugkeit mit einem VDOP = 1000 immer noch stark beeinträchtigt. Das System ist allerdings weniger anfällig gegen nichtsymmetrische Anordnungen des Neupunktes gegenüber den Referenzpunkten. Weicht die  $\xi$ -Koordinate um 1,414 m ab, dann verbessert sich  $\sigma_{\xi}$  von 165 mm auf 27 mm.

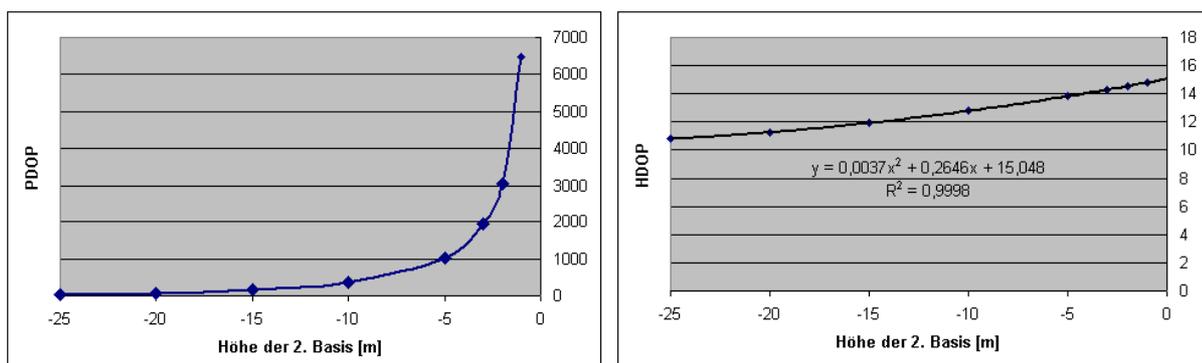


Abb. 5.2: PDOP und HDOP als Funktion der Höhendifferenz der Basen

Die Standardabweichungen der Neupunktkoordinaten sinken nur geringfügig, wenn die Redundanz erhöht wird, indem mehr Referenzpunkte angemessen werden, ohne dass auch gleichzeitig die geometrische Konfiguration verbessert wird. D.h., legt man einen weiteren Referenzpunkt auf den horizontalen Umkreis einer Basis, ändert sich die Konfiguration so gut wie nicht. Legt man den zusätzlichen Referenzpunkt jedoch in die Mitte der Basen, verbessert sich im Modellfall b) der VDOP von 7135 immerhin auf 520, im Modellfall a) von 28 auf 2.

Die Einführung einer genaueren Höheninformation für den Neupunkt in die Berechnung kann in Form einer zusätzlichen Beobachtung erfolgen. Messtechnisch wäre diese Information durch andere Messverfahren, wie z.B. absolute Distanzmessung oder Nivellement, zu gewinnen. Die Höheninformation ist gegenüber der Pseudostreckenmessung im inversen Verhältnis der Varianzen zu gewichten. Die Varianz der Höheninformation gibt im Modellfall die Varianz der Neupunkthöhe vor. Die Einführung einer Höheninformation mit  $\sigma_H = 5,5$  mm liefert im Modellfall für alle Neupunktkoordinaten identische Standardabweichungen  $\sigma = 5$  mm bei einem PDOP = 18. Der HDOP bleibt bei Einführung der Höheninformation nahezu unverändert. Alternativ kann auch die Höhe des Neupunktes als Unbekannte aus der Berechnung entfernt werden. Allerdings wird dann die zusätzliche Höheninformation mit  $\sigma_H = 0$  angenommen. Vergleichbar ist diese Methode mit der GPS-Positionsbestimmung auf dem Meer durch Messung zu nur 3 Satelliten.

Generell kann also festgestellt werden, dass eine 3D-Positionierung allein durch Pseudostrecken nur bei sehr kleinem  $\tau$  (Modellfall a) oder aber relativ großem Abstand der Basen sinnvoll ist. Etwas anders liegt der Fall noch, wenn zusätzlich Winkelmessungen eingeführt werden. Wie bereits beschrieben wurde, sollen Schwenkwinkel  $\vartheta$  und Kippwinkel  $\Phi$ , beides aus der Strahlumlenkung resultierende Vertikalwinkel, mit dem Reflexgoniometer gemessen werden. Bereits die Einführung von  $\vartheta$  und  $\Phi$ , gemessen zu einem einzelnen Referenzpunkt, in das funktionale Modell bewirkt schon eine deutliche Verbesserung der Konfiguration. Gibt man beiden Winkeln das Gewicht 1, was im Modellfall b) einer Standardabweichung von 1 mgon entspräche, erhält man einen VDOP von 218. Der HDOP verbessert sich nur marginal. Eine zusätzliche Verschiebung der Basis um 5 m zum Neupunkt senkt den VDOP auf 160.

## 5.2 Der räumliche Rückwärtsschnitt mit Vertikalwinkeln

Durch Messung von  $\vartheta$  und  $\Phi$  zu mindestens zwei Referenzpunkten wird die Koordinatenlösung des Neupunktes allein durch räumlichen Rückwärtsschnitt möglich. Eine ausführliche geschlossene Lösung des räumlichen Rückwärtsschnitts auf Basis von Theodolitmessungen wurde von [GRAFAREND ET AL., 1989] veröffentlicht. In Form projektiver Gleichungen wird der funktionale Zusammenhang zwischen den Koordinaten der Referenzpunkte und den gemessenen Horizontal- und Vertikalwinkeln dargestellt. Die Lösung dieser Gleichungen gelingt in einem dreistufigen Algorithmus. Da im vorliegenden Projekt aber zwei Vertikalwinkelmessungen stattfinden sollen, wäre dieser Ansatz durch zyklisches Vertauschen der Koordinaten bzw. Winkel zu modifizieren.

Im Hinblick auf die Programmierung ist eine iterative Lösung leichter umsetzbar. Diese basiert auf den zu linearisierenden Gleichungen (5.3.4), (5.3.5) und zusätzlichen Gleichungen, die die Geometrie der Referenzpunkte beschreiben. Das Prinzip kommt als Teil des kombinierten Ausgleichsansatzes in Abschnitt 5.3 zur Anwendung. Der überbestimmte räumliche Rückwärtsschnitt lässt sich mit den dort angegebenen Formeln lösen, indem die Koeffizienten der Pseudostreckenmessung in der Koeffizientenmatrix bzw. die Gewichte der Pseudostrecken gleich null gesetzt werden. Analog gilt dies für das stochastische Modell. Auf eine separate Darstellung der mathematischen Zusammenhänge soll deshalb an dieser Stelle verzichtet werden. Es sei aber darauf hingewiesen, dass die Dimension der Koeffizientenmatrix um eine Spalte zu reduzieren ist, da  $dk$  nicht mitgeschätzt werden muss.

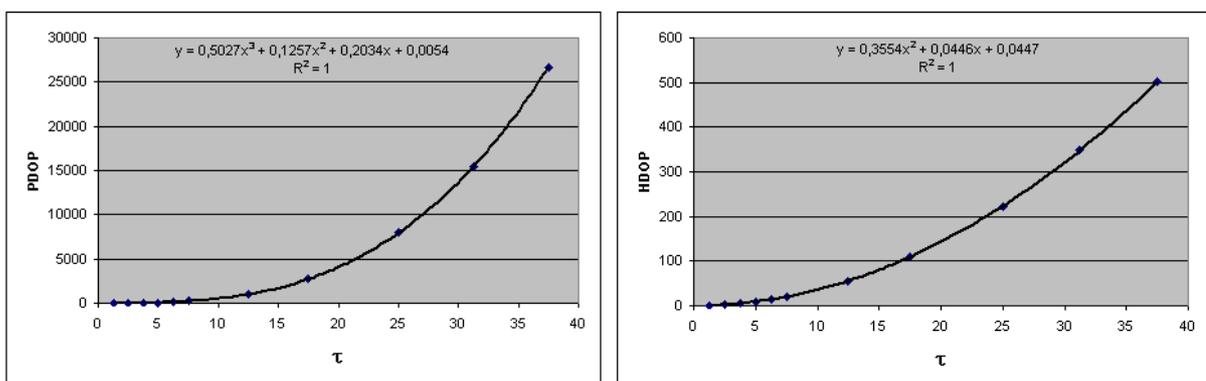


Abb. 5.3: PDOP und HDOP beim räumlichen Rückwärtsschnitt

Abbildung 5.3 zeigt PDOP und HDOP für den räumlichen Rückwärtsschnitt mit Vertikalwinkeln zu vier Referenzpunkten.  $\sigma_0$  wurde wie zuvor mit 0,5 mm angenommen. Im Modellfall a) lägen die Standardabweichungen der Neupunktkoordinaten etwa bei 0,2 mm, der HDOP bei 0,6 und der VDOP bei 0,3. Bei dem in der Aufgabenstellung geforderten Winkelmessbereich von 40 gon in beiden Achsen ( $\tau_{\min} = 0,65$ ) kann das Reflexgoniometer allein jedoch nicht für den Modellfall a) mit  $\tau = 0,25$  eingesetzt werden. Wie leicht ersichtlich ist, wirken sich die am Modellfall b) dargestellten Probleme der Schnittgeometrie (schleifender Schnitt) auch beim räumlichen Rückwärtsschnitt stärker auf die Höhenkomponente aus, wenn auch nicht so stark wie beim räumlichen Bogenschnitt. Im Vergleich zum räumlichen Bogenschnitt ist die horizontale Genauigkeit jedoch deutlich schlechter. Im Modellfall b) liegt der HDOP bei 20, der VDOP beträgt 220. Die Einführung einer zusätzlichen präzisen Höheninformation kann auch hier den VDOP verbessern, der Einfluss auf den HDOP ist aber nahezu null. Eine höhere Präzision der Winkelmessung ist daher für eine genauere Punktübertragung empfehlenswert. Im Gegensatz zur Pseudostreckenmessung ist die Koordinatengenauigkeit beim räumlichen Rückwärtsschnitt unabhängig von der symmetrischen Anordnung des Neupunktes gegenüber den Referenzpunkten.

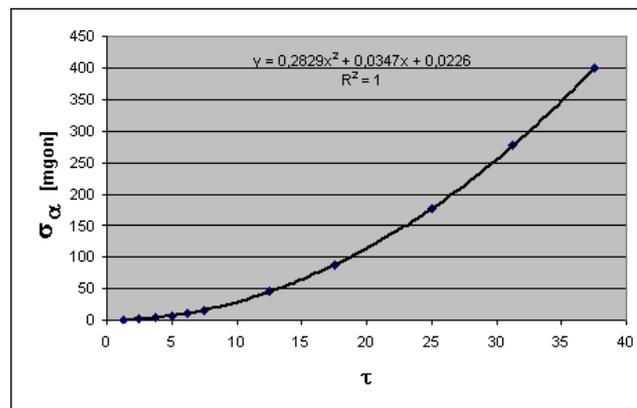


Abb. 5.4: Rotationsgenauigkeit für 0,1 mgon Winkelstandardabweichung

Der entscheidende Vorteil des räumlichen Rückwärtsschnittes mit Reflexgoniometer beim vertikalen oder schrägen Einsatzfall ist, dass zusätzlich zur Positionsbestimmung auch die Horizontalrichtung übertragen werden kann. Die Präzision der Richtungsübertragung liegt im Modellfall b) bei  $\sigma_\alpha = 16$  mgon, wenn eine Standardabweichung der Winkelmessung von  $\sigma_{\vartheta,\Phi} = 0,1$  mgon angenommen wird. Abbildung 5.4 zeigt für  $\sigma_{\vartheta,\Phi} = 0,1$  mgon die Präzision  $\sigma_\alpha$  der Richtungsübertragung in Abhängigkeit von  $\tau$ . Die Präzision einer Kreiselmessung wäre demnach zumindest bei  $\tau < 5$  erreichbar. Das Ergebnis kann durch mehrfache Aufstellung des Reflexgoniometers und Ausgleichung der übertragenen Richtungen noch verbessert werden.

### 5.3 Der kombinierte Ausgleichungsansatz

Um eine optimale 3D-Lösung für die Neupunktkoordinaten zu erhalten, kann je nach Einsatzfall die Kombination von Pseudostrecken- und Winkelmessung sinnvoll sein. Die Lösung des einfachen räumlichen Bogenschnittes liefert die Additionskonstante  $k$  und die Reflexionspunktkoordinaten im Referenzsystem. Die Messung von Kippwinkel  $\Phi$  und Schwenkwinkel  $\vartheta$  im Pivotpunkt des Kardans erzeugt ein lokales dreidimensionales Koordinatensystem XYZ bestehend aus Schwenkachse X, Kippachse Y und Stehachse Z des Kardans (Kardansystem) gemäß Abbildung 4.4. Die mathematische Beschreibung dieser Winkel im Referenzsystem ist sehr aufwändig. Die gemeinsame Ausgleichung von Winkeln und Pseudostrecken im Kardansystem mit anschließender Passpunkttransformation über die Referenzpunkte ist einfacher zu realisieren und erhielt deshalb den Vorzug. Für die Ausgleichung soll zunächst die Annahme gelten, dass der Reflexionspunkt der Pseudostreckenmessung identisch mit dem Pivotpunkt des Kardans sei. Dann gilt

$$X_i = s_i \cdot \sin \Phi_i \quad (5.3.1)$$

$$Y_i = s_i \cdot \cos \Phi_i \cdot \sin \vartheta_i \quad (5.3.2)$$

$$Z_i = s_i \cdot \cos \Phi_i \cdot \cos \vartheta_i \quad (5.3.3)$$

Durch Umstellen erhält man die gemessenen Winkel als Funktion der Referenzpunktkoordinaten  $X_i$ ,  $Y_i$ ,  $Z_i$

$$\Phi_i = \arcsin \frac{X_i}{\sqrt{X_i^2 + Y_i^2 + Z_i^2}} \quad (5.3.4)$$

$$\vartheta_i = \arcsin \frac{Y_i}{\sqrt{Y_i^2 + Z_i^2}} \quad (5.3.5)$$

Für den kombinierten Ansatz wurde die vermittelnde Ausgleichung mit linearen Restriktionen gewählt. Als Messwerte gehen die Pseudostrecken  $D_i$ , Kippwinkel  $\Phi_i$  und Schwenkwinkel  $\vartheta_i$  (mit  $i=1\dots 4$ ) in die Ausgleichung ein. Es ergeben sich die ursprünglichen Verbesserungsgleichungen aus den vier Distanzgleichungen (5.1.2) und den Winkelgleichungen (5.3.4) und (5.3.5). Für die Linearisierung der 12 Verbesserungsgleichungen werden die gemessenen Winkel und die Lösung des einfachen Bogenschnittes zur Bestimmung von Näherungskordinaten  $\underline{X}_0$  verwendet. Die linearisierten Verbesserungsgleichungen (mit  $i = 1\dots 4$ )

$$D_i + v_i = D_{i,0} + a_i \cdot dX_i + b_i \cdot dY_i + c_i \cdot dZ_i + d_i \cdot dk \quad (5.3.6)$$

$$\Phi_i + v_{i+4} = \Phi_{i,0} + e_i \cdot dX_i + f_i \cdot dY_i + g_i \cdot dZ_i \quad (5.3.7)$$

$$\vartheta_i + v_{i+8} = \vartheta_{i,0} + h_i \cdot dY_i + j_i \cdot dZ_i \quad (5.3.8)$$

beinhalten die Koeffizienten

$$\begin{aligned} a_i &= \frac{-X_{i,0}}{D_{i,0} + k_0} & b_i &= \frac{-Y_{i,0}}{D_{i,0} + k_0} & c_i &= \frac{-Z_{i,0}}{D_{i,0} + k_0} & d_i &= -1 \\ e_i &= \frac{Y_{i,0}^2 + Z_{i,0}^2}{\sqrt{(Y_{i,0}^2 + Z_{i,0}^2) \cdot (X_{i,0}^2 + Y_{i,0}^2 + Z_{i,0}^2)}} & f_i &= \frac{-X_{i,0} \cdot Y_{i,0}}{\sqrt{(Y_{i,0}^2 + Z_{i,0}^2) \cdot (X_{i,0}^2 + Y_{i,0}^2 + Z_{i,0}^2)}} \\ g_i &= \frac{-X_{i,0} \cdot Z_{i,0}}{\sqrt{(Y_{i,0}^2 + Z_{i,0}^2) \cdot (X_{i,0}^2 + Y_{i,0}^2 + Z_{i,0}^2)}} & h_i &= \frac{Z_{i,0}}{Y_{i,0}^2 + Z_{i,0}^2} & j_i &= \frac{-Y_{i,0}}{Y_{i,0}^2 + Z_{i,0}^2} \end{aligned} \quad (5.3.9)$$

welche durch Ableitung nach den Unbekannten entstehen und in der Design- bzw. Koeffizientenmatrix  $\underline{A}$  folgendermaßen angeordnet sind

$$\underline{A}_{(12,13)} = \begin{bmatrix} a_1 & b_1 & c_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_1 \\ 0 & 0 & 0 & a_2 & b_2 & c_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_2 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a_3 & b_3 & c_3 & 0 & 0 & 0 & d_3 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & a_4 & b_4 & c_4 & d_4 \\ e_1 & f_1 & g_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_2 & f_2 & g_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e_3 & f_3 & g_3 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e_4 & f_4 & g_4 & 0 \\ 0 & h_1 & j_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & h_2 & j_2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & h_3 & j_3 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & h_4 & j_4 & 0 \end{bmatrix}$$

Hinzu kommen acht Bedingungsbedingungen, die die innere Geometrie der Referenzpunkte beschreiben. Unter der Annahme, dass die Referenzpunkte auf zwei rechtwinklig zueinander angeordnete Basen der Längen  $BL_1$  und  $BL_2$  verteilt sind, die jeweils horizontal sind und einen Höhenunterschied  $dh_1$  zueinander haben, ergeben sich die ursprünglichen Bedingungsbedingungen

$$(X_1 - X_2)^2 + (Y_1 - Y_2)^2 = \frac{1}{4}(BL_1^2 + BL_2^2) \quad (5.3.10)$$

$$(X_2 - X_3)^2 + (Y_2 - Y_3)^2 = \frac{1}{4}(BL_1^2 + BL_2^2) \quad (5.3.11)$$

$$(X_3 - X_4)^2 + (Y_3 - Y_4)^2 = \frac{1}{4}(BL_1^2 + BL_2^2) \quad (5.3.12)$$

$$(X_2 - X_4)^2 + (Y_2 - Y_4)^2 = BL_2^2 \quad (5.3.13)$$

$$(X_1 - X_3)^2 + (Y_1 - Y_3)^2 = BL_1^2 \quad (5.3.14)$$

$$Z_1 - Z_2 = dh_1 \quad (5.3.15)$$

$$Z_2 - Z_4 = 0 \quad (5.3.16)$$

$$Z_1 - Z_3 = 0 \quad (5.3.17)$$

Bei beliebiger Anordnung der Referenzpunkte sind für die Ausdrücke  $r_i$  auf der rechten Seite der Gleichungen die zur linken Seite homologen Ausdrücke mit Koordinaten im Referenzsystem einzusetzen (Bsp.:  $Z_1 - Z_3 = \zeta_1 - \zeta_3$ ). Die Linearisierung der Restriktionen in einer Taylor-Reihe nach der Form

$$H_{i,0} + h_{i,1} \cdot dX_1 + h_{i,2} \cdot dY_1 + h_{i,3} \cdot dZ_1 + h_{i,4} \cdot dX_2 + \dots + h_{i,13} \cdot dk = r_i \quad (5.3.18)$$

liefert die Matrixgleichung

$$\underline{H} \cdot \underline{\beta} = \underline{b} \quad (5.3.19)$$

wobei  $\underline{\beta} = (dX_1, dY_1, dZ_1, dX_2, \dots, dk)^T$  der Vektor der Unbekannten und  $\underline{b}$  der Absolutglied-Vektor mit  $b_i = r_i - H_{i,0}$  ist. Die Koeffizienten  $h_{i,j}$  (mit  $i = 1..8$  und  $j = 1..13$ ) bilden die Bedingungsmatrix  $\underline{H}$ . Das Gauß-Markov-Modell mit linearen Restriktionen liefert den Lösungsansatz

$$\begin{bmatrix} \underline{A}^T & \underline{PA} & \underline{H}^T \\ \underline{H} & \underline{0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{\beta} \\ \underline{k} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{A}^T & \underline{Pl} \\ \underline{b} \end{bmatrix} \quad (5.3.20)$$

(21,21)
(21,1)
(21,1)

Bei Inversion der links stehenden Normalgleichungsmatrix, nachfolgend mit  $\underline{N}$  bezeichnet, erhält man den Lösungsvektor, bestehend aus dem Vektor der Unbekannten  $\underline{\beta}$  und dem Korrelatenvektor  $\underline{k}$ . Addition von  $\underline{\beta}$  und  $\underline{X}_0$  liefert die Koordinaten  $\underline{X}$  der Referenzpunkte im lokalen Spiegelsystem. Anschließende räumliche 4-Parameter-Transformation [BLEICH / ILLNER, 1989] der lokal ausgeglichenen Geometrie mit den Referenzpunkten als Passpunkten liefert die Neupunktkoordinaten im Referenzsystem. Da die Geometrie der Passpunkte abweichungsfrei in den Bedingungsgleichungen wiedergegeben ist, muss keine Helmert-Transformation durchgeführt werden und der Maßstab ist  $M = 1$  zu wählen. Somit ergibt sich der Vektor der transformierten Koordinaten  $\underline{K}_{\xi\psi\zeta}$  durch

$$\underline{K}_{\xi\psi\zeta} = \underline{R} \cdot \underline{X} + \underline{T} \quad (5.3.21)$$

als Funktion der Rotationsmatrix

$$R = \begin{bmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha & 0 \\ \sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (5.3.22)$$

und des Translationsvektors

$$T = \begin{bmatrix} \Delta x \\ \Delta y \\ \Delta z \end{bmatrix} \quad (5.3.23)$$

Unter der Annahme, dass die Horizontalebenen der kartesischen Koordinatensysteme parallel liegen, ist nur eine Rotation  $\alpha$  um die Vertikalachse zu berücksichtigen. Diese ist hier bei Blickrichtung von der Achse in Richtung Ursprung des Koordinatensystems durch Drehung im Uhrzeigersinn definiert. Für die Berechnung der Transformationsparameter reichen zwei Passpunkte aus. Die Gleichungen findet man u.a. bei [HÄBLER / WACHSMUTH, 1994]. Das Modell zweier paralleler kartesischer Koordinatensysteme ist nicht in jedem Fall zutreffend, da beide Systeme durch Instrumentenaufstellung im Erdschwerefeld definiert werden. Kann die relative Lotabweichung zwischen beiden Koordinatensystemen bestimmt werden, sind drei Rotationen zu berechnen. Für die Darstellung der dann notwendigen 6-Parameter-Transformation soll hier auf [SCHEFFLER, 2001] verwiesen werden. Wenn im Falle einer vertikaler Anwendung des Verfahrens die relative Lotabweichung nicht bestimmt werden kann, wirkt sie als systematische Messabweichung. Ebenfalls zu berücksichtigen wäre die Konvergenz der durch die Referenzpunkte verlaufenden Lotlinien, insbesondere bei schräger Punktübertragung. Bei lotrechter Punktübertragung ist diese Konvergenz unter der Annahme von Symmetrie vernachlässigbar. Da diese Problematik sehr vom Einsatz abhängt, soll sie an dieser Stelle nicht vertieft werden.

Liegt der Pivotpunkt des Kardans nicht in der obersten Spiegelebene, dann ist für jeden Kippwinkel ein anderer Reflexionspunkt maßgeblich, d.h. die  $X$ -Koordinate des Reflexionspunktes ändert sich um den Betrag  $dX(\Phi)$ . Da  $dX(\Phi)$  je nach Geometrie des Etalons leicht als feste Funktion definiert bzw. kalibriert werden kann, ist eine Berücksichtigung im Ausgleichungsansatz möglich. Sie kann als Korrektur der Kippwinkel eingehen, einfacher ist jedoch eine Korrektur der berechneten Referenzkoordinaten in Gleichung (5.3.1) der Form

$$X_i = s_i \cdot \sin \Phi_i + dX(\Phi_i) . \quad (5.3.24)$$

Da kommerzielle Ausgleichungssoftware die Messung zweier Vertikalwinkel nicht verarbeiten kann, wurde eine Software entwickelt und programmiert, die den gesamten Ausgleichungsansatz incl. Bestimmung von Näherungskordinaten, Transformation und Korrektur der Reflexionspunktposition beinhaltet. Die nachfolgenden Untersuchungen wurden mit dieser Software durchgeführt.

## 5.4 Das stochastische Modell

Die geometrischen Genauigkeitsfaktoren des räumlichen Bogenschnitts allein sind nicht aussagekräftig genug, um die Genauigkeit des kombinierten Modells abzuschätzen. Die Varianzfortpflanzung des kombinierten Ansatzes soll zeigen, welche Koordinatengenauigkeit erreicht wird.

$$\underline{C}_{\beta\beta} = \sigma_0^2 \cdot \underline{N}^{-1} \quad (5.4.1)$$

Die Hauptdiagonale der Kovarianzmatrix  $\underline{C}_{\beta\beta}$  enthält die Varianzen der Referenzkoordinaten im lokalen System. Eine Schätzung für  $\sigma_0^2$  als Varianz der Gewichtseinheit erhält man empirisch durch

$$s_0^2 = \frac{[p_{vv}]}{n - u + r} , \quad (5.4.2)$$

wobei  $n = 12$  die Anzahl der Beobachtungen ist,  $u = 13$  die Anzahl der Unbekannten und  $r = 8$  die Anzahl der linearen Restriktionen. Die beobachteten Streckendifferenzen können als gleichgenau angenommen werden und bekommen deshalb eine a-priori Gruppenstandardabweichung bzw. ein einheitliches Gewicht innerhalb der Ausgleichung. Auch die Winkelbeobachtungen bekommen eine Gruppenstandardabweichung, wenn Kipp- und Schwenkwinkel durch Teilkreise gemessen werden. Das Gewicht des einzelnen Winkels ist danach in Abhängigkeit von der Distanz anzusetzen. Für das in Kapitel 4 vorgestellte Messprinzip der zweiachsigen Winkelmessung ist die Betrachtung zu differenzieren. Die a-priori Standardabweichungen der Winkelbeobachtungen sind hier nicht in Gruppen anzusetzen, da die Messunsicherheiten der Winkel  $\vartheta$  und  $\Phi$  von ihren jeweiligen Beträgen abhängen. Weiterhin ergibt sich gemäß der Gleichungen (7.1.26) bis (7.1.29) die Abhängigkeit des Winkels  $\vartheta$  vom radialen Versatz  $v$  und damit vom Winkel  $\Phi$ . D.h. die Genauigkeit von  $\vartheta$  hängt vom Betrag von  $\Phi$  ab. Die Korrelation der Messwerte soll aber hier vernachlässigt werden.

Genauigkeitsangaben zu den Neupunktkoordinaten erhält man durch Anwendung des allgemeinen Kovarianzfortpflanzungsgesetzes auf die Transformationsgleichung (5.3.21). Da Transformationsparameter in Abhängigkeit der Referenzkoordinaten in Start- ( $\underline{X}_{Ref}$ ) und Zielsystem ( $\underline{K}_{Ref}$ ) entstehen, ist zunächst die Varianzfortpflanzung auf die Bestimmung der Transformationsparameter, zusammengefasst im Vektor  $\underline{Q}$ , anzuwenden. Aus dem je nach Transformationsart abzuleitenden funktionalen Zusammenhang

$$\underline{Q} = \underline{A}_Q \cdot \begin{bmatrix} \underline{X}_{Ref} \\ \underline{K}_{Ref} \end{bmatrix} \quad (5.4.3)$$

ergibt sich durch Varianzfortpflanzung

$$\underline{C}_{QQ} = \underline{A}_Q \cdot \underline{C}_{XK} \cdot \underline{A}_Q^T \quad (5.4.4)$$

Je nachdem, ob die Vergleichspräzision oder die Wiederholpräzision des Verfahrens gesucht wird, sind in die  $\underline{C}_{XK}$ -Matrix Varianzen  $C_{KRef}$  der Referenzkoordinaten im Zielsystem einzufügen oder auf null zu setzen. Die Ableitung der Transformationsgleichung (5.3.21) nach den Transformationsparametern liefert den funktionalen Zusammenhang

$$\underline{K}_{\xi\psi\zeta} = \underline{K}_{\xi\psi\zeta 0} + \underline{A}_K \cdot \underline{Q}, \quad (5.4.5)$$

woraus sich nach dem allgemeinen Kovarianzfortpflanzungsgesetz die Kovarianzmatrix  $\underline{C}_{KK}$  der Neupunktkoordinaten

$$\underline{C}_{KK} = \underline{A}_K \cdot \underline{C}_{QQ} \cdot \underline{A}_K^T \quad (5.4.6)$$

ergibt. Findet keine Richtungsübertragung statt, könnte die Varianzfortpflanzung alternativ aus dem räumlichen Bogenschnitt mit ausgeglichenen Strecken berechnet werden. Hierzu müssten aber neben den Varianzen der ausgeglichenen Beobachtungen und den Varianzen der ausgeglichenen Referenzpunktkoordinaten auch die Korrelationen zwischen beiden berücksichtigt werden.

Im einfachen Falle der 4-Parameter-Transformation nach dem Molodenskij-Badekas-Modell umfasst der Vektor  $\underline{Q}$  die aus den Schwerpunkten der Referenzkoordinaten in beiden Systemen berechneten Translationen  $\underline{T}$  und die Rotation  $\alpha$  um die vertikale Achse im Schwerpunkt, für deren Berechnung alle Referenzpunkte einbezogen werden.

$$\underline{Q} = \begin{bmatrix} \alpha \\ \Delta x \\ \Delta y \\ \Delta z \end{bmatrix} \quad (5.4.7)$$

Die Herleitung der Koeffizientenmatrix  $\underline{A}_Q$  ist in Anlage 1 aufgeführt.

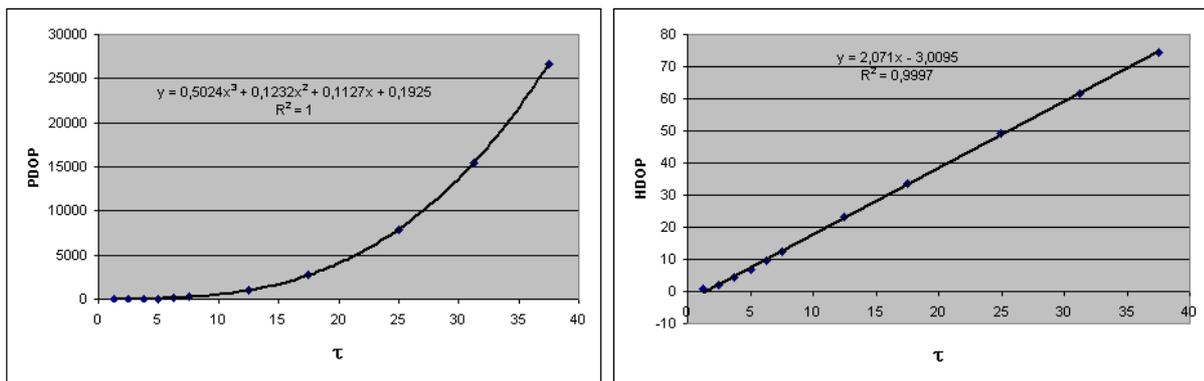


Abb. 5.5: PDOP und HDOP beim kombinierten Ansatz

Abbildung 5.5 zeigt PDOP und HDOP für den kombinierten Ansatz mit vier Referenzpunkten.  $\sigma_0$  wurde wieder mit 0,5 mm angenommen. Man sieht, dass sich die beiden Verfahren positiv ergänzen. Die Graphik zeigt für den Modellfall b) einen PDOP von 220 und einen HDOP von 12,2. Trotz der positiven Ergänzung muss festgestellt werden, dass das Problem der schlechten Höhengenaugigkeit nicht gelöst wird und somit eine Kombination von räumlichem Rückwärtseinschneiden und Pseudostreckenmessung in dieser geometrischen Konstellation keine entscheidende Verbesserung gegenüber dem Stand der Technik bringt. Es ergeben sich noch verschiedene Möglichkeiten, das Ergebnis zu optimieren. Eine um den Faktor 10 höhere Gewichtung der Pseudostrecken ( $\sigma_s = 0,15$  mm), verbessert den VDOP nur unwesentlich, dagegen den HDOP auf 4,7. Eine um den Faktor 10 höhere Gewichtung der Winkelmessungen ( $\sigma_{\vartheta,\phi} = 0,33$  mgon) senkt den HDOP auf 6,8 und den

VDOP auf 73. Eine Möglichkeit zur Verbesserung des VDOP ohne Erhöhung der Präzision der Winkelmessung ist die Einführung einer zusätzlichen Höheninformation analog zu Abschnitt 5.1.4. Der HDOP bleibt hierbei unverändert.

Da der Messbereich des Reflexgoniometers begrenzt ist, ist für den Modellfall a) eine Kombination von Reflexgoniometer und Pseudostreckenmessung höchstens dann sinnvoll, wenn anstatt der vier für die Pseudostreckenmessung genutzten Referenzpunkte nur ein fünfter Referenzpunkt z. B. im Schnittpunkt der Basen für die Winkelmessung genutzt wird. In diesem Fall ergibt sich zumindest die in Abschnitt 5.1. beschriebene Verbesserung der Konfiguration.

Die Präzision der Richtungsübertragung wird allein durch die Winkelmessung bestimmt und ist daher identisch mit den in Abschnitt 5.2 angegebenen Werten. Eine nichtsymmetrische Anordnung des Neupunktes gegenüber den Referenzpunkten ist bei Punkt- und Richtungsübertragung auch ohne Einführung einer Näherungshöhe unkritisch. Erst ab 5 m Abstand des Neupunktes vom Lot durch den Schwerpunkt der Referenzpunkte ergeben sich geringfügige Verschlechterungen des HDOP. Hingegen verbessert sich  $\sigma_\alpha$  mit zunehmendem Abstand.

## 5.5 Gefährliche Örter

Wo die Funktionaldeterminante des linearisierten Gleichungssystems verschwindet, liegt ein Versagen der Lösung, ein sogenannter gefährlicher Ort vor. Beim einfach bestimmten räumlichen Bogenschnitt mit Pseudostrecken existiert die bekannte Drehkegelbedingung mit der Spitze im Neupunkt  $P$ . Dies betrifft alle Raumpunkte, aus welchen sich dem Referenzpunkte-Tetraeder ein Drehkegel umschreiben lässt. Liegen hierbei alle vier Referenzpunkte auf einem Kegelmantel, so ist im Neupunkt ein gefährlicher Ort. Aufgrund der Geometrie der Anwendung beschränkt sich die Lage der Referenzpunkte auf eine von zwei möglichen Mantelflächen. Für das vollständige Apollonischen Berührproblem im Raum stellt [WUNDERLICH, 1992] graphisch und analytisch eine gefährliche Fläche dar.

Eine zum Lot des Neupunktes symmetrische Anordnung der Referenzpunkte in einer horizontalen Ebene hätte z.B. für beide Modellfälle nach dem Ansatz in Gleichung (5.1.5) eine singuläre Koeffizientenmatrix  $\underline{A}$  zur Folge. Die Höhenkoordinate aller Punkte auf der Lotlinie durch den Schnittpunkt der Basen wäre unbestimmt. Auch eine zusätzliche Winkelmessung zum Schnittpunkt der Basen würde daran nichts ändern. Demzufolge ist die Konfiguration der Referenzpunkte so zu wählen, dass kein gefährlicher Ort in Zielrichtung vorliegen kann. Die Verwendung zweier gleichlanger, rechtwinklig gekreuzter Basen mit vertikalem Versatz (siehe Modellfälle) ist eine praktikable Lösung dieses Problems mit geringem HDOP. Auch wenn die Lösung des Gleichungssystems nunmehr möglich ist, äußert sich die Nähe zum gefährlichen Ort in einem sehr hohen VDOP. Es wurde bereits gezeigt, dass sich die geometrische Konstellation durch einen größeren vertikalen

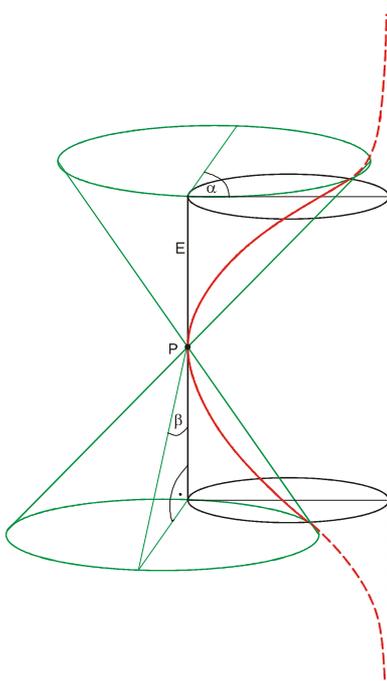


Abb. 5.6 : Konstruktion der Horopterkurve

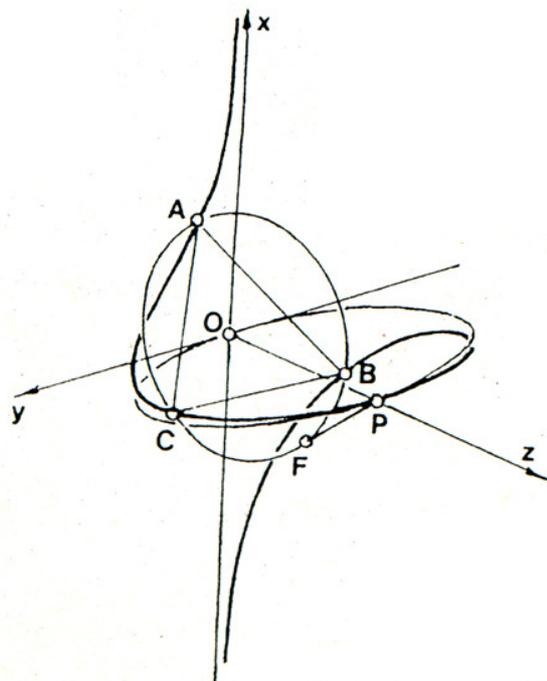
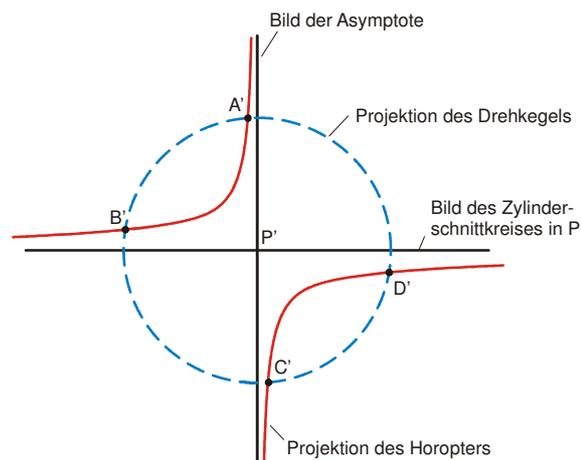


Abb. 5.7 : Definition des gefährlichen Orts [KILLIAN, 1990]

Abstand der Basen oder einen zusätzlichen Referenzpunkt im Zentrum der Basen verbessern lässt.

Wie bereits [GOTTHARDT, 1940] ausführte, gibt es auch beim überbestimmten räumlichen Rückwärtsschnitt, dessen Berechnung von [GRAFAREND ET AL., 1989] ausführlich dargestellt wurde, den gefährlichen Ort, der sich nach [KILLIAN, 1990] durch eine Horopterkurve definieren lässt. Die Horopterkurve liegt auf einem Drehzylinder, ist im Grundriss ein Kreis und wird deshalb auch als kubischer Kreis bezeichnet. Konstruktion des Horopters ist durch Schnitt eines orthogonalen Kegels mit dem Zylinder möglich. Der orthogonale Kegel (wohlgemerkt: nicht Drehkegel) hat eine Erzeugende  $E$ , die senkrecht zu den Kreisschnitten des Kegels steht. Bringt man diese Erzeugende mit der Erzeugenden des Zylinders zur Deckung, bildet die Schnittkurve beider Flächen eine Horopterkurve. Abbildung 5.6 zeigt diese geometrische Konstruktion. Der Schnitt der Tangentialebene des Kegels durch  $E$  mit dem Zylinder definiert die Asymptote des Horopters. Die Freiheitsgrade der Konstruktion sind das Azimut  $\alpha$  zwischen den Schnittkreisen von Kegel und Zylinder, der Öffnungswinkel  $\beta$  des Kegels und der Durchmesser des Zylinders. Es gibt also  $\infty^3$  verschiedene Horopter für einen Neupunkt  $P$ .  $\alpha$  definiert die Lage der Asymptote und die Gangrichtung des Horopters.  $\beta$  bestimmt die Steigung des Horopters. Liegen die Referenzpunkte  $A, B, C$  und der Neupunkt  $P$  gemäß Abbildung 5.7 auf einem Horopter, dann liegt der Fußpunkt  $F$  des Lotes von  $P$  auf die Referenzpunktebene immer auf dem Umkreis des Referenzpunktdreiecks. Somit liegt in  $P$  ein gefährlicher Ort des räumlichen Rückwärtsschnitts vor. Nach [GOTTHARDT, 1940] und [KILLIAN, 1990] liegt auch dann ein gefährlicher Ort vor, wenn vier und mehr Referenzpunkte auf dem Horopter liegen. Ein gefährlicher Ort des räumlichen Rückwärtsschnittes könne aber ausgeschlossen werden, wenn mindestens vier Referenzpunkte in einer Ebene liegen. Es ist anhand Abbildung 5.7 leicht zu erkennen, dass ein Schnitt der Horopterkurve mit einer Ebene keine vier reellen Schnittpunkte liefern kann.

Geklärt werden soll nun zunächst die Frage, ob es bei der Kombination beider Verfahren einen gefährlichen Ort gibt. Gefährliche Örter können nur da existieren, wo die Horopterkurve mit der gefährlichen Fläche der Pseudostreckenmessung gemeinsame Punkte besitzt. Im Fall der genannten Drehkegelbedingung der Positionierung mit Pseudostrecken (Pseudostreckenortung) heißt dies, dass der Punkt  $P$  der Horopterkurve sich in der Kegelspitze befinden muss und dass Kegel und Horopter sich in mindestens vier weiteren Punkten schneiden oder berühren müssen. Abbildung 5.8 zeigt eine Zentralprojektion mit Projektionszentrum in  $P$  auf eine Projektionsebene, welche die Asymptote des Horopters enthält und senkrecht zur Tangentialebene des Kegels durch  $E$  steht. Ein Drehkegel mit Spitze in  $P$  wird hierbei als Kreis oder Ellipse abgebildet, während die Projektion der Horopterkurve zwei Hyperbeläste liefert. Es ist leicht ersichtlich, dass beliebig viele Kreise und Ellipsen definiert werden können, die mit den Hyperbelästen je zwei reelle Schnittpunkte ( $A'$  und  $B'$  bzw.  $C'$  und  $D'$ ) gemeinsam haben.



**Abb. 5.8: Zentralprojektion des Horopters aus  $P$**

Da nun also das Vorhandensein gefährlicher Örter nicht generell ausgeschlossen werden kann, ist zu fragen, ob für die im Modellfall b) beschriebene Konstellation oder eine ähnliche Anordnung der Referenzpunkte ein gefährlicher Ort ausgeschlossen werden kann. Überträgt man die Projektion der vier Schnittpunkte auf die Schrägansicht, so wird ersichtlich, dass eine rechtwinklige Anordnung zweier gleich langer Basen mit ihren Endpunkten auf dem Horopter nur dann möglich ist, wenn das Azimut  $\alpha = 0$  wird oder der Öffnungswinkel  $\beta = 100$  gon. In beiden Fällen liegen alle Referenzpunkte auf einem Kreis. Für  $\beta = 100$  gon liegt  $P$  auch auf dem Kreis. Somit liegt der gefährliche Ort des ebenen Rückwärtsschnitts vor. Bei  $\alpha = 0$  bzw.  $\alpha = 200$  gon

liegen vier Referenzpunkte in einer Ebene und P darunter bzw. darüber. Ein gefährlicher Ort des räumlichen Rückwärtsschnittes ist hier – wie bereits erwähnt – ausgeschlossen.

Eine annähernd rechtwinklige Anordnung der beiden Basen ist für alle anderen Werte von  $\alpha$  und  $\beta$  denkbar. Allerdings kann hier entweder ausgeschlossen werden, dass die Basen gleich lang sind oder aber dass sie nah beieinander und gleichzeitig weit weg vom Neupunkt liegen. Aufgrund dieser geometrischen Überlegungen kann die Existenz gefährlicher Örter für die im Modellfall gewählte Anordnung der Basen im kombinierten Ausgleichungsansatz ausgeschlossen werden. Auf einen analytischen Nachweis soll deshalb verzichtet werden. Ein punktueller numerischer Nachweis ist mit Hilfe der Determinantenbedingung möglich und wurde für verschiedene anwendungsrelevante Konfigurationen geführt. Ein Versagen der Lösung konnte bei keiner getesteten Konfiguration festgestellt werden. Wie die Betrachtungen zur Höhengenaugigkeit jedoch zeigten, ist die geometrische Konstellation für eine Bestimmung der Koordinate in Richtung der Laserachse eher ungünstig.



### 6.1.2 Signalverarbeitung

Technisch realisiert wird die Zeitmessung beim TCSPC durch Generierung und Detektion einer Spannung proportional zur Zeitdifferenz mit Hilfe eines hochlinearen Rampengenerators (TAC). Dafür muss zunächst der ankommende optische Puls detektiert werden, wofür verschiedene Detektortypen in Frage kommen (siehe Abschn. 6.2.2). Der resultierende elektrische Puls wird dann von einem Constant Fraction Diskriminator (CFD) gemäß Abbildung 6.2 in einen Rechteckpuls gewandelt. Der CFD besteht aus einem Schwellwert-Diskriminator (leading edge discriminator) und einem Nulldurchgangs-Diskriminator, die gleichzeitig das Signal erhalten. Letzterer ist ein Differential-Komparator, der den Diodenpuls auf beiden Eingängen erhält. Allerdings ist der Puls auf dem negativen Eingang um einen Bruchteil der Pulslänge verschoben. Demzufolge liefert der Komparator einen bipolaren Puls, dessen Nulldurchgang unabhängig von der Pulsamplitude und damit ein exzellenter Indikator für die zeitliche Position des optischen Pulses ist. Natürlich muss der Delay-Wert nahe null liegen, weshalb der Nulldurchgangs-Diskriminator auch bei Rauschen oder Schein-Signalen ansprechen kann. Darum wird mit dem parallel laufenden Schwellwert-Diskriminator abgeglichen, ob tatsächlich ein Puls anliegt oder nicht. Typische optische CFD's erlauben das Einstellen von Schwellwerten für Ober- und Untergrenze der Pulsamplitude. Im Ergebnis liefert der CFD einen Ausgangspuls nur für Eingangspulse ab einem einstellbaren Energieschwellwert, aber die zeitliche Position des Ausgangspulses ist unabhängig von der Höhe des Eingangspulses [BECKER&HICKL, 2004].

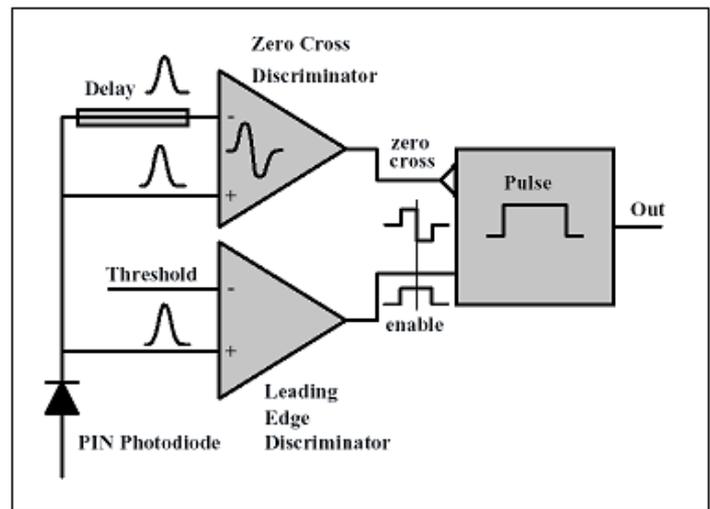


Abb. 6.2: Prinzip des Constant Fraction Diskriminator CFD

Beide CFD-Signale erreichen nun nacheinander den Time-to-Amplitude-Converter (TAC), einen hochlinearen Rampengenerator, der von den Signalen gestartet bzw. gestoppt wird. Das Ergebnis ist eine Spannung, die proportional zur Zeitdifferenz der Signale sein sollte. Diese Spannung wird mit einem sehr schnellen und hochlinearen AD-Wandler (ADC) in digitale Zeitwerte umgesetzt, die per Mikroprozessor im Histogramm abgelegt werden.

Fertige TCSPC-Module sind in Form von PCI-Einschubkarten erhältlich. Das im Rahmen der Arbeit verwendete TCSPC-Modul TCC 900 von Edinburgh Instruments ist mit einem 12 Bit AD-Wandler ausgestattet. Demzufolge kann der Messbereich und damit das Histogramm in bis zu 4096 Kanäle unterteilt werden, was beim Mindestmessbereich von 2,5 ns einer Auflösung von 0,6 ps Signallaufzeit bzw. 0,18 mm Lichtweg oder 0,2 nm Schallweg in Luft entspricht. 16 Bit AD-Wandler sind heute Stand der Technik. Theoretisch sind damit 65536 Kanäle denkbar, was bei 2,5 ns Messbereich einer Auflösung von 38 fs Signallaufzeit bzw. 11,4  $\mu\text{m}$  Lichtweg oder 12,5 pm Schallweg in Luft entspräche. Mittlerweile gibt es aber TCSPC-Instrumente, bei denen die Kombination aus analogem TAC und ADC durch einen Time-to-Digital-Converter (TDC) ersetzt wurde. Dies bringt neben der geringeren Anfälligkeit der Messung gegenüber thermischen Einflüssen auch den Vorteil, dass der Messbereich nahezu beliebig erweitert werden kann. Eine zum Zeitpunkt der Untersuchungen aktuelle Entwicklung der Firma Picoquant bietet einen Messbereich von 128.000 Kanälen bei einer variablen Kanalbreite von  $\geq 4$  ps. Die nachfolgenden Ausführungen beziehen sich jedoch auf das hier hauptsächlich eingesetzte Modul TCC 900.

### 6.1.3 Parameter für die Lage und Form des Histogramms

Neben der tatsächlichen Laufzeitdifferenz, die der geometrischen Signalwegdifferenz zwischen zwei Detektoren entspricht, hängt die mit der TCSPC-Karte gemessene Zeitdifferenz der Eingangssignale von diversen Parametern ab. Dazu zählen neben Detektortyp bzw. der Länge und Art der Kabelverbindungen auch elektronische Parameter der TCSPC-Karte, die Lage und Form des Histogramms mitbestimmen. Einer der wichtigsten Parameter ist der **Eingangsschwellwert** am CFD, der für Start- und Stop-Puls verschieden festgelegt werden kann. Die Einstellung erfolgt per Software mit Werten zwischen 0 und -1000 mV. Je nach Eingangswiderstand und Kabelwiderstand kann hier die Lage des Histogramms beträchtlich verändert werden. Um reproduzierbare Messergebnisse zu erhalten, müssen die Schwellwerte konstant sein. Wird der Schwellwert zu niedrig angesetzt, können Reflexionen des Signals im Kabel als Störsignal wirken, was in einer

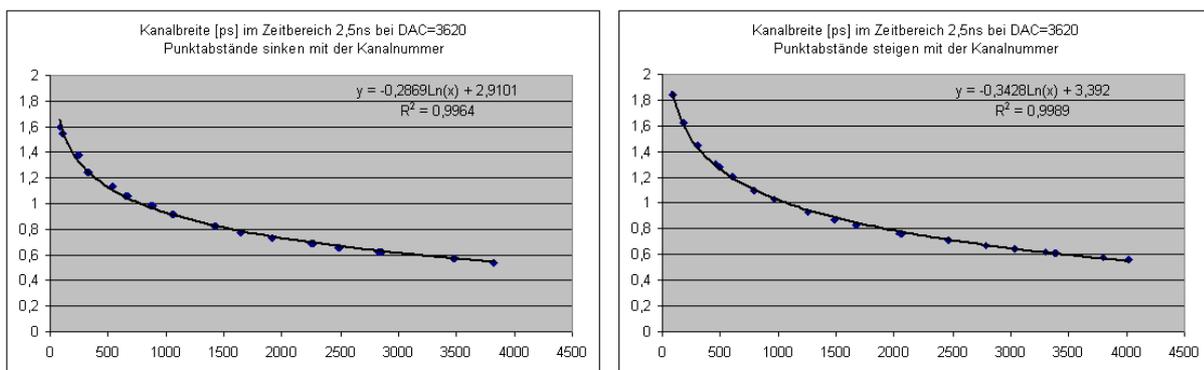
Vervielfachung der Pulsrate erkennbar ist. Ist der Schwellwert nahe null definiert, kann auch das Messrauschen von Lineardetektoren als Signal erkannt werden. Durch die Festlegung des Schwellwertes größer als null ergibt sich bei variabler Pulsamplitude der Time-Walk-Effekt am CFD (siehe Abschn. 6.2.3), z.B. in Verbindung mit Lineardetektoren oder Photomultipliern, die keine Signalvorverarbeitung vornehmen. Signalvorverarbeitung wäre z.B. die Triggerung auf einen genormten Rechteckpuls (TTL oder NIM).

Die Lage des Histogramms wird auch durch die **Ausgangsimpedanz** der pulsgebenden Einheit (Detektor oder Pulsgenerator) beeinflusst. Tests mit einem Delay-Generator ergaben, dass das Histogramm bei hochohmigem Ausgangswiderstand um ca. 200 ps gegenüber dem Histogramm bei 50  $\Omega$  Ausgangswiderstand verschoben war. Bei hochohmigem Ausgang sind jedoch die Amplituden der Reflexionen (ca. 10 % der Signal-Amplitude) deutlich geringer.

Der TAC ist ein Rampengenerator. Die Neigung der Rampe ist über die Software einstellbar. Bei einem maximalen **TAC-Wert** von 4096 ergibt sich die kürzeste Kanalbreite für den vorgewählten Messbereich. Da die Kanalanzahl auf 4096 beschränkt ist, verkürzt sich mit steigendem TAC-Wert auch der Messbereich selbst. Die Kanalbreite ist in Abhängigkeit vom TAC-Wert zu kalibrieren.

Das **TAC-Offset** ist eine Möglichkeit, das Histogramm auf der Zeitskala nach vorn zu schieben, falls die zu messende Zeitdifferenz größer als der Messbereich ist. Es kann per Software eingestellt werden und wirkt wie eine Laufzeitverzögerung des Start-Signals. Um den Wert des TAC-Offsets in eine Zeitdifferenz umzurechnen, ist eine Kalibrierung gemeinsam mit dem TAC-Wert vonnöten. Eine Beeinflussung von Form und Breite des Histogramms durch das TAC-Offset konnte nicht nachgewiesen werden.

Ein weiterer Parameter ist das **Delay**, eine künstliche Laufzeitverzögerung des Stop-Signals, die ebenfalls per Software zugeschaltet werden kann. Das Delay verschiebt das Histogramm auf der Zeitskala nach hinten. Die Auswahl der verfügbaren Delays ist über Steckmodule auf der TCC 900 variabel zu gestalten. Die Genauigkeit der Angaben für die jeweilige Zeitverschiebung liegt allerdings im Bereich mehrerer 10-er ps. Es empfiehlt sich daher für hohe Genauigkeitsansprüche, möglichst ohne bzw. mit einem konstanten Delay zu arbeiten oder aber die Werte exakt zu kalibrieren. Das setzt wiederum eine Kalibrierung des TAC voraus. Wie Tests ergaben, variiert das Einschalten eines Delays geringfügig Form und Breite des gemessenen Histogramms. Je nach Art der Auswertung des Histogramms ergeben sich daraus Differenzen des Messwertes von bis zu 50 ps.



**Abb. 6.3: logarithmische Abhängigkeit der Kanalbreite von der Kanalnummer beim TCC 900**

Wie Labortests auf der Interferometerbahn des Geodätischen Instituts zeigten, ist die Zeitauflösung der TCC 900 innerhalb des definierten Messbereiches nicht konstant. Abbildung 6.3 zeigt die logarithmische Abhängigkeit der Kanalbreite von der Kanalnummer. Je nach TAC-Wert kann der genannte Effekt noch betragsmäßig variieren, allerdings bleibt die logarithmische Abhängigkeit erhalten. Um sicherzustellen, dass dieser Effekt nicht auf die Laufzeitdifferenz des Laserpulses zurückzuführen ist, wurde der Stoppuls bei einer zweiten Messung mit Hilfe des internen Delays um 2 ns verzögert. Die anschließend gemessenen negativen Laufzeitunterschiede zeigten dieselbe Abhängigkeit, obwohl nun das Verhältnis von Laufzeitunterschied zu Kanalnummer umgekehrt war.

Die Histogrammform hängt in erster Linie von der Art des Detektors ab (Lineardetektor oder SPAD), auch davon, ob der Startpuls von einem Oszillator kommt oder einem Detektor, und von den CFD-Schwellwerten. Die Histogrammform wird außerdem vom Messrauschen beeinflusst, welches sich aus diversen Komponenten zusammensetzt, wie z.B. der Intensität und Länge des optischen Pulses, der Wandlungszeit des Detektors, dem Kabelrauschen, und den Temperaturdriften sämtlicher elektrischer Bauteile. Über das Signal-Rausch-Verhältnis entscheidet auch die Dauer der Messung, denn wenn das Histogramm deutlich schmäler als der Messbereich

ist, glättet sich die Kontur des Histogramms mit zunehmender Messdauer. Die Zahl der relevanten Messwerte steigt kontinuierlich innerhalb weniger Kanäle, während sich Fehlmessungen, wie z.B. das Dunkelrauschen von SPADs, gleichmäßig über den gesamten Messbereich verteilen.

Für die Auswertung des Histogramms, d.h. die Berechnung der Zeitdifferenz, die in Verbindung mit den Kalibrierparametern den Messwert ergibt, kommen verschiedene Ansätze in Betracht, welche je nach Histogrammform unterschiedlich gute Ergebnisse liefern. Folgende Ansätze wurden im Rahmen der Arbeit getestet und verglichen:

- Maximum (Peak)
- gewogenes Mittel aller Histogrammwerte bzw. aller Werte oberhalb 50% des Peaks
- ansteigende bzw. abfallende Flanke des Histogramms z.B. bei 80% des Maximums
- Extremwerte des 1. Moments, d.h. größter positiver oder größter negativer Anstieg
- Mittel aus ansteigender und abfallender Flanke bzw. Mittel der extremen 1. Momente
- Fit mit einer Soll-Kurve, z.B. Gauß-Fit

Bei stark verrauschten Histogrammkurven liefern das gewogene Mittel und die Verwendung von Fit-Funktionen die besten Ergebnisse. Wie nachfolgend noch ausgeführt wird, kann hier bei sehr großem TCSPC-Messbereich oder bei Mehrwegeeffekten die Beschränkung des Berechnungsalgorithmus auf ausgewählte Teile des Messbereiches die Berechnung vereinfachen bzw. die Messunsicherheit verringern. Bei geringerem Rauschen ist die ansteigende Flanke ein vergleichbar gutes Kriterium. Sie wurde auch von [UMASUTHAN ET AL., 1998] zur Auswertung der Streckenmessung verwendet.

#### 6.1.4 Differentielle Time-of-flight-Messung

Das TCSPC-Verfahren verwendet bei spektroskopischen Anwendungen als Start-Puls das Generatorsignal bzw. das Signal einer dem Laser direkt nachgelagerten Monitordiode und nur der Stop-Puls wird durch ein Photon ausgelöst, welches am zu untersuchenden Objekt reflektiert wird. Das von [MASSA ET AL., 1998] präsentierte Verfahren zur Laufzeitmessung mit TCSPC basiert auf demselben Prinzip, was eine Zweiweg-Streckenmessung notwendig macht. Folgerichtig können bei 12 Bit AD-Wandlung und einer Auflösung der TCC900 von 1,2 ps (5 ns Messbereich) mit diesem Verfahren nur Strecken < 1,5 m bestimmt werden. Dieser Einschränkung unterliegt auch die Laufzeitmessung im vorliegenden Projekt, was aber wegen der Verwendung von Pseudostrecken kein Nachteil im Sinne einer Begrenzung der tatsächlichen Streckenlänge ist, sondern lediglich eine Begrenzung der Geometrie der Empfangspunkte. Konfiguriert man das TCSPC-Verfahren zur Pseudostreckenmessung so, dass für Start- und Stop-Puls derselbe Laser-Puls an verschiedenen Orten gemessen wird, dann ist das Messergebnis unabhängig von der Taktstabilität des Pulsgenerators. Im Vergleich zum Zwei-Weg-Verfahren muss also nur die Monitordiode an einen der Referenzpunkte verlagert und die Laufzeitdifferenz zu mindestens drei weiteren Referenzpunkten bestimmt werden. Die Taktrate des Laserpulses ist nicht durch die Länge der Strecke limitiert, sondern durch die maximale Laufzeitdifferenz bzw. die Breite des Histogramm-Messbereiches. Dadurch sind bei 10 ns Histogramm-Messbereich Puls-Taktraten bis 100 MHz möglich, was besonders bei schwachen Signalen die Messzeit verkürzen kann, da Start- und Stoprate gleichermaßen erhöht werden. Oberes Limit für die tatsächlich messbare Taktrate ist allerdings eine eventuelle Totzeit der Detektoren.

Während bei Vorgabe des Startpulses durch den Pulsgenerator das Histogramm meist eine steil ansteigende Flanke aufweist, ist bei Vorgabe des Startpulses durch einen Detektor die ansteigende Flanke genauso flach wie die abfallende. Wie flach oder steil die Flanken ausfallen, liegt zum einen am prozentualen Anteil der an beiden Detektoren empfangenen Pulse und zum anderen am Verhältnis von Pulsbreite zu Histogramm-Messbereich.

## 6.2 Ansatz zur instrumentellen Realisierung

Bisherige Streckenmesssysteme auf Basis von Laserpulsen arbeiten mit Pulsbreiten von mehreren Nanosekunden. Das liegt u.a. an der Pulsdetektion, denn das Schalten elektrischer Signale mit Schaltzeiten unter 0,5 ns ist nicht unproblematisch. Die Zweiweg-Streckenmessung korreliert das Ursignal mit dem verrauschten und verformten Reflexionspuls bzw. wertet beide separat aus. Bei der differentiellen Streckenmessung sollten beide Signale annähernd gleiche Form und Amplitude besitzen, so dass jegliche Art

der Pulsdetektion (Schwellwert, Nulldurchgang oder Korrelation) genauer sein dürfte. Ein Puls von 5 ns (FWHM) Dauer entspricht aus Sicht des positionsfesten Detektors einem Lichtbalken von 1,5 m Länge. Dementsprechend gering ist die Auflösung und damit die Präzision einer Einzelmessung. Hohe Präzision erzielt man damit nur durch statistische Auswertung bei hohen Taktraten. Je kürzer und energiereicher die Laserpulse sind, desto besser gestaltet sich das Signal-Rausch-Verhältnis. Vergleichende Untersuchungen des BKG/IfaG haben gezeigt, dass mit Pulsen im Bereich von 50 ps deutlich höhere Genauigkeiten beim SLR erreicht werden als mit ns-Pulsen. Im folgenden wird auf die Problematik der Erzeugung und Detektion von ultrakurzen Laserpulsen eingegangen.

### 6.2.1 Ultrakurze Laserpulse

Unter ultrakurzen Laserpulsen versteht man solche mit Pulsdauern im ps- bis fs-Bereich. Die einfachste Möglichkeit, kurze und intensive Lichtpulse zu erzeugen, besteht darin, die Anregungsleistung des Lasers zu pulsen (**Gain-switching**). Im Verhältnis zum Pumpimpuls ist der resultierende Laserpuls kürzer. Ein nächster Pumpimpuls kann jedoch erst dann folgen, wenn die Besetzung des unteren Laserniveaus wieder in die Nähe des Ursprungswertes abgebaut ist. Wenn die induzierte Emission sehr stark verstärkt wird, wie z.B. bei Blitzlampen gepumpten Rubinlasern oder in Laserdioden, dann treten während der Dauer des Pumpimpulses Relaxationsschwingungen auf, sogenannte Spikes. Die Einhüllende der Amplitude dieser Spikes folgt der Amplitude des Pumpimpulses. Ist die zugeführte Ladungsmenge hinreichend klein, tritt nur ein Spike auf, die nachfolgenden Spikes werden unterdrückt. Bei Verwendung von Halbleiterlasern erfolgt die Pulserzeugung durch Ansteuerung mit elektrischen ns-Pulsen. Wie [VOLPE, 1995] experimentell nachwies, bewirkt bei Halbleiterlasern mit Einfach-Heterostruktur eine Verkürzung der Anstiegszeit der Stromimpulse eine Verkürzung der optischen Pulsbreite. Durch geeignete Stromimpulsform und eine mittels Avalanche-Pulsgenerator erzeugte Stromimpulsamplitude von 32 A wurden optische Halbwertsbreiten von ca. 40 ps bei bis zu 140 W optischer Pulsleistung erreicht. [BIERNAT / KOMPA, 1998] wiesen nach, dass mit diesen Pikosekundenpulsen Laufzeitmessungen im Bereich von 0,2 mm aufgelöst werden können. Als anschauliches Beispiel wurde hier der Oberflächenscan von Münzen gezeigt, wobei der Laser aus kurzem Abstand auf die Objektfläche fokussiert wurde. Leider ist ein solcher Hochleistungslaser noch nicht im Handel erhältlich. Ein nach demselben Prinzip arbeitender, kommerziell verfügbarer Diodenlaser mit 125 mW Pulsleistung und 56 ps Halbwertsbreite wurde für die Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit verwendet.

Ein Nachteil der Relaxationsschwingungen ist, dass der Zeitpunkt der einzelnen Pulse nicht gut bestimmt ist. Wenn man zunächst das Anschwingen des Lasers durch zusätzlichen Energieverlust im Resonator verhindert und dann die Verluste schlagartig minimiert, entsteht zu einem genau definierten Zeitpunkt ein einzelner Laserpuls. Das Schalten der Verluste, auch Gütemodulation (**Q-switching**) genannt, kann im Resonator entweder aktiv über akusto-optische Modulatoren (AOM), elektrooptische Schalter (Pockelszelle) oder passiv durch sättigbare Absorber, z.B. SESAM (semiconductor saturable absorber mirror), geschehen. Die Erzeugung von ps-Pulsen ist jedoch allein mit Modulationstechniken nicht möglich. Selbst mit Kreisgütemodulation können bestenfalls Pulsbreiten im ns-Bereich erzielt werden [KNEUBÜHL / SIGRIST, 1995]. Allerdings erreichte [HÄRING, 2001] Pulsbreiten von 0,84 ns mit Hilfe eines Mikrochiplasers und SESAM-Technik.

Ein Verfahren zur Erzeugung ultrakurzer Laserpulse ist die **Modenkopplung** (Modelocking). Es beruht auf dem Prinzip des phasenstarken Koppels vieler im Laserresonator angeregter longitudinaler Schwingungsmoden. Die phasenstarke Überlagerung kann beschrieben werden durch die Fourier-Reihenentwicklung

$$E_{ges} = \sum_{i=1}^M E_{0i} \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot f_i \cdot t + \varphi_i) . \quad (6.2.1)$$

$M$  ist die Anzahl der überlagerten Moden,  $E_{0i}$  ist die elektrische Feldstärke,  $f_i$  die Modenfrequenz und  $\varphi_i$  die Phase der  $i$ -ten Mode. Die Resonatorlänge  $L$  bestimmt die Frequenzen der möglichen Moden:

$$f_i = \frac{i \cdot c}{2 \cdot L} . \quad (6.2.2)$$

Im cw-Betrieb haben die Lasermoden keine feste Phasenbeziehung, weshalb die Ausgangsleistung geringer ist und schwankt. Bei phasenstarrer Kopplung oszilliert der Laser auf allen Moden gleichzeitig und es ergeben sich Lichtpulse, deren zeitlicher Abstand vom Frequenzabstand der Moden abhängt und der Umlaufzeit im Resonator entspricht. Die Anzahl der gekoppelten Moden bestimmt die Pulsbreite  $\tau_{Puls}$  und die Pulsintensität

$$\tau_{Puls} = \frac{2 \cdot L}{c \cdot M} \quad (6.2.3)$$

Je größer die spektrale Linienbreite des Laserüberganges ist und je mehr Moden gekoppelt werden, desto kürzer und intensiver wird der Puls. Die kürzest mögliche Pulsdauer hängt also von der Verstärkungsprofilbreite des Lasermediums ab. Lasermedien mit schmalen Linien, wie zum Beispiel Gaslaser, sind für Modenkopplung ungeeignet. Ein HeNe-Laser erreicht im besten Fall Pulsbreiten von 500 ps [DEMTRÖDER, 1993].

Die Art der Modenkopplung hängt vom Laser ab und kann analog zum Q-switching aktiv oder passiv erfolgen. Bei der aktiven Modenkopplung wird die Pumpleistung in einem Takt mit ganzzahligem Verhältnis zur Umlaufzeit der Pulse im Resonator gepumpt. Die Pumpleistung trifft mit der Umlauffrequenz der Pulse auf das Lasermedium. Von allen möglichen, durch spontane Emission entstandenen Photonen werden nur diejenigen verstärkt, die synchron mit der Pumpleistung im Resonator umlaufen.

Bei einem gepumpten Ti:Saphir-Festkörperlaser mit passiver Modenkopplung können Halbwertsbreiten von 100 fs erreicht werden, da die Schaltzeit der im Resonanzraum verwendeten sättigbaren Absorber deutlich kürzer ist als bei aktiven Verfahren. Analog zu den halbleiter-gepumpten Festkörperlasern (Disk-Laser) mit > 100 W cw-Leistung und Pulsbreiten < 5 ps existieren optisch gepumpte Halbleiterlaser, auch Halbleiter-Scheibenlaser oder VECSEL (Vertical External Cavity Surface Emitting Laser) genannt. Im Gegensatz zu konventionellen Halbleiterlasern wird der aktive Halbleiter nicht elektrisch, sondern optisch durch einen anderen (kurzwelligeren) Laser angeregt. Die Halbleiterstruktur besteht aus einer aktiven Zone und einem DBR-Spiegel (Distributed Bragg Reflector), der eine sehr hohe Reflektivität besitzt. Die aktive Zone besteht üblicherweise aus einer Sequenz periodisch angeordneter Quantenfilme (Quantentöpfen), die von Absorberschichten umgeben sind. Der Laserresonator wird durch den DBR-Spiegel und einem externen Spiegel gebildet, womit die Wellenlänge auch durchgestimmt werden kann. Durch die Integration sättigbarer Absorber in den Laserresonator kann durch passive Modenkopplung ein Pulsbetrieb ermöglicht werden. Dabei erhält man Pulsbreiten < 5 ps mit Wiederholraten im GHz-Bereich [HÄRING, 2001].

Optische Pulse können durch Verwendung optischer Fasern und eines Gitterpaares [GOMES ET AL., 1988] noch komprimiert werden. Ein Beispiel ist der sogenannte Solitonenlaser [MOLLENAUER, 1985].

Femtosekundenpulse erhält man auch mit Faserlasern, z.B. dem Erbium-Faserlaser. Zwei gegenläufige Pulse sollen den Verstärker im größtmöglichen Abstand der halben Umlaufzeit passieren. Damit wird sichergestellt, dass die Verstärkung für beide Pulse gleich und maximal ist. Die Pulse sollen sich im sättigbaren Absorber überlagern. Jeder Puls schaltet für den anderen die Verluste auf einen niedrigeren Wert. Indem man die Dicke des Absorbermaterials sehr dünn (< 100 µm) wählt, ist die Laufzeit durch das Medium kleiner als etwa 400 fs. Da nur die Überlagerung beider Pulse den Absorber auf niedrige Absorption schalten kann, ist dies nur bei einer perfekten Überlagerung der beiden Pulse, also wenn die Zeitunsicherheit sehr viel kleiner als 400 fs ist, möglich. Um die kürzesten möglichen Pulse zu erhalten, ist es notwendig, die Dispersion der Spiegel und der sonstigen optischen Elemente zu kompensieren [DEMTRÖDER, 1993]. Durch die Faserlaser-Technik können Pulse mit einer Länge von unter 100 fs erzeugt werden. Durch sättigbare Braggspiegel und eine Dispersionskompensation mindestens bis zur 3. Ordnung auf Basis von Kerr-Linsen sind Pulse möglich, die kürzer als 10 fs sind.

## 6.2.2 Sensorik zur Pulsdetektion

Das Erzeugen ultrakurzer optischer Pulse im ps- und fs-Bereich ist technisch problemlos möglich. Allerdings ist die Detektion nicht trivial. Hierfür werden Detektoren und Kabelverbindungen mit Bandbreiten im GHz- und THz-Bereich benötigt. Je geringer die Bandbreite der Detektoren, desto länger die Reaktionszeit auf ein optisches Signal, was zu systematischer und zufälliger Verschlechterung der *zeitlichen Auflösung* führt. Das zeitliche Rauschen (Timing Jitter) schlägt sich beim TCSPC in einer Verbreiterung des Histogramms nieder. Eine exakte Detektion des Histogramms ist nur möglich, wenn die Histogrammbreite geringer ist als der Messbereich der TCSPC-Karte. Eine Vergrößerung des Messbereichs würde zwar die Histogrammbreite, aber auch die Auflösung verringern.

Im Hinblick auf die erzielbare Reichweite sind die *Empfindlichkeit* bzw. der bei einigen Detektortypen entscheidende Verstärkungsfaktor wichtige Kriterien. Im Gegensatz zur Zweiweg-Streckenmessung spielt hier auch die *Detektorfläche* für die Reichweite der differentiellen Streckenmessung eine Rolle. Bei herkömmlichen Streckenmessern wird die gesamte freie Fläche der Empfangsoptik zur Detektion verwendet, d.h. nahezu alle

auf dieser Fläche auftreffenden Photonen werden auf den Detektor fokussiert. Die Verwendung großer Linsen würde bei der differentiellen Streckenmessung aufgrund der Empfangsgeometrie die räumliche und auch die zeitliche Auflösung verschlechtern. Folgende Abschätzung soll als Basis für den Vergleich der Detektoren dienen. Bei einer optischen Pulsspitzenleistung von 200 mW und einem diametralen Abstand der Empfangspunkte von 6 m entfallen ca. 10 nW optischer Pulsleistung auf jeden mm<sup>2</sup> Detektorfläche. Eine Sammellinse von 5 mm Radius würde unter Vernachlässigung der Absorption ca. 0,8 µW Pulsleistung auf den Detektor fokussieren. Für das Messprinzip sind Detektoren notwendig, die sehr empfindlich und sehr schnell sind. Einen Überblick zu in Zusammenhang mit TCSPC-Messungen verwendeten Sensoren geben [BECKER / BERGMANN, 2004] und [BERTONE ET AL., 2005]. Nachfolgend sollen verschiedene, zur Messung ultrakurzer Pulse geeignete Detektortypen vorgestellt und hinsichtlich ihrer Verwendbarkeit zur Streckenmessung charakterisiert werden.

Die **Streak-Kamera** ist ein Gerät zur Messung ultrakurzer Lichtpulse. Fällt ein kurzer Lichtimpuls auf die Photokathode, erzeugt er dort einen Photoelektronenimpuls. Die Photoelektronen werden durch ein hohes elektrisches Feld in Richtung der optischen Achse beschleunigt. An Ablenkelektroden wird ein zeitlich variables Feld quer zur optischen Achse angelegt. Abhängig von der zeitlich variierten Ablenkspannung treffen die Elektronen auf einem Phosphor-Leuchtschirm an unterschiedlichen Positionen auf. Die räumliche Verteilung der Elektronen spiegelt daher den zeitlichen Verlauf der Intensität des Lichtpulses wider. Die Elektronen werden mittels Phosphor-Leuchtschirm zu einem Lichtsignal gewandelt und entweder direkt mit einer CCD beobachtet oder vorab mittels MCP verstärkt und dann mit CCD nachgewiesen. Laserpulse können auf 1 ps genau aufgelöst und dargestellt werden. Die Streak-Kamera wurde zwar von [RIEPL, 1998] zum SLR verwendet, ist aber als Detektor zur terrestrischen Streckenmessung sowohl vom Volumen als auch von den Anschaffungskosten her überdimensioniert. Allerdings kann sie zur Kalibrierung der Laserquelle verwendet werden. Um die Pulslänge des Lasers zu überprüfen, wurde die Streak-Kamera des IAPP verwendet und alternativ ein 20 GHz-Oszilloskop. Noch kürzere Pulse lassen sich mit einem optischen Autokorrelator ausmessen.

Mikrokanalplatten (**MCP**) sind ca. 1 mm dicke Scheiben, die bienenwabenartig von Mikrokanälen durchzogen sind. Letztere sind Glaskapillare, die innenseitig mit Halbleiter-Material beschichtet sind. Die Ober- und Unterseite der Mikrokanalplatten sind mit metallischen Elektroden versehen, an die eine Spannung zwischen 500 und 1000 V angelegt wird. Ein an der Kanalwand auftreffendes Elektron wird beschleunigt und löst innerhalb eines Kanals wie im SEV eine Elektronenkaskade aus. Ist die räumliche Verteilung quer zur Ausbreitungsrichtung von Interesse, werden die Elektronen mittels Phosphor-Leuchtschirm zu einem Lichtsignal gewandelt und mit einer CCD beobachtet. Ist die zeitliche Verteilung von Interesse, werden die Kaskaden von einer möglichst konischen Anode abgegriffen. Unter Vorschaltung eines Scintillators ist auch die Detektion von einzelnen Photonen möglich, ansonsten können nur Elektronen oder Ionen detektiert werden. MCP's müssen im Vakuum betrieben und gelagert werden. Je geringer der Porendurchmesser und je besser die Ebenheit der Scheibe, desto geringer ist die zeitliche Schwankung des Ausgangssignals. Die derzeit kleinsten verfügbaren Porendurchmesser liegen bei 2 µm. Betreibt man zwei oder drei MCP-Schichten nacheinander steigt der Verstärkungsfaktor auf bis zu 10<sup>8</sup>. Die Präzision der Zeitmessung sinkt dann allerdings durch die ebenfalls steigende Pulsbreite. Dennoch kann die Laufzeit eines einzelnen Pulses auf ca. 20 ps genau detektiert werden [WAHL, 2004].

Die **MCP-PMT** ist ein MCP-basierter Photomultiplier. Eine Photokathode erzeugt aus einem Lichtpuls einen Elektronen-Puls, der durch die vakuumgekapselte MCP verstärkt und von einer Anode detektiert wird. Eine neuere Entwicklung der Firma PHOTEK kann als Detektor zur Streckenmessung eingesetzt werden, erreicht mit einer MCP-Schicht eine Verstärkung von 10<sup>3</sup> bei 95 ps Anstiegszeit und 133 ps FWHM des Pulses [PHOTEK, 2005]. Dieser derzeit noch sehr teure Detektor hat einen Timing Jitter von 25 ps. Der Einsatz beim SLR zeigte, dass mit einem MCP-PMT das Rauschen der Streckenmessung bei 10 mm lag, während bei Verwendung einer SPAD das Rauschen doppelt so hoch war [SCHREIBER ET AL, 1999]. Eine Kühlung des MCP-PMT war dort wegen der kurzen Gate-Zeiten nicht notwendig.

Die Photomultiplier-Tube (**PMT**) auch bekannt als Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) besteht aus Kathode, Anode und mehreren Dynoden. Die auf der Kathode auftreffenden Photonen schlagen Primärelektronen heraus (Photoeffekt), sofern die Photonenenergie die Austrittsarbeit überschreitet. Die Elektronen werden auf die erste Dynode beschleunigt und schlagen dort Sekundärelektronen heraus, die auf die zweite Dynode beschleunigt werden usw.. Es kommt bis zur Detektion an der Anode zur Elektronenvervielfachung. PMT weisen eine hohe Empfindlichkeit auf und einen Verstärkungsfaktor von ca. 10<sup>6</sup>. Die spektrale Empfindlichkeit richtet sich nach dem Kathodenmaterial und reicht von NIR bis UV. Üblicherweise detektieren PMT besonders in den unteren Wellenlängenbereichen gut. Die zeitliche Auflösung

der PMT wird dadurch begrenzt, dass durch unterschiedliche Laufwege der Elektronen von der Kathode zur Anode kurze Pulse zeitlich verschmiert werden. [WAHL, 2004] beziffert den Timing Jitter auf  $\geq 300$  ps. Beim Laserscanner von Faro, der nach dem Phasenvergleichsverfahren arbeitet, kommt z.B. als Empfänger ein PMT zum Einsatz. Eine relativ neue Entwicklung ist der Cathode Photo Multiplier (CPM) bzw. Channel PMT, eine miniaturisierte Sonderbauform der PMT mit einer Verstärkung von bis zu  $10^8$ . Eine weitere Sonderbauform ist die Multianode PMT, bei der im Array angeordnete Anoden jeweils denselben Puls separat detektieren, was die zeitliche Auflösung der Pulsdetektion verbessert.

**PIN-Photodiode:** Die PIN-Diode (engl. *positive intrinsic negative diode*) ist ähnlich wie eine Silizium- oder Germanium-Diode aufgebaut. Jedoch befindet sich die p-dotierte Schicht nicht direkt bei der n-dotierten Schicht, sondern es befindet sich eine schwach dotierte i-Schicht dazwischen. Sie enthält fast keine freien Ladungsträger und ist somit hochohmig. PIN-Dioden sind wegen der dicken i-Schicht temperaturstabiler als APD's. Die PIN-Diode ist zum derzeitigen Stand der Technik nur bedingt zur Messung sehr kurzer Pulse geeignet. Innerhalb der spezifizierten Bandbreite spiegeln sich Pulsform und –amplitude im Signal des Detektors wider. Da die Quantenausbeute im Vergleich zu Photomultipliern eher gering ist, muss ein Verstärker nachgeschaltet werden, der allerdings auch das Rauschen verstärkt. Bei Photodioden hängt die Bandbreite von der Sperrschichtkapazität ab, welche die Transitzeit der Ladungsträger in der Verarmungszone und die RC-Zeitkonstante bestimmt. Gute PIN-Dioden erreichen derzeit etwa 1 GHz.

**MSM-Photodiode:** Bei MSM-Detektoren (Metall-Halbleiter-Metall-Struktur) wird auf einen niedrig dotierten n-Halbleiter eine Fingerstruktur aus Metall aufgebracht. Die Finger bilden mit dem Halbleiter einen Schottky-Kontakt, der Raum zwischen den Fingern ist photoempfindlich. MSM-Dioden sind wegen ihrer geringen Sperrschichtkapazität zur Messung sehr kurzer optischer Pulse geeignet. Innerhalb der spezifizierten Bandbreite spiegeln sich Pulsform und –amplitude im Signal des Detektors wider. Zum Zeitpunkt der Untersuchungen (Januar 2005) waren MSM-Dioden im Handel erhältlich, die Pulsbreiten von 35 ps liefern. Die Untersuchungen von [LÖKEN, 1999] ergaben, dass noch höhere Bandbreiten möglich sind. Er zeigte, dass bei MSM-Dioden mit Elektrodenabstand von 360 nm ein 100 fs breiter Infrarotlicht-Puls einen elektrischen Puls von 3 bis 6 ps Breite (FWHM) erzeugt. [DJERBARI, 2000] verwendet zur Distanzmessung im Nahbereich ultrakurze Laserpulse mit 125 W Pulsleistung, um trotz geringer Empfindlichkeit die MSM-Diode wegen ihrer hohen Bandbreite als Detektor nutzen zu können. Zur Erhöhung des Signalpegels wurde hier mit einem 10 dB Kettenverstärker gearbeitet. Die wellenlängenabhängige Empfindlichkeit kann durch Variation der angelegten Spannung verändert werden. Die Quantenausbeute bzw. Empfindlichkeit kann bis zu 4,6 % bzw. 36 mA/W betragen [LÖKEN, 1999]. Derzeit auf Basis von *Schottky-Dioden* (Halbleiter-Metall-Struktur) verfügbare Empfangsmodule liefern eine doppelt so hohe Quantenausbeute wie Module auf MSM-Basis.

**APD:** Eine normale Photodiode besteht aus einem p-n-Übergang, an dem eine Sperrspannung (reverse bias) anliegt. Die an Ladungsträgern verarmte Übergangszone wird durch das angelegte elektrische Feld vergrößert. Ohne Beleuchtung fließt nur ein geringer, thermisch induzierter Dunkelstrom durch die Diode. Wird Licht in der Grenzschicht absorbiert, entstehen Elektron-Loch-Paare, die einen messbaren Photostrom erzeugen. Bei Avalanche Photodioden (APD) ist die Sperrspannung viel höher als bei einer normalen Photodiode. Die freigesetzten Ladungsträger werden derart beschleunigt, dass sie durch Stoßionisation weitere Elektron-Loch-Paare und letztlich eine Ladungsträgerlawine erzeugen (Avalanche-Effekt). Wird die APD kurz unter der Durchbruchspannung betrieben (150-180V, temperaturabhängig), resultiert daraus eine sehr hohe Verstärkung (bis Faktor 150) und eine höhere Empfindlichkeit als bei anderen Photo- oder PIN-Dioden. Eine Low-Cost-Avalanche-Diode kann bei gleicher Laserleistung etwa viermal so weit messen wie eine PIN-Diode, und eine High-End-APD schafft sogar die zehnfache Entfernung [REEB, 2003]. Außerdem kann sie erheblich höhere Datenraten (bis zu 1 Gbit/s) verarbeiten. APD's aus Silizium haben ihre spektrale Empfindlichkeit im Bereich von 400 nm bis zu 1100 nm. Für den IR-Bereich bis 1700 nm gibt es Ge- oder InGaAs-Dioden. Pulsform und –amplitude spiegeln sich innerhalb der spezifizierten Bandbreite im Signal des Detektors wider. Die Transitzeit der Ladungsträger durch die Verarmungszone und die Aufbauzeit der Lawine begrenzen die Bandbreite der APD. Ein High-Speed APD-Modul C5658 von Hamamatsu wurde im Rahmen dieser Arbeit getestet. In Abhängigkeit von der optischen Eingangsleistung, den Verstärkungsfaktoren von APD und Verstärker sowie den Anpassungsverlusten am Verstärkereingang bzw. -ausgang lässt sich die elektrische Pulsamplitude eines APD-Moduls errechnen. Darauf aufbauend kann man am CFD den Spannungsschwellwert für die Pulsdetektion festlegen bzw. die für eine Detektion notwendige optische Pulsleistung berechnen.

**SPAD-Modul:** Eine Single Photon Avalanche Diode (SPAD) ist eine APD, die über der Durchbruchspannung betrieben wird (Geiger-Modus). Während bei Betrieb unterhalb der Durchbruchspannung die Lawine wegen Reibungsverlusten wieder abstirbt, kann im Geiger-Modus ein Photon ausreichen, um einen stetigen Strom zu generieren. Nach dem Nachweis des ersten Photons muss die Lawine jedoch gelöscht werden, damit das

nächste ebenfalls eine Chance bekommt, erfasst zu werden. Dazu wird die Sperrspannung entweder passiv oder aktiv unter einen kritischen Wert gesenkt. Vom Start der ersten Lawine bis zu dem Zeitpunkt, an dem die Sperrspannung erneut oberhalb der Durchbruchspannung liegt, ist die SPAD „tot“. Bei der passiven Löschung (Passive Quenching) der Lawinen wird der Diodenstrom durch eine Widerstandsanordnung geleitet, an der ein ausreichender Teil der Spannung abfällt, so dass der Photostrom zusammenbricht. Aktiv lässt sich die Lawine mit einem Transistor löschen, der die Spannung passend umschaltet (Active Quenching). Die Totzeit der SPAD kann dadurch wesentlich kürzer ausfallen als beim Passive Quenching.

Es gibt 3 statistische Prozesse, die die Lawine auslösen können: der Laserpuls (Signal), Fremdlicht bzw. Mehrwegeeffekte und der Dunkelstrom (Dark Counts). Für SPAD's, die im Gate-Modus betrieben werden, sinkt die Wahrscheinlichkeit eines „Fehlalarms“, je eher innerhalb des Zeitfensters (Gate) das Signal kommt. Bei statischen Messungen kann man dies durch Software- oder Hardware-gesteuertes Verschieben des Zeitfensters optimieren. Die Anzahl der Dark Counts lässt sich durch Kühlung der APD minimieren, das Fremdlicht minimiert man durch Bandpassfilterung. Nach [FOUCHE, 2003] lässt sich zudem durch einen Graufilter eine Kontrastoptimierung erzielen, wenn die Dark Counts nahezu null sind. Die Wahrscheinlichkeit einer Einzelpulsdetektion sinkt um  $e^{-k}$ , wenn  $k$  die Zahl der Primärelektronen durch Dark Counts und Fremdlicht innerhalb des Zeitfensters und vor Eintreffen des Signals ist.

Handelsübliche SPAD-Module enthalten in der Regel eine Active Quenching Unit und eine Kühlung der SPAD. Dazu gehört auch meist ein Timing-Circuit, der bei Erreichen eines Schwellwertes einen normierten Puls (TTL oder NIM) triggert. [SAMAIN, 1998] bestimmte die Puls-Transitzeit  $T$  vom Eintreffen des Pulses bis zum Erreichen des Detektionsschwellwertes als Funktion der Photonenzahl und der APD-Spannung. Die Standardabweichung lag bei  $s_T = 45$  ps für Einzelphotonen und sank auf ca. 5 ps bei 1000 Photonen. Die meisten Hersteller geben jedoch auf Anfrage einen Timing-Jitter des TTL-Pulses von ca. 200 ps an. Im Rahmen dieser Arbeit wurden SPAD-Module PDM 50ct der Firma MPD mit verbessertem Timing-Output getestet. Anstelle eines Schwellwertes wird mit einem kapazitiven Sensor der Zeitpunkt detektiert, an dem der Diodenstrom ansteigt, d.h. die Lawine startet. Laut Hersteller liegt die zeitliche Unsicherheit dieser Detektion bei 50 ps. Der Sensor hat eine aktive Fläche von 50  $\mu\text{m}$  Durchmesser und zeigt etwa 50 Dark-Counts pro Sekunde.

Die Detektion des vom Sensor erzeugten elektrischen Pulses am TCSPC-System erfolgt durch den Schwellwertschalter (CFD) einheitlich an der ansteigenden Pulsflanke. Während dies bei Lineardetektoren, wie der PMT, der PIN-, MSM- und Avalanchediode auch der ansteigenden Flanke des optischen Pulses entspricht, gilt das für SPAD-Module nicht zwangsläufig. Hier kann auch ein einzelnes Photon der abfallenden Flanke die Lawine und damit den elektrischen Puls auslösen, weshalb sich gerade bei geringer Photonendichte die Form des optischen Pulses im TCSPC-Histogramm widerspiegelt. Bei geringer Photonendichte kann dies streng genommen bei allen Photomultipliern passieren.

### 6.2.3 Der Time-Walk-Effekt

Die Detektion des Empfangszeitpunktes bei Photomultipliern wie SPAD, APD oder PMT erfolgt üblicherweise bei Erreichen eines Schwellwertes. Das erste ankommende Photon eines SPAD-Detektors z.B. löst die Ladungsträger-Lawine aus. Eine Unabhängigkeit von Pulsform und -amplitude ist damit noch nicht gegeben, da die Anzahl der auslösenden Photonen entscheidet, wie schnell die Lawine über den Schwellwert steigt. Dieser sogenannte Time-Walk-Effekt (Abb. 6.4) kann zwischen 1 und 1000 auslösenden Photonen 200 ps und mehr betragen [KIRCHNER ET AL., 1997]. Die Autoren ermittelten eine Korrelation der Photonenzahl mit der Anstiegszeit der Lawine und entwickelten einen Schaltkreis zur Detektion des Effektes. Mit dieser Lösung wird seither bei den meisten SLR-Systemen der Time-Walk auf  $\pm 10$  ps genau eliminiert. Das Prinzip funktioniert jedoch nicht ohne Eingriff in die Hardware des Detektors.

Bei dem getesteten APD-Modul C5658 wurde der Time-Walk bzw. seine Auswirkung auf die Streckenmessung mit Hilfe

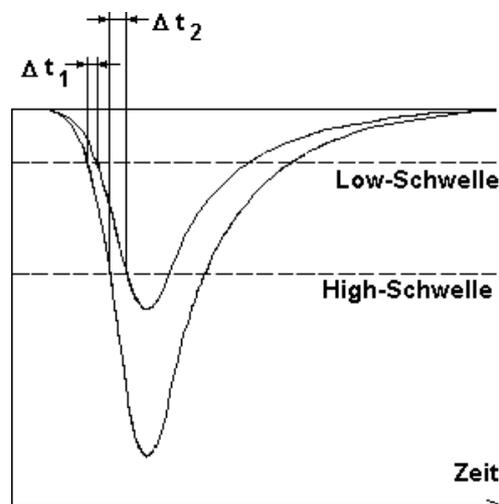


Abb. 6.4: Abhängigkeit des Time-Walk vom Diskriminator-Schwellwert

definierter Graufilter untersucht. Wie Abbildung 6.5 zeigt, ergeben sich systematische Streckenmessabweichungen bis zu 20 cm, wenn der kollimierte Laserstrahl abgeschwächt wird. Der Einfluss von Fremdlicht wurde ebenfalls als Ursache für den Time-Walk-Effekt untersucht. Abbildung 6.5 zeigt, dass innerhalb der Zeiten starken Fremdlichtes die Streckenmessergebnisse um mehrere Millimeter abweichen. Dies ist auf die erhöhte Anzahl von Primärelektronen zurückzuführen, die zwar als Rauschen unter dem Schwellwert liegen, jedoch den Signalpuls verstärken.

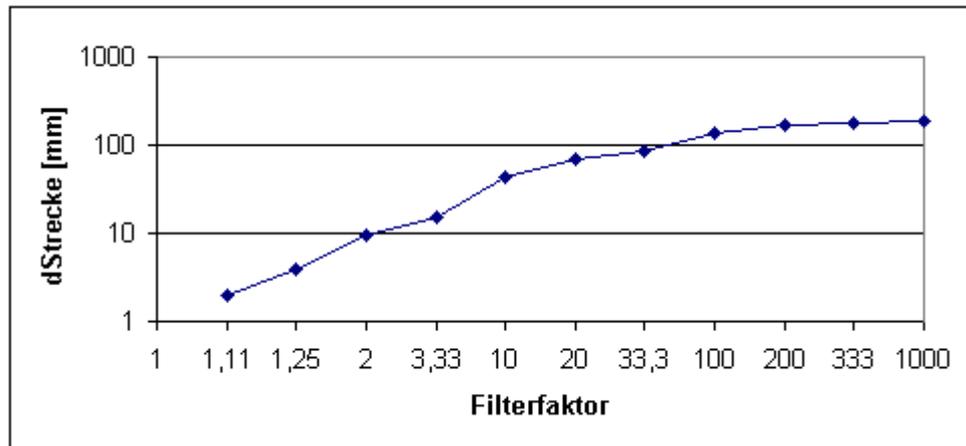


Abb. 6.5 : Time-Walk-Effekt der APD bei CFD-Schwellwert 20 mV

Eine Verringerung des Time-Walk gelingt bei Verwendung von zwei Diskriminatoren, von denen einer eine niedrige, die Low-Schwelle, und der andere eine höhere, die High-Schwelle, besitzt. Der vom Photomultiplier kommende Puls wird reflexionsfrei geteilt und in beide Diskriminatoren eingespeist. Am Ausgang des High-Diskriminators finden sich nur dann Pulse, wenn im Zähler ein echtes Ereignis stattgefunden hat; doch sie besitzen große Zeitschwankungen. Bei den Ausgangspulsen des Low-Diskriminators ist der Time-Walk zwar geringer, doch treten hier auch Rauschpulse auf. Diese lassen sich allerdings durch eine Koinzidenz mit dem High-Signal beseitigen. Verzögert man außerdem das Low-Signal, so dass es etwas später die Koinzidenz erreicht als das High-Signal, so bestimmt es den Zeitpunkt des Zählersignals und zeigt daher dessen geringere Pulshöhenschwankung. Diese Methode heißt High-Low-Koinzidenz. Eine hohe Zeitauflösung der Flugzeit lässt sich jedoch mit dieser elektronischen Schaltung alleine nicht erzielen. Hierzu ist nachträglich ein aufwendiges softwaregestütztes Korrekturverfahren notwendig.

Ein Korrekturverfahren für SPAD-Detektoren wurde von [SAMAIN, 1998] beschrieben, bei dem die Pulsintensität durch einen zusätzlichen Lineardetektor (APD) gemessen wird. Der Time Walk kann damit rechnerisch bis auf 10 ps kompensiert werden. Für Einzelphotonen-Detektion wird eine Genauigkeit von 40 ps angegeben, was allerdings eher am Rauschen der Wandlungszeit liegt. Entsprechende Tests wurden mit dem TCSPC-System und einer zusätzlichen AD-Wandlerkarte für das Signal des Lineardetektors vorgenommen, erreichten aber wegen der kurzen Impulsdauer nicht die notwendigen Auflösungen.

Für die Verwendung von APD's als Detektoren zur TOF-Messung wurde deshalb alternativ ein Verfahren entwickelt, welches den CFD-Schwellwert der TCSPC-Karte per Software dynamisch verändert, bis die Pulsrate sich halbiert hat. Für jedes Histogramm wurde so ein einheitlicher Korrekturwert erfasst unter der Annahme, die Pulsintensität sei über 5 s Messzeit jeweils annähernd konstant. Dieses Verfahren erreicht hohe Auflösungen, da die elektrische Pulsamplitude (0 bis  $-800$  mV) und der Time-Walk bei höchster Kanalauflösung (ca. 850 Kanäle) annähernd gleiche Dynamik aufweisen. Die Messunsicherheit des ermittelten CFD-Schwellwertes hängt natürlich auch von der Detektionsunsicherheit der Pulsrate ab und kann nach Langzeittests mit  $\leq 1$  mV abgeschätzt werden. Wie Abbildung 6.6 zeigt, ist die Korrelation zwischen Pulsamplitude und Residuen der Streckenmessung offensichtlich. Die Abstufung der Pulsleistung wurde hier durch Kombination verschiedener Graufilter erreicht. Für definierte Anwendungsfälle, in denen die APD die Sättigung nicht erreicht, ist durch die beschriebene Messung eine Bestimmung des Time-Walk-Effektes auf 0,5 – 1 ps genau möglich. Die elektrische Pulshöhe ist durch die Sättigung der APD begrenzt. Bei SPAD-Detektoren kann dieses Verfahren nicht verwendet werden, da hier die Lawine immer bis zur Sättigung der Diode ansteigt und demzufolge die elektrische Pulshöhe nicht mit der optischen Pulsintensität variiert.

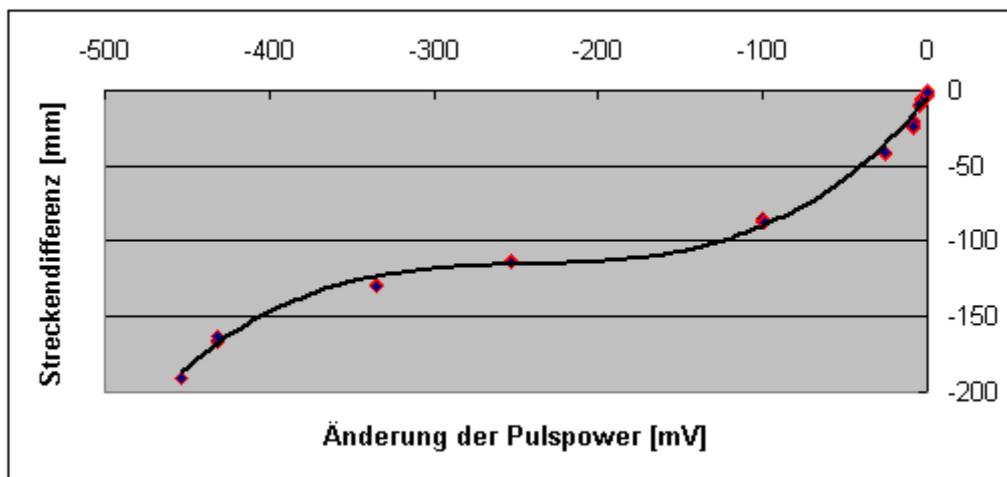


Abb. 6.6 : Streckendifferenz bei CFD-Schwellwert 20 mV als Funktion der gemessenen Pulsintensität

Für SPAD- und auch für PMT-Detektoren wurde von [WOOD / APPLEBY, 2002] die externe Messung der Pulsenergie zur Minimierung von Time-Walk-Effekten und / oder die Kontrolle der Pulsrate zur Korrektur der TOF-Messung beim SLR mit einem zuvor bestimmten Time-Walk-Modell empfohlen. Ein solches Modell empfiehlt sich jedoch nur für eine unveränderliche Konfiguration von Hardware, Software und Softwareeinstellungen.

#### 6.2.4 Versuchsaufbau der differentiellen Laufzeitmessung

Die **Labortests** zur differentiellen Laufzeitmessung erfolgten mit einem im gepulsten Diodenlaser (Pulsbreite nominell 56 ps, Repetitionsrate 5 MHz,  $\lambda = 650$  nm, Gain-switching). Als TCSPC-System wurde die bereits genannte TCC 900 verwendet. Für Vergleichsmessungen stellte die Firma Picoquant freundlicherweise eine PicoHarp 300 zur Verfügung. Als Sensoren wurden PIN-, MSM-, APD- und SPAD-Detektoren getestet, wobei wahlweise der Sync-Out-Trigger des Laserpulsers als Referenz (Startpuls) verwendet wurde oder aber ein baugleicher Detektor. Zur Minimierung von Streulichteinflüssen wurden die Detektoren mit 10 nm breiten Bandpassfiltern abgedeckt.

Zur Detektion von PS-Pulsen benötigt man Kabelverbindungen mit Bandbreiten im GHz-Bereich, d.h. die Dämpfung in den hochfrequenten Bereichen sollte so gering wie möglich sein, sonst werden steile Signalfanken bei Durchlaufen des Kabels verschliffen. Das Verschleifen der Signalfanken erhöht den Betrag eines möglichen Time-Walk-Effektes. Die relative Ausbreitungsgeschwindigkeit im Koaxialkabel beträgt nur ca.  $2/3$  der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Das exakte Verhältnis gibt der Verkürzungsfaktor  $V_p$  wieder. Er ist über die Gleichung

$$V_p = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (6.2.4)$$

abhängig von der relativen Permittivität  $\epsilon_r$  des Mediums, die für Vakuum  $\epsilon_r = 1$  beträgt. Sie gibt die Durchlässigkeit von Materie für elektrische Felder an und ist frequenzabhängig. Vom  $\epsilon_r$  des Dielektrikums hängt die frequenzbedingte Dämpfung des Signals ab. Während die im Laboralltag üblichen Koaxialkabel vom Typ RG 58 mit massivem Kupferkern und einem Dielektrikum aus Polyethylen bei 3 GHz eine Dämpfung von 118 dB pro 100 Meter Kabel haben, erreichen HF-Kabel mit einem Dielektrikum aus Teflon oder geschäumtem Polyethylen ( $V_p \approx 2$ ) in diesem Bereich Dämpfungswerte von ca. 20 dB. Für 20 GHz, also 50 ps Pulsbreite, sind RG 58-Kabel nicht mehr spezifiziert und ein Einsatz ist auch nicht sinnvoll. Ein Verschleifen des Pulses kann auch in Abhängigkeit von der Eigenkapazität des Kabel entstehen, welche vom Verhältnis der Durchmesser von Innen- und Außenleiter abhängt. Bei der differentiellen Laufzeitmessung sollte wegen der Detektion des Signals am TCSPC-Modul mit Schwellwertschaltern ein ungleichmäßiges Verschleifen zweier gleichartiger Pulse vermieden werden. Deshalb sind Kabellänge und -art gleich zu gestalten. Dasselbe gilt für die Sensoren. Für die Messungen wurden Teflon-Kabel von Semflex mit SMA-Anschlüssen verwendet.

Da die TCC 900-Karte mit negativen Pulsen (NIM) arbeitet, müssen positive Pulse von einigen Detektoren noch invertiert werden. Die verwendeten passiven Inverter von Becker&Hickl sind für Pulsbreiten im ps-Bereich geeignet.

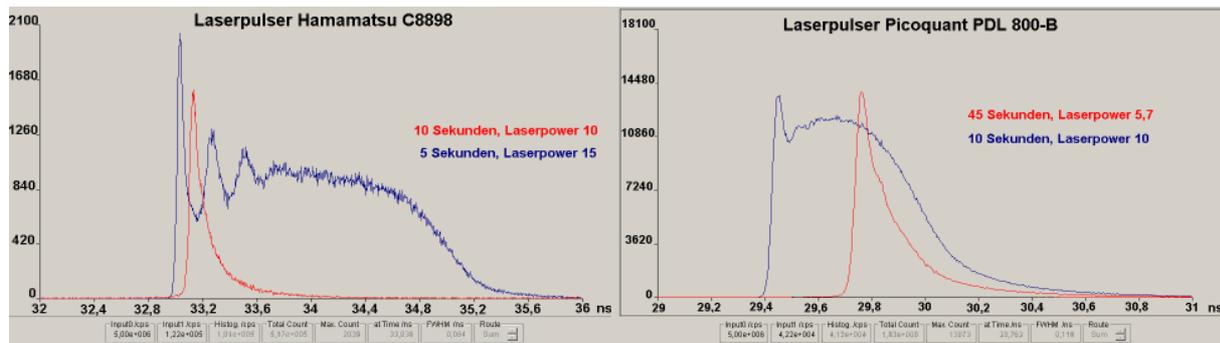


Abb. 6.7: Laserpower des Diodenlasers ändert die Pulsbreite

Nachdem erste TCSPC-Messungen mit zwei SPADs Histogrammbreiten von mehreren ns zeigten, wurde der Laser hinsichtlich seiner Pulsbreite untersucht. Unter Verwendung einer SPAD und dem Sync-Out-Trigger als Referenz lässt sich die Pulsform im Histogramm gut abbilden, wenn die Pulsrate des Stoppsignals weniger als 1/100-stel der Referenzpulsrate beträgt. Der optische Puls ist für die SPAD entsprechend zu dämpfen. Abbildung 6.7 zeigt eine Abhängigkeit der Pulsbreite von der Laserleistung, welche mittels Drehregler eingestellt werden kann. Getestet wurden ein Laserpulsler C8898 von Hamamatsu und zum Vergleich ein PDL 800-B von Picoquant. Beide Laser zeigen das gleiche Verhalten mit dem Unterschied, dass beim C8898 das Leistungsmaximum am Drehregler höher liegt. Kurz oberhalb der Laserschwelle wird eine Pulsbreite von weniger als 200 ps FWHM erreicht (rote Kurven). Mit steigender Laserleistung verbreitert sich der Puls durch Relaxationsschwingungen bis um den Faktor drei beim PDL 800-B bzw. zehn beim C8898 (blaue Kurven). Die im Bild angegebene „Laserpower“ entspricht der Zahl auf dem Drehregler des jeweiligen Instrumentes und hat keinen linearen Bezug zur tatsächlichen Laserleistung. Die unterschiedliche Messdauer ist der Vergleichbarkeit der dargestellten Kurven geschuldet und resultiert aus der unterschiedlichen Laserleistung bzw. Stoprate beim TCSPC.

### 6.2.5 Ergebnisse mit PIN-, MSM- und Avalanche-Dioden

Getestet wurde eine PIN-Diode S5972 mit 1 GHz Bandbreite, eine MSM-Diode G4176 mit 25 GHz Bandbreite, eine APD S9073 mit 0,9 GHz Bandbreite und ein APD-Modul C5658 mit 1 GHz Bandbreite von Hamamatsu, dazu ein 40 GHz-Verstärker 1421 mit 10 dB von NewFocus. Mit einem digitalen Oszilloskop HP\_54750A mit 20 GHz Bandbreite wurde zunächst die Pulsbreite des vom Sensor kommenden Pulses nach Empfang eines optischen Pulses mit 70 ps FWHM gemessen. Alle nachfolgenden Angaben zu Pulsbreiten beziehen sich ebenfalls auf das FWHM. Die Pulsformen sind in Anlage 2 ersichtlich. Die Ergebnisse der Untersuchungen zum Puls-Antwort-Verhalten von PIN, MSM und APD decken sich in etwa mit denen von [DJERBARI, 2000].

Die PIN-Diode erzeugt ohne nachgeschalteten Verstärker einen 1,1 ns breiten sinusförmigen Puls mit abklingenden Relaxationsschwingungen. Die Anstiegszeit des Pulses liegt bei 1 ns. Mit Verstärker wurden dieselben Werte gemessen. Die Kurven unterscheiden sich lediglich durch die etwa um den Faktor 3 höhere Amplitude und deren Inversion, die durch den Verstärker verursacht wird.

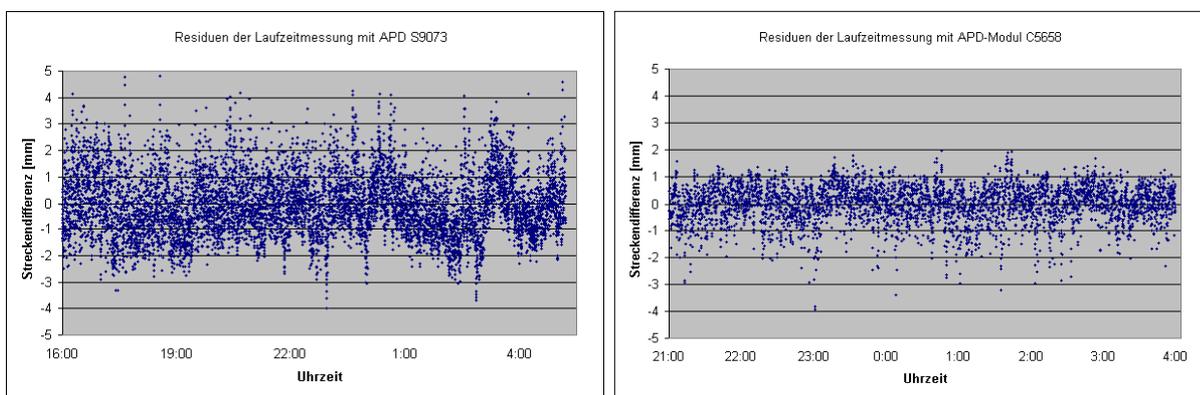
Die MSM-Diode mit nachgeschaltetem Verstärker liefert ebenfalls eine Pulsbreite von ca. 1 ns mit einer Anstiegszeit von 800 ps. Ohne Verstärker wurde eine Pulsbreite von 150 ps gemessen. Statt der vom Hersteller angegebenen Anstiegszeit von 30 ps wurde mit der selbst hergestellten Schaltung eine Anstiegszeit von 80 ps erreicht. Allerdings verwendete der Hersteller Pulse mit 100 fs anstelle von 70 ps Breite. Eine fertig konfektionierte Schaltung wurde im Handel nicht angeboten. In beiden Fällen musste der Laser auf die MSM-Diode fokussiert werden, um ein verwertbares Signal zu erhalten.

Die APD liefert eine Pulsbreite von 600 ps mit einer Anstiegszeit von ca. 600 ps. Das APD-Modul liefert ohne zusätzlichen Verstärker einen 500 ps breiten Puls. Der nachgeschaltete Verstärker bewirkt keine nennenswerte Verbreiterung des Pulses. Die ansteigende Pulsflanke ist ebenfalls 500 ps lang. Die Länge der ansteigenden Pulsflanke ist für den Time-Walk-Effekt das limitierende Kriterium.

Anschließend erfolgten Tests zur TCSPC-Messung. Ausgewertet wurden jeweils über einen Zeitraum von 5 s erstellte Histogramme. Für die Auswertung der Histogramme wurde mit vergleichbaren Ergebnissen das gewogene Mittel und das Mittel aus ansteigender und abfallender Flanke berechnet. Für die Tests wurde zunächst der Sync-Out-Trigger des Laserpulsers als Startpuls verwendet. Bei hoher Lichtleistung auf der

Empfängerseite lassen sich sowohl mit MSM- als auch mit PIN-Dioden Histogramme mit sehr steilen Flanken und Histogrammbreiten von ca. 180 ps erzeugen. D.h. der Timing-Jitter wird durch die Verbreiterung des Pulses nur unwesentlich beeinflusst. Bei Avalanche-Dioden ist das Histogramm etwa Faktor 3 breiter. Differentielle TOF-Messungen zwischen zwei PIN-Dioden ergaben eine unwesentliche Verbreiterung des Histogramms auf 250 ps.

Bei differentieller Messung zwischen Sync-Out-Trigger des Laserpulsers und einer APD ergaben sich im Nahbereich Standardabweichungen der Einzelmessung von  $\sigma_{\text{single}} = 1,2 \text{ mm}$  für die APD S9073 und von  $\sigma_{\text{single}} = 0,7 \text{ mm}$  für das Modul C5658. Abbildung 6.8 zeigt die Residuen der Messung, d.h. die Schwankungen um den Mittelwert. Korrigiert wurde hierbei der Einfluss der Temperatur auf das TCSPC-System. Das Mittel aus 100 Messungen zeigt eine Standardabweichung von  $\sigma_{100} = 0,5 \text{ mm}$  für die APD S9073 bzw. von  $\sigma_{100} = 0,2 \text{ mm}$  für das APD-Modul. Mögliche Korrelationen der Messwerte sind nicht bekannt und wurden deshalb bei der Berechnung der Standardabweichungen vernachlässigt. PIN- und MSM-Diode waren etwa um den Faktor 10 genauer als die APD S9073. Obwohl die MSM-Diode mit einer Anstiegszeit von 40 ps wesentlich schneller reagiert als die PIN-Diode, gab es in der Breite und Auswertung des Histogramms nur marginale Unterschiede.



**Abb. 6.8: Residuen einer temperaturkorrigierten Messung mit APD S9073 und APD-Modul C5658**

Die Quantenausbeute und damit die Sensitivität der PIN- und MSM-Dioden ist allerdings im Vergleich zur APD gering. Ohne erhebliche Verstärkung war eine Pulsmessung bereits bei leicht aufgeweitetem Strahl nicht mehr möglich. Einzelphotonendetektion ist hier auch mit hoher Verstärkung nicht denkbar. Mit einer guten Avalanche-Diode und einer Sperrspannung knapp unter der Durchbruchspannung ist jedoch die Messung von Lichtleistungen im nW-Bereich möglich. Messungen mit dem APD-Modul zeigten, dass die Empfindlichkeit ausreicht, um über Reichweiten von 5 m auch bei stark aufgeweitetem Laser ( $20^\circ$  Divergenz) zu messen. Trotz der im Vergleich zu den SPADs größeren Sensorfläche wurde aber nicht deren Empfindlichkeit erreicht.

## 6.2.6 Ergebnisse mit SPAD-Detektoren

Getestet wurden SPAD-Module PDM50ct und PDM100ct von der italienischen Firma MPD mit  $50 \mu\text{m}$  bzw.  $100 \mu\text{m}$  Durchmesser der aktiven Sensorfläche und nominell 50 Darkcounts (Pulse, die ohne Photon ausgelöst werden) pro Sekunde. Die Detektionseffizienz ist wellenlängenabhängig und wird vom Hersteller mit 35 % bei  $\lambda = 650 \text{ nm}$  angegeben.

**Tests mit Sync-Out-Trigger und SPAD :** Bei hoher Lichtleistung auf der Empfängerseite lassen sich auch mit SPAD-Detektoren Histogramme mit steilen Flanken und Histogrammbreiten von ca. 150 ps erzeugen. Sinkt die Lichtleistung und damit das Verhältnis von Startrate zu Stoprate, dann verbreitert sich das Histogramm bis hin zur Breite des optischen Pulses und nimmt, wie unter Abschnitt 6.2.4 gezeigt, dessen Form an. Das kann, je nach Form des Pulses eine andere Strategie der Histogrammauswertung erfordern. Dafür ist die Empfindlichkeit deutlich besser als die der anderen Detektortypen. Bei differentieller Messung zwischen Sync-Out-Trigger und einer SPAD ohne Bündelungsoptik gelang die Detektion einzelner Photonen eines unfokussierten Lasers mit Divergenz  $20^\circ$  über eine Reichweite von 150 m. Bei einer Kanalbreite von 4 ps wurden innerhalb von 10 Sekunden bei 5 MHz Pulsrate 100 Counts in einem Kanal gezählt. Die 75 m lange Teststrecke lag im Kellergeschoss des Beyer-Baus. Der optische Signalweg wurde durch Positionierung eines Tripelprismas am anderen Ende verdoppelt. Das Rauschen bei teilweise eingeschalteter Beleuchtung war nur

geringfügig stärker als bei absoluter Dunkelheit, was für die Qualität der Bandpassfilter spricht. Das Signal-Rausch-Verhältnis ist trotz Dark-Counts und Fremdlicht sehr gut, da diese Counts zufällig auftreten und sich über das ganze Histogramm verteilen.

**Differentielle Tests mit SPADs :** Durch differentielle Messung mit zwei SPADs erhält man bei jeweils gleicher Signalamplitude ein Histogramm mit annähernder Gaußform, resultierend aus der Wahrscheinlichkeit, dass zwei gleichartige statistische Ereignisse nacheinander stattfinden. Die statistischen Ereignisse bestehen darin, dass jeweils an einem festen Empfängerstandort zu jeweils einem Zeitpunkt  $t$  ein Photon auftrifft. Die Wahrscheinlichkeit dieser Ereignisse hängt von der zeitabhängigen Photonendichte im Puls ab, also von der Pulsform und der Pulsintensität. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon aus dem Pulsmaximum das TCSPC-Zeitfenster öffnet und ein anderes Photon aus dem Pulsmaximum das Zeitfenster schließt, ist am größten. Je höher die Signalamplitude bzw. die Taktrate, desto steiler werden die Histogrammflanken innerhalb eines definierten Messzeitraums. Eine Verbreiterung des optischen Pulses durch die unter Abschnitt 6.2.4 beschriebene Änderung der Laserleistung bewirkt eine Verbreiterung des Histogramms. D.h. je kürzer die Laserpulse, desto besser ist die Auflösung der differentiellen Streckenmessung mit SPADs. In Abbildung 6.9 ist dies für einen stark aufgeweiteten Laser über eine Distanz von 2 m nachgewiesen. Die Streckendifferenz betrug ca. 30 cm.

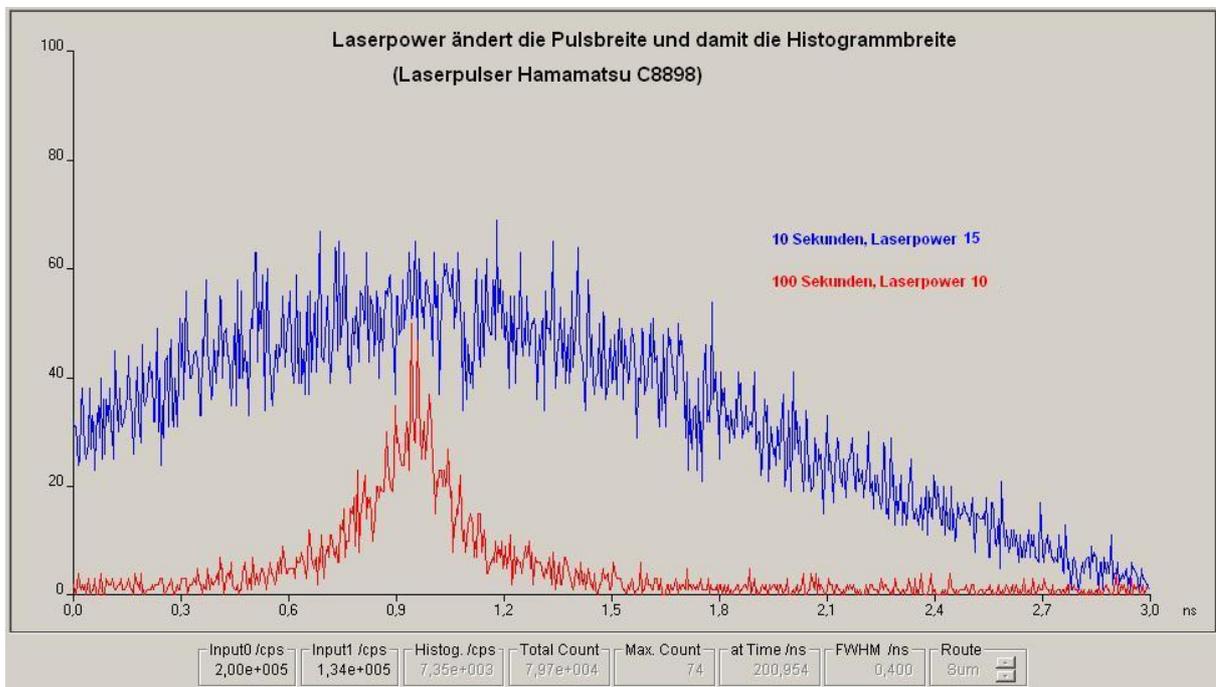


Abb. 6.9: Einfluss der Pulsbreite auf die Histogrammbreite bei differentieller Messung zweier SPADs

Bei differentieller Messung zwischen zwei SPADs ohne Bündelungsoptik gelang die Detektion einzelner Photonen eines unfokussierten Lasers mit Divergenz  $20^\circ$  über eine Reichweite von 150 m. Analog zum oben beschriebenen Fall waren beide Detektoren in Nähe des Lasers positioniert. Bei einer Kanalbreite von 4 ps wurden innerhalb von 120 Sekunden bei 5 MHz Pulsrate 10 Counts in einem Kanal gezählt. Da die Startrate hier genauso niedrig ist wie die Stoprate, ist die Wahrscheinlichkeit sehr gering, dass ein Puls an beiden Empfängern detektiert wird. Dementsprechend dauert es länger, bis sich ein verwertbares Histogramm abzeichnet. Eine Erhöhung der Empfangswahrscheinlichkeit ist durch eine größere Sensorfläche erzielbar.

**Erreichte Präzision :** Es konnte im Nahbereich bei geringen Detektionsraten eine Standardabweichung der Einzelmessung von 0,9 mm für die Auswertung der ansteigenden Histogrammflanke bei einem Detektor erreicht werden. Nahbereich bezeichnet hier eine Distanz vom Laser zum Detektor von maximal 5 m. Bei differentieller Messung zweier SPADs beträgt die Standardabweichung der Einzelmessung bei Verwendung des gewogenen Mittels 1,2 mm. Bei hohen Detektionsraten kann die Standardabweichung bis um den Faktor 5 geringer sein. Eine Abhängigkeit vom Betrag der Streckendifferenz konnte nicht signifikant nachgewiesen werden. Bei der Berechnung des gewogenen Mittels kann die Messunsicherheit durch Beschränkung des Berechnungsalgorithmus auf einen symmetrischen Ausschnitt des Messbereiches rings um den

Histogrammpeak verringert werden. Dadurch haben Dark-Counts an den Rändern des Histogramms keinen Einfluss auf das Messergebnis.

### 6.2.7 Strahlformung

Wie die vorangegangenen Untersuchungen zeigten, hängt die Genauigkeit der Streckenmessung auch von der Detektionsrate ab und damit von der Sensitivität der Empfangsdiode. Eine Erweiterung der sensitiven Fläche durch eine Sammellinse erhöht zwar die Detektionsrate, sie erhöht aber auch die Streckenmessunsicherheit des aufgeweiteten Lasers bei schrägem Lichteinfall. Es wäre erhöhter Kalibrierungsaufwand wegen des Signalweges innerhalb der Linse zu betreiben, der für jeden Detektor unterschiedlich ist. Hier ist bei Umsetzung des Prinzips die Verwendung von Sammellinsen gegenüber alternativen Lösungen abzuwägen. Mögliche Alternativen bestehen in einer größeren Detektorfläche (z.B. 100  $\mu\text{m}$  statt 50  $\mu\text{m}$ ), einer höheren Laserpulsleistung und in einer Strahlformung des Lasers.

Die Strahlformung betrifft die transversale Intensitätsverteilung des gepulsten Lasers. Bei Verwendung gepulster Laserdioden ergibt sich im Fernfeld ein elliptisches Strahlprofil, welches nach Fokussierung durch eine oder mehrere Linsen noch durch Beugungseffekte überlagert sein kann. Mit Hilfe von Zylinderlinsen oder anamorphotischer Optiken ist ein annähernd rotationssymmetrisches Profil realisierbar. Bei Kopplung des Lasers in eine Single-Mode-Faser oder auch am Ausgang von VCSEL-Dioden ergibt sich transversal eine gaußförmige Intensitätsverteilung. In jedem genannten Fall ist die Photonendichte im Zentrum des Strahlprofils am höchsten. Eine annähernd quadratische Anordnung der Empfangssensoren vorausgesetzt wäre eine ringförmige Verteilung des Intensitätsmaximums besser geeignet, da ansonsten die meisten Photonen im ungenutzten Bereich zwischen den Sensoren ankommen würden. Hierzu soll zunächst die Photonendichte bei annähernd gaußförmiger und ringförmiger Verteilung verglichen werden.

Bei Verwendung eines Lasers mit 125 mW Pulsspitzenleistung und einer Pulslänge von 50 ps (FWHM) erhält man durch Integration der Leistung über die Zeit eine Pulsenergie von ca. 6,25 pJ. Die Energie  $E_{\text{photon}}$  eines einzelnen Photons erhält man aus dem Produkt des Planck'schen Wirkungsquantums  $h$  mit der Lichtfrequenz, welche durch Lichtgeschwindigkeit  $c$  und Wellenlänge  $\lambda$  ausgedrückt werden kann. Es gilt

$$E_{\text{photon}} = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (6.2.5)$$

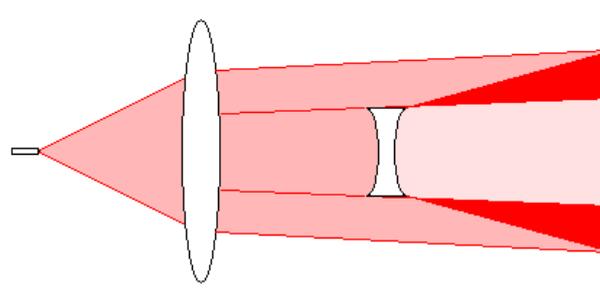
Bei  $\lambda = 650 \text{ nm}$  ergibt sich eine Photonenenergie von ca.  $3 \cdot 10^{-19} \text{ J}$  und damit ca.  $2,1 \cdot 10^7$  Photonen pro Puls. Bei gaußförmiger Verteilung mit Radius  $r = 2 \text{ m}$  (FWHM) ergibt sich bei diesem Radius eine Photonendichte von ca. 1,7 Photonen pro  $\text{mm}^2$ . Bei ringförmiger Verteilung mit Außenradius 2,1 m und Innenradius 1,9 m ergäbe sich mit 8,7 Photonen pro  $\text{mm}^2$  eine 5-mal höhere Photonendichte.

Eine ringförmige Verteilung des Laserlichtes kann durch Brechung an einer entsprechend geformten Linsen- bzw. Prismenoberfläche oder durch Veränderung der Polarisation innerhalb des transversalen Strahlprofils erzeugt werden. Einige Ansätze sollen hier diskutiert werden.

Laserdioden liefern annähernd linear polarisiertes Licht. Mit Hilfe von  $\lambda/4$ -Platten, Kerrzellen oder Flüssigkeitskristallen lässt sich die Polarisationsrichtung um  $90^\circ$  drehen. Durch geeignete Anordnung entsprechender Elemente lässt sich eine radialsymmetrische Polarisation erreichen. Durch Überlagerung entgegengesetzter Polarisationsrichtungen kommt es dabei im Zentrum des Strahlprofils zu destruktiver Interferenz und damit zur Bildung eines Ringprofils (doughnut). Das einfachste Beispiel hierzu ist ein Viertelung des Strahls, wobei die Polarisation jedes Viertels um  $90^\circ$  zur Polarisation der benachbarten Viertel verdreht ist. Das Ergebnis ist ein annähernd gleichförmiges Ringprofil. Weitere Möglichkeiten bestehen in der Strahlformung durch computergenerierte Hologramme [CHURIN ET AL., 1993], ringförmige Gestaltung des Laserresonators [MUSHIAKE ET AL., 1972], interferometrische Systeme [TIDWELL ET AL., 1993] und die Kopplung von einer Single-Mode-Faser in eine Multi-Mode-Faser unter leichter Fehlalignierung [GROSJEAN ET AL., 2005]. Diese Methoden sind allesamt recht aufwändig zu realisieren.

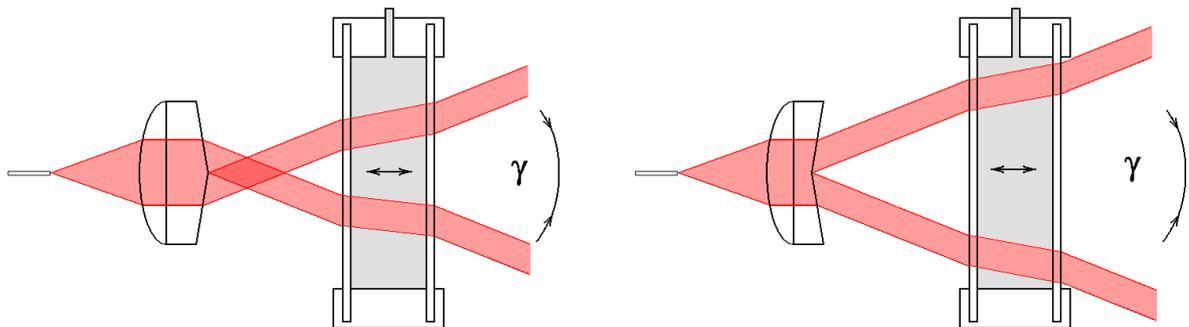
Abbildung 6.10 zeigt das Prinzip, ein ringförmiges Profil durch Ausnutzung des Brechungseffektes mit zwei Linsen zu erzeugen. Die Intensitätsverteilung ist jedoch nicht optimal und der Lichtpuls wird bei dieser Anordnung zeitlich verbreitert. Ein Test ergab, dass dieses Prinzip theoretisch auch durch Verwendung einer elastischen Optik erzeugt werden kann. Bei entsprechender Verformung einer der äußeren Grenzflächen der unter Abschnitt 7.4.2 beschriebenen Flüssiglinse konnte ein annähernd ringförmiges Profil erzeugt werden. Hierzu wurde mittels eines abgewinkelten Metallstabs das Zentrum der konvexen Fläche nach innen

gedrückt. Wegen zu geringer Apertur des Prototypen war die Qualität des Testergebnisses nicht zufriedenstellend. Die Verformung des Zentrums der Linsenfläche entgegen der hydraulischen Druckrichtung ist prinzipiell nur bei sehr dünner Wandung, sehr großer Apertur und nicht ohne Beeinträchtigung derselben lösbar.



**Abb. 6.10 : Erzeugung eines Ringprofils mit zwei Linsen**

Die einfachste und gleichzeitig beste Methode, aus einem Gaußprofil ein ringförmiges Profil zu erzeugen, ist die Verwendung eines Kegelprismas, auch Axicon genannt. Platziert man das Axicon vor die Flüssiglinse, kann der Durchmesser des Rings für eine feste Reichweite variiert werden. Alternativ kann der Kegel auch in eine Grenzfläche der Flüssiglinse geschliffen werden. Auch der kegelförmige Anschliff eines Faserendes ist zur Erzeugung eines Ringprofils geeignet. Hierzu eignen sich Multi-Mode-Fasern besser als Single-Mode-Fasern wegen des größeren Kerndurchmessers. Um die Divergenz des Strahls nicht unnötig zu erhöhen, muss der Öffnungswinkel des Kegels sehr groß sein ( $\eta \geq 170^\circ$ ). Bei einem konvexen Axicon wird der Strahl durch Kreuzen der gegenüberliegenden Strahlanteile gespiegelt. Bei einem konkaven Axicon ist dies nicht der Fall und der Strahl wird bei gleichem Öffnungswinkel nicht so stark aufgeweitet. Kommt der Strahl bereits mit hoher Divergenz aus einer Faser, ist vor Durchlaufen des Axicons eine Kollimierung sinnvoll, um eine überdimensionale Aufweitung des Strahls zu verhindern. Damit ergeben sich verschiedene Varianten für das Design der Optik (Abb. 6.11). Der Öffnungswinkel des Axicons sollte sinnvollerweise so gewählt werden, dass die resultierende Divergenz  $\gamma$  des Rings der durchschnittlich zu erwartenden Geometrie im praktischen Einsatz entspricht.

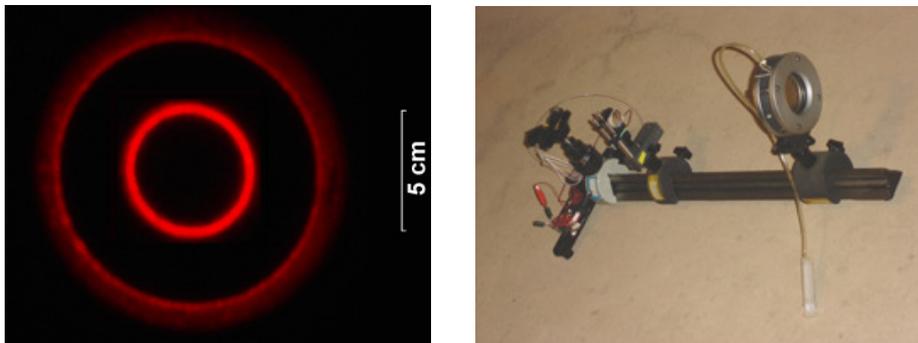


**Abb. 6.11: Design der Optik mit externem konvexem bzw. konkavem Axicon**

Die maximale konvexe oder konkave Stellung der Flüssiglinse definiert den zugehörigen angularen Messbereich. Letzterer hängt bei vorgegebenem hydraulischem Hub der Flüssiglinse allerdings auch von der Apertur der Flüssiglinse und dem Durchmesser des Rings an der Flüssiglinse ab. Dieser Durchmesser kann durch den Abstand zwischen Axicon und Flüssiglinse optimiert werden. Bei parabolischer Verformung der Linse steigt der Winkelstellbereich mit dem Durchmesser des Ringes an der Eintrittsfläche. Bei fest eingespanntem Plattenrand (siehe Abschn. 7.4.2) liegt der maximale Winkelstellbereich an den Wendepunkten der Deformationskurve. Will man diesen maximalen Winkelstellbereich ausnutzen, dann gibt die Apertur bzw. der sich aus der Lage der Wendepunkte ergebende Durchmesser in guter Näherung die Mindestbreite des kardanischn gelagerten Spiegels vor. Um  $\gamma = 0$  zu erreichen, kann ein konkav-konvexes Axicon oder eine Kombination aus zwei einander zugewandten konvexen Axicons verwendet werden.

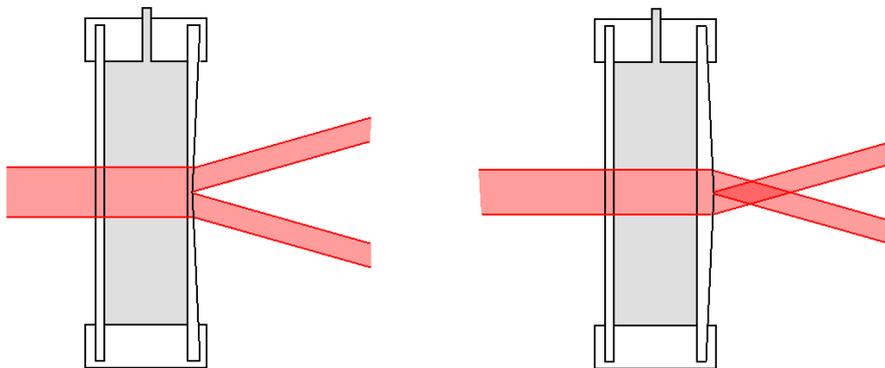
Liegt die Faser im Brennpunkt der Kollimatorlinse wird der Ring nach Durchlaufen der Flüssiglinse scharf abgebildet. Durch Variation des Abstandes von Faser und Linse lässt sich die Breite des Rings einstellen. Mit

der links im Bild dargestellten Variante wurde für  $\eta = 170^\circ$  ein Stellbereich  $1,7^\circ < \gamma < 10,3^\circ$  erreicht bei einer Apertur der Flüssiglinse von 60 mm, einem Volumenhub von  $\pm 6 \text{ cm}^3$  und einem Abstand von 50 cm zwischen Axicon und Flüssiglinse. Abbildung 6.12a zeigt die im Abstand von 0,5 m auf eine Leinwand projizierten Ringe der Extremstellungen. Bei Verwendung einer Multi-Mode-Faser waren die Ringe geringfügig breiter, wegen der hohen Koppelungseffizienz aber deutlich heller.



**Abb. 6.12a und b: maximaler und minimaler Ringdurchmesser, mobiler Versuchsaufbau**

Mit dem in Abbildung 6.12b dargestellten mobilen Versuchsaufbau wurden Tests über größere Reichweiten durchgeführt. Durch Defokussierung der Kollimatorlinse konnte z.B. eine annähernd scharfe Abbildung des Rings über 10 m Reichweite erreicht werden. Im Vergleich zum unfokussierten Gaußprofil aus dem Faserausgang der Multi-Mode-Faser ergab die Ringform je nach Ringdurchmesser eine um den Faktor 5 bis 8 höhere Lichtausbeute. Für die Funktionalität des Systems ist eine gewisse Unschärfe bzw. Ringbreite sinnvoll. Bei 50 m Reichweite wurden noch bis zu 0,05 % der Pulse detektiert, für eine gute optische Abbildung des Rings war aber das Signal zu schwach.



**Abb. 6.13a und 6.13b: Design der Optik mit integriertem konkavem bzw. konvexem Axicon**

Schleift man den Kegel in eine Grenzfläche der Flüssiglinse, ergeben sich zwei Varianten mit unterschiedlichen Eigenschaften. Bei Verwendung eines konvexen Axicons (Abb. 6.13b) ist die Wirkung der Verformung von Planfläche und Axicon gegenläufig, d.h. eine stärkere Wölbung der (linken) Planfläche nach außen bewirkt die Fokussierung eines parallelen Strahlenbündels während die stärkere Wölbung des Axicons nach außen den Kegel spitzer macht und dadurch den Strahl weiter aufweitet. Verwendet man ein konkaves Axicon (Abb. 6.13a), ist die Wirkung der Verformung von Planfläche und Axicon gleichläufig.

# 7 Die zweiachsige Winkelmessung

## 7.1 Physikalische Grundlagen der Messtechnologie

Für die Entwicklung eines Reflexgoniometers sind zunächst die physikalischen Grundlagen zu erörtern. Bei den Betrachtungen zur geometrischen Optik werden die Vor- und Nachteile der Verwendung einer Planplatte bzw. eines Etalons zur Erzeugung des winkelabhängigen Strahlversatzes diskutiert. Anschließend werden die Probleme der Verwendung eines Lasers als Richtungsnormal erörtert und mögliche Sensoren zur Positionsdetektion des versetzten Strahls verglichen. Als Ergebnis der theoretischen Überlegungen wird ein Laboraufbau für die technologische Realisierung vorgestellt.

### 7.1.2 Geometrische Optik

Mit Hilfe der Gesetze der geometrischen Optik [KRÄMER, 1981] werden nachfolgend die für das zu entwickelnde Winkelmessprinzip relevanten Zusammenhänge betrachtet.

#### Strahlableitung durch planparallele Platte: Ausnutzung der Brechung

Die Planplatte ist ein in der geodätischen Instrumententechnik häufig verwendetes optisches Ablenkelement. Für die folgenden Ausführungen sollen die planparallele Glasplatte und die umgebende Luft zwischen Strahlquelle und Empfänger jeweils als homogenes, isotropes Medium angenommen werden, d.h. die Phasengeschwindigkeit des Lichtes hat an jeder Stelle innerhalb des Mediums den gleichen Betrag und ist unabhängig von der Ausbreitungsrichtung. Beim Durchgang des Lichtes durch eine planparallele Platte treten mehrere Effekte auf, die hier nur so weit untersucht werden sollen, wie sie für den Sachverhalt von Bedeutung sind. Dazu zählen:

- Brechung
- Reflexion in Abhängigkeit von der Polarisation
- Absorption
- Mehrfachreflexion
- Dispersion und Farbfehler

Das Brechungsgesetz von *Snellius* beschreibt geometrisch die **Brechung** eines Lichtstrahles an einer optischen Grenzfläche. Ursache hierfür sind gemäß dem *Huygens*'schen Prinzip die vom jeweiligen Medium abhängigen Phasengeschwindigkeiten des Lichtes, beschrieben durch die Brechzahl  $n$  als Verhältnis der Phasengeschwindigkeit im Vakuum  $c_0$  zur Phasengeschwindigkeit im Medium  $c$ . Es gilt

$$n = \frac{c_0}{c} = \frac{\sin \varepsilon}{\sin \varepsilon'} , \quad (7.1.1)$$

wobei  $\varepsilon$  den Einfallswinkel und  $\varepsilon'$  den Brechungswinkel der ebenen Welle bzw. des Strahles bezüglich des Lotes auf die Grenzfläche bezeichnet. Für den Übergang des Lichtstrahles zwischen zwei verschiedenen Stoffen mit  $n$  und  $n'$  ergibt sich hieraus das Brechungsgesetz

$$n \cdot \sin \varepsilon = n' \cdot \sin \varepsilon' . \quad (7.1.2)$$

In der technischen Optik wird zur Kennzeichnung eines Stoffes allgemein die Brechzahl gegenüber Luft  $n_L$  verwendet mit

$$n_L = \frac{c_{Luft}}{c} = \frac{n}{n_{Luft}} . \quad (7.1.3)$$

Falls nur die Materialbrechzahl gegenüber Vakuum bekannt ist, kann die u. a. bei [NAUMANN / SCHRÖDER, 1992] und [SCHOTT, 2006] in Abhängigkeit von Temperatur, Luftdruck und Wellenlänge tabellierte Brechzahl von trockener Luft (1,00027 ... 1,00030) zur Umrechnung verwendet werden.

Beim Durchgang des Lichtstrahles durch eine von Luft umgebene planparallele Glasplatte trifft der an der ersten Grenzfläche zum Einfallslot hin gebrochene Strahl im Winkel  $\varepsilon'$  auf die zweite Grenzfläche und wird

hier wieder im Winkel  $\varepsilon$  vom Lot weg gebrochen. Einfallsebene und Ausfallsebene sind identisch. Somit entsteht ein paralleler Versatz des Lichtstrahles, dessen Betrag  $v$  vom Einfallswinkel, von der Stärke der planparallelen Platte  $D$  und natürlich vom Brechungsindex des Glases abhängt. Es gilt

$$v = D \cdot \frac{\sin(\varepsilon - \varepsilon')}{\cos \varepsilon'} \quad (7.1.4)$$

Für kleine  $\varepsilon$  kann nach [SCHLEMMER, 1996] mit

$$v = \frac{n-1}{n} \cdot D \cdot \tan \varepsilon \quad (7.1.5)$$

eine Näherungsformel verwendet werden. Zur Abdeckung eines größeren Messbereiches muss man in Gleichung (7.1.4) den Brechungswinkel  $\varepsilon'$  nach Herleitung über Gleichung (7.1.2) und (7.1.3) ersetzen durch

$$\varepsilon' = \arcsin\left(\frac{1}{n_L} \cdot \sin \varepsilon\right) \quad (7.1.6)$$

Damit lässt sich Gleichung (7.1.4) nach  $\varepsilon$  auflösen und man erhält den Einfallswinkel  $\varepsilon$  als Funktion des parallelen Strahlversatzes  $v$ . Wegen der Nichtlinearität (transzendente Gleichung) muss hierfür eine Iteration verwendet werden, wobei die Konvergenz an den Rändern des Messbereiches z.B. in Anlehnung an das Bisektionsverfahren [ROTHE / STEINBACH, 1989] durch Mittelbildung aufeinanderfolgender Iterationsepochen erzwungen werden muss. Als Startwert für die Iteration wurde bei der softwaretechnischen Umsetzung in Abschnitt 7.1.4

$$\varepsilon_0 = \frac{\pi \cdot v}{2D} \quad (7.1.7)$$

verwendet, da  $\varepsilon$  in der vorliegenden Messanordnung durch den Messbereich  $0 \leq \varepsilon < 100$  gon abgegrenzt ist, wovon wiederum nur der Bereich  $17 \text{ gon} \leq \varepsilon < 83 \text{ gon}$  für die Messung genutzt wird. Im Falle  $\varepsilon = 100$  gon würde theoretisch für  $\varepsilon'$  der Grenzwinkel der Totalreflexion erreicht, was jedoch praktisch nicht auftritt, da der Lichtstrahl die zu ihm parallele endliche Grenzfläche gar nicht erst passieren würde.

An einer Grenzfläche, die zwei Stoffe unterschiedlicher Brechzahl voneinander trennt, wird stets ein bestimmter Anteil der Lichtenergie reflektiert, wobei nach dem **Reflexionsgesetz** der Reflexionswinkel  $\varepsilon'' = -\varepsilon$  in der Einfallsebene liegt, welche aus der Flächennormalen im Reflexionspunkt und dem einfallenden Strahl gebildet wird. Der Reflexionsgrad  $R(\varepsilon)$  gibt in Abhängigkeit vom Einfallswinkel das Verhältnis zwischen reflektierter Intensität  $I''$  und einfallender Intensität  $I$  des Lichtes an. Der für die quantitative Betrachtung entscheidende Transmissionsgrad  $T = 1 - R$  stellt das Verhältnis der Lichtintensität vor und nach Passieren der Grenzfläche dar.

Mit Hilfe der Fresnel'schen Formeln [HAFERKORN, 1994] lassen sich die senkrecht und parallel zur Einfallsebene liegenden elektrischen Amplitudenkomponenten des reflektierten und des gebrochenen Lichtes in Abhängigkeit vom Einfallswinkel beschreiben. Die Amplituden dienen der Darstellung des **Polarisationszustandes**, der für die quantitative Betrachtung insofern relevant ist, als der Reflexionsgrad wegen des Dipolverhaltens der Glasmoleküle von der Polarisationsrichtung abhängig ist. Aus den Amplituden lässt sich der Reflexionsgrad senkrecht und parallel zur Einfallsebene ermitteln in Abhängigkeit von Einfallswinkel  $\varepsilon$  und Brechungswinkel  $\varepsilon'$ .

$$R_s = \frac{\sin^2(\varepsilon' - \varepsilon)}{\sin^2(\varepsilon' + \varepsilon)} \quad (7.1.8)$$

$$R_p = \frac{\tan^2(\varepsilon' - \varepsilon)}{\tan^2(\varepsilon' + \varepsilon)} \quad (7.1.9)$$

Für den Einfall von natürlichem bzw. nichtpolarisiertem Licht sind die Amplituden senkrecht und parallel zur Einfallsebene gleich, allerdings liefern Laserdioden annähernd linear polarisiertes Licht. Das heißt, für eine feste Position beschränkt sich die transversal zur Ausbreitungsrichtung schwingende elektrische Feldstärke auf eine Ebene. Bei Laserdioden liegt diese Ebene parallel zur Ebene des pn-Übergangs [KARAMANOLIS, 1990]. Ist die Polarisationssebene um einen Winkel  $\theta$  zur Einfallsebene verdreht, so lässt sich nach [JAHNS, 2001] aus dem

Gesetz von *Malus* eine vektorielle Zerlegung der Amplitude bzw. der Intensität  $I$  in die Komponenten senkrecht und parallel zur Einfallsebene ableiten mit

$$I_p = I \cdot \cos \theta \quad (7.1.10)$$

$$I_s = I \cdot \sin \theta . \quad (7.1.11)$$

Für diese Komponenten kann nun eine getrennte Betrachtung des Reflexionsgrades nach Gleichung (7.1.8) bzw. (7.1.9) vorgenommen werden.

Beim Durchgang des Lichtes durch eine planparallele Platte wird das Licht an beiden Grenzflächen reflektiert, wobei nach Gleichung (7.1.8) und (7.1.9)  $R_{S1} = R_{S2}$  und  $R_{P1} = R_{P2}$  gilt und damit sowohl Reflexions- als auch Transmissionsgrad an beiden Grenzflächen denselben Betrag aufweisen. Somit erhält man die Lichtintensitäten  $I_{P2}$  und  $I_{S2}$  nach Passieren der Planplatte als Funktion des Einfallswinkels mit

$$I_{P2} = I \cdot \cos \theta \cdot (1 - R_p(\epsilon))^2 \quad (7.1.12)$$

$$I_{S2} = I \cdot \sin \theta \cdot (1 - R_s(\epsilon))^2 \quad (7.1.13)$$

und die vektorielle Addition der Komponenten liefert die Gesamtintensität  $I_2$  mit

$$I_2 = \sqrt{I_{P2}^2 + I_{S2}^2}$$

$$I_2 = I \cdot \sqrt{\cos^2 \theta \cdot (1 - R_p(\epsilon))^4 + \sin^2 \theta \cdot (1 - R_s(\epsilon))^4} . \quad (7.1.14)$$

Die Intensität  $I_2$  ist noch um den Betrag zu korrigieren, der beim Durchdringen der Planplatte absorbiert wird. Bei der **Absorption** wird ein Teil der Lichtenergie in andere Energieformen, im Regelfall in Wärmeenergie, umgewandelt. Dieser Betrag ist von der Länge des Lichtweges innerhalb der Planplatte und somit vom Brechungswinkel abhängig. Korrekterweise muss erwähnt werden, dass Absorption in sämtlichen Stoffen auftritt, das heißt, dass auch in der Luft ein gewisser Anteil des Lichtes absorbiert wird, der im Rahmen der Messunsicherheit hier jedoch vernachlässigbar ist.

$I_0$  sei die Intensität direkt hinter der ersten,  $I_1$  die Intensität direkt vor der zweiten Grenzfläche. Die relative Änderung der Intensität innerhalb der Platte ist dem zurückgelegten Weg proportional. Es gilt

$$\frac{dI}{I_0} = -\frac{4\pi}{\lambda} \cdot \kappa \cdot dx , \quad (7.1.15)$$

wobei  $\kappa$  eine material- und wellenlängenabhängige Absorptionskonstante ist. Die Integration über die Plattendicke  $D$

$$\int_{I_0}^{I_1} \frac{dI}{I_0} = -\frac{4\pi\kappa}{\lambda} \cdot \int_0^D dx \quad (7.1.16)$$

liefert

$$\ln \frac{I_1}{I_0} = -\frac{4\pi}{\lambda} \cdot \kappa \cdot D . \quad (7.1.17)$$

Den Quotient aus  $I_1$  und  $I_0$  bezeichnet man als spektralen Reintransmissionsgrad  $\tau_{i,\lambda}$  mit

$$\tau_{i,\lambda} = \frac{I_1}{I_0} = e^{-\frac{4\pi}{\lambda} \cdot \kappa \cdot D} \quad (7.1.18)$$

Der davon abgeleitete spektrale Reintransmissionsgrad  $\tau_{i,\lambda}$  für die Einheitsdicke der Planplatte von 1 mm ist eine in Abhängigkeit von Material und Wellenlänge tabellierte Konstante.  $D_{\epsilon'}$  sei der vom Brechungswinkel abhängige Weg innerhalb der Planplatte mit

$$D_{\epsilon'} = \frac{D}{\cos \epsilon'} \quad (7.1.19)$$

Der vom Brechungswinkel abhängige Transmissionsgrad ergibt sich dadurch mit

$$\tau_{i,\lambda}(\varepsilon') = \tau_{i,\lambda}^{D\varepsilon} \quad (7.1.20)$$

und Gleichung (7.1.14) erweitert sich zu

$$I_2 = I \cdot \sqrt{\cos^2 \theta \cdot (1 - R_p(\varepsilon))^4 + \sin^2 \theta \cdot (1 - R_s(\varepsilon))^4} \cdot \tau_{i,\lambda}(\varepsilon') \quad (7.1.21)$$

In Überlagerung der Effekte von Absorption, Teilreflexion und Brechung lassen sich die innerhalb der Planplatte auftretenden **Mehrfachreflexionen** beschreiben. Sie führen zu Vielstrahlinterferenz, d.h. Bildung von Interferenzmustern der sich teilweise überlagernden Einzelstrahlen, und zu einer elliptischen Verzerrung des Strahlprofils in Abhängigkeit vom Einfallswinkel.

Beim Durchgang des Lichtes durch ein schwach absorbierendes Medium tritt **Dispersion** auf, das heißt, die Phasengeschwindigkeit des Lichtes im Medium und damit die Brechzahl hängen von der Wellenlänge des Lichtes ab. Dafür können nach [MESCHÉDE, 1999] verschiedene theoretisch begründete Näherungsformeln mit empirisch bestimmten Konstanten angegeben werden. Neben den Dispersionsformeln von *Hartmann* und *Herzberger* gibt es mit

$$n_\lambda = \sqrt{1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3}} \quad (7.1.22)$$

eine Gleichung, die laut Herstellerangaben eine Genauigkeit für  $n_\lambda$  von  $2 \cdot 10^{-5}$  aufweist. Die Wellenlänge ist in  $\mu\text{m}$  einzusetzen. Die Konstanten  $B_1$  bis  $C_3$  findet man in entsprechenden Glaskatalogen [SCHOTT, 2006]. Das mit der Dispersionsformel berechnete  $n_\lambda$  muss nun in Gleichung (7.1.6) für  $n_L$  eingesetzt werden. Für streng monochromatisches Licht, wie es von Gaslasern annähernd gut erzeugt wird, gilt ein einheitlicher Brechungsindex  $n_\lambda$ . Bei quasimonochromatischem Licht wird ein sehr schmalbandiges Frequenzspektrum abgestrahlt, welches z.B. für Laserdioden im sichtbaren Lichtbereich bei ca.  $\pm 10$  bis  $50$  nm um die Hauptwellenlänge liegt. Das Wellenlängenintervall, außerhalb dessen die Lichtintensität unter 50 % des Intensitätsmaximums (Hauptwellenlänge) liegt, heißt Halbwertsbreite  $\delta\lambda_{0,5}$ . Für quasimonochromatisches Licht gilt  $\delta\lambda_{0,5} \ll \lambda$ . Die Herstellerangabe für das verwendete Laserdiodenmodul weist eine spektrale Reinheit von  $d\lambda = \pm 10$  nm aus. Bei Verwendung eines einheitlichen Gruppenbrechungsindex ergibt sich daraus durch Differentiation von Gleichung (7.1.22) nach  $\lambda$  mit

$$\frac{dn_\lambda}{d\lambda} = \frac{1}{n_\lambda} \cdot \left( \frac{B_1 \cdot C_1 \cdot \lambda}{(\lambda^2 - C_1)^2} + \frac{B_2 \cdot C_2 \cdot \lambda}{(\lambda^2 - C_2)^2} + \frac{B_3 \cdot C_3 \cdot \lambda}{(\lambda^2 - C_3)^2} \right) \quad (7.1.23)$$

eine max. Abweichung für  $n_\lambda = 1,455982292$  von  $dn_\lambda = 0,00025$ . Das entspricht bei einem maximalen Einfallswinkel von  $\varepsilon = 83$  gon nach Gleichung (7.1.4) einem um  $d\nu = 0,43 \mu\text{m}$  geringeren bzw. größeren Verschiebungsbetrag  $\nu$  für die positiv bzw. negativ von der Hauptfrequenz abweichenden Frequenzanteile und wird in der Literatur als **Farbfehler** bezeichnet. Für den minimalen Einfallswinkel  $\varepsilon = 17$  gon beträgt  $d\nu = 0,19 \mu\text{m}$ . Das Strahlprofil wird mit steigendem Einfallswinkel zunehmend deformiert, z.B. ein kreisrunder Laserspot würde sich annähernd elliptisch verformen, wobei die zunehmende große Halbachse der Ellipse in der Ebene des Kippwinkels liegt und die kleine Halbachse invariant mit dem Radius des Laserspots übereinstimmt. Eine gleichmäßige Verteilung aller Frequenzanteile über den gesamten Laserspot vorausgesetzt, ließe sich die dispersive Verformung des Strahlprofils bei Kenntnis des spektralen Strahlungsflusses rechnerisch berücksichtigen. Allerdings ist der rechentechnische Aufwand sehr groß. Die Alternative besteht in der Begrenzung des abgestrahlten Frequenzspektrums auf streng monochromatisches Licht.

Einsetzen von Gleichung (7.1.22) in (7.1.6) liefert  $\varepsilon' = \varepsilon'(\lambda, \varepsilon)$  und nach Einsetzen in Gleichung (7.1.4) erhält man  $\nu = \nu(\lambda, \varepsilon)$ . Durch Ableitung nach  $\lambda$  kann man die erforderliche spektrale Reinheit  $d\lambda$  in Abhängigkeit vom zulässigen Betrag des Farbfehlers  $d\nu$  darstellen.

$$\frac{d\nu}{d\lambda} = -\frac{D}{\cos^2 \varepsilon'} \cdot \left[ (\cos(\varepsilon - \varepsilon') \cdot \cos \varepsilon' + \sin(\varepsilon - \varepsilon') \cdot \sin \varepsilon') \cdot \frac{\sin \varepsilon}{n_\lambda \cdot \sqrt{n_\lambda^2 - \sin^2 \varepsilon}} \right] \cdot \frac{dn_\lambda}{d\lambda} \quad (7.1.24)$$

In der Literatur wird allgemein der Quotient  $d\lambda/dv$ , aber gelegentlich auch  $dv/d\lambda$  als Lineardispersion bezeichnet. Setzt man mit  $dv$  den in Abhängigkeit vom Einfallswinkel maximal zulässigen Wert ein, der sich nach

$$\frac{dv}{d\varepsilon} = \frac{D}{\cos^2 \varepsilon'} \cdot \left[ \cos(\varepsilon - \varepsilon') \cdot \left( 1 - \frac{\cos \varepsilon}{\sqrt{n_\lambda^2 - \sin^2 \varepsilon}} \right) \cdot \cos \varepsilon' + \sin(\varepsilon - \varepsilon') \cdot \left( \frac{\sin \varepsilon' \cdot \cos \varepsilon}{\sqrt{n_\lambda^2 - \sin^2 \varepsilon}} \right) \right] \quad (7.1.25)$$

aus der angestrebten Präzision der Winkelmessung  $d\varepsilon = 0,05$  mgon ergibt, lässt sich die erforderliche spektrale Reinheit des monochromatischen Lichtes mit  $d\lambda = 0,03$  nm aus der roten Kurve in Abbildung 7.1 abschätzen. Abbildung 7.1 zeigt die Abhängigkeit von  $\varepsilon$ , wobei der Bereich zwischen 20 und 80 gon von Interesse ist. Die violette Kurve stellt vergleichsweise die Abhängigkeit für ein konstantes  $dv = 2$  nm dar.

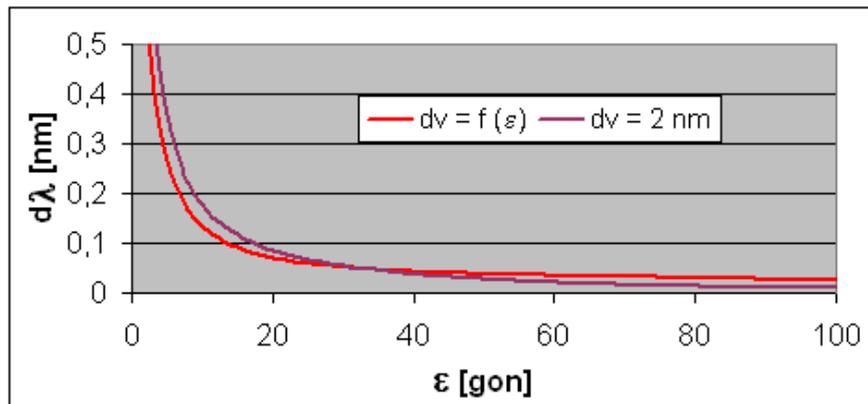


Abb. 7.1: notwendige spektrale Reinheit des Laserlichtes

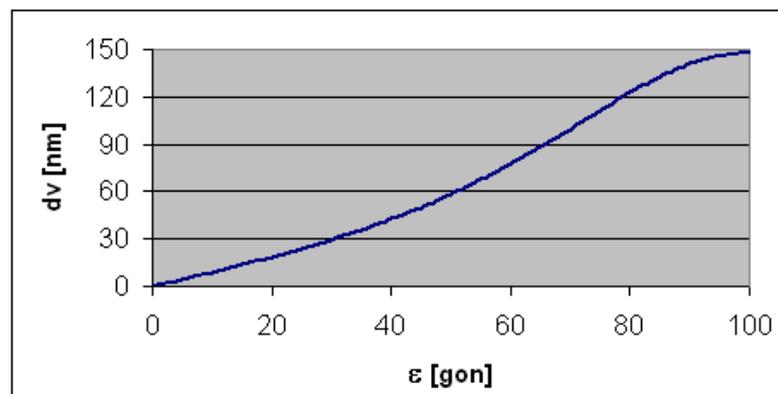


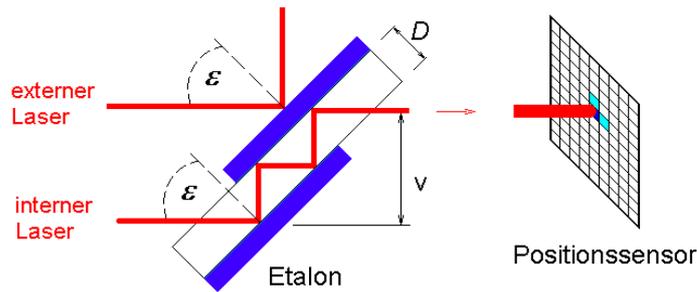
Abb. 7.2 :  $dv$  durch Fehler der Dispersionsformel

Gelänge es technisch, diese Anforderung zu erfüllen, bleibt die Genauigkeit der Dispersionsformel zu untersuchen. Die Herstellerangabe für  $dn_\lambda$  von  $2 \cdot 10^{-5}$  ergibt nach Gleichung (7.1.24) bei  $D = 6$  mm eine dispersive Abweichung von bis zu 130 nm bei  $\varepsilon = 83$  gon (Abb. 7.2). Das entspräche einer Winkelabweichung von 1,4 mgon. Diese Abweichung müsste durch eine experimentelle Bestimmung des Materialbrechungsindex  $n_\lambda$  der Planplatte gegenüber Luft für die Wellenlänge des monochromatischen Lichtes mit einer Messunsicherheit von  $\leq 10^{-7}$  ausgeschlossen werden, was mit sehr hohem Aufwand verbunden wäre.

### Strahlableitung durch ein Etalon: Ausnutzung der Reflexion

Die eleganteste Variante, all die sich aus Verwendung einer Planplatte ergebenden Probleme zu umgehen, besteht darin, anstelle der Brechung die Reflexion für den parallelen Strahlversatz des Lasers auszunutzen. Anstelle der Planplatte muss dann ein sogenanntes Etalon eingesetzt werden (Abb. 7.3). Das Etalon besteht aus zwei parallelen Planplatten, deren Oberflächen alle für den roten Spektralbereich voll verspiegelt sind. Zwischen den innenliegenden Spiegelflächen wird der Laser durch Reflexion parallel versetzt, allerdings mit einer deutlich höheren Auflösung des Kippwinkels, die durch Mehrfachreflexionen nahezu beliebig gesteigert

werden kann, was allerdings in gleichem Maße den Messbereich des Kippwinkels reduziert. Die bei der Planplatte relevanten Effekte der Dispersion, Absorption und Polarisationstrennung treten hier nicht auf. Die Bestimmung des Brechungsindex entfällt und strenge Monochromasie der Strahlungsquelle ist nicht notwendig.



**Abb. 7.3: Messprinzip mit Etalon für 2 Doppelreflexionen**

Für Doppelreflexion ergibt sich der Strahlversatz in Abhängigkeit vom Einfallswinkel  $\varepsilon$  durch

$$v = 4 \cdot D \cdot \sin(\varepsilon) . \quad (7.1.26)$$

$D$  entspricht hier dem Abstand der inneren Spiegelflächen, der beim Prototyp 10 mm beträgt. Die geometrische Auflösung steigt mit dem Einfallswinkel. Die Anordnung des Positionsdetektors bestimmt also nicht nur den Messbereich sondern in bestimmten Grenzen auch die erreichbare Auflösung. Bei zweiachsiger Winkelmessung, d.h. kardanischem Kippen und Schwenken des Etalons, ergibt sich eine vektorielle Zerlegung des Strahlversatzes in  $v_y$  und  $v_z$  mit

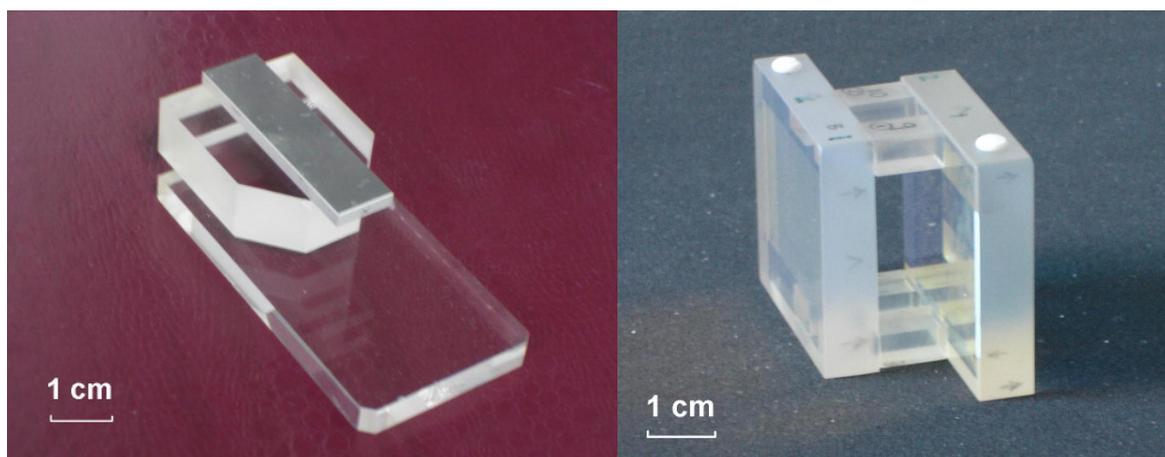
$$v = \sqrt{v_y^2 + v_z^2} . \quad (7.1.27)$$

Der Zusammenhang zum Kippwinkel  $\Phi$  und zum Schwenkwinkel  $\vartheta$  ergibt sich über

$$\Phi = 100 \text{ gon} - 2\varepsilon , \quad (7.1.28)$$

$$\vartheta = \arctan \frac{v_y}{v_z} . \quad (7.1.29)$$

$v_y$  und  $v_z$  sind die eigentlichen Messdaten, die mit Hilfe eines Positionsdetektors erfasst werden sollen.



**Abb. 7.4: Prototypen von Planplattenkörper und Etalon**

Kippen und Schwenken der Planplatte bzw. des Etalons bewirken eine planparallele Verschiebung des Laserstrahles ohne Rotation des Strahlprofils. Das heißt, dass zwischen dem internen 2D-Koordinatensystem (Strahlprofilmatrix) eines nicht rotationssymmetrischen Laserspots und dem 2D-Koordinatensystem des Positions-Detektors nur Translationen stattfinden. Für eine einfache Berechnung dieser Translationen ist es sinnvoll, dass die beiden Koordinatensysteme parallel stehen. Als Prototypen ausgeführte konstruktive

Lösungen für Planplattenkörper und Etalon sind in Abbildung 7.4 zu sehen, die für den Einbau ins Kardan natürlich noch in entsprechenden Gehäusen justierbar gelagert werden müssen.

Die geometrische Auflösung von Kipp- und Schwenkwinkel mit  $d\varepsilon = 0,1 \text{ mgon}$  bzw.  $d\vartheta = 0,1 \text{ mgon}$  für das dargestellte Etalon zeigt Abbildung 7.5. Anstelle des Kippwinkels zeigt die linke Graphik die Abhängigkeit vom Einfallswinkel  $\varepsilon$ , da sich die zuvor angegebenen Formeln auch auf diesen beziehen. Die Änderung  $d\varepsilon$  entspricht der mechanischen Rotation des Etalons um die Kippachse. Um den Einfallswinkel im Messbereich des Etalons  $40 \text{ gon} \leq \varepsilon \leq 60 \text{ gon}$  mit  $d\varepsilon = 0,1 \text{ mgon}$  ( $d\Phi = 0,2 \text{ mgon}$ ) aufzulösen, muss die Detektion der Spotlage in  $x$ - und  $y$ -Richtung auf ca.  $40 \text{ nm}$  genau erfolgen. Um den Schwenkwinkel  $\vartheta$  mit  $0,1 \text{ mgon}$  aufzulösen, muss die Spotlage ebenfalls auf ca.  $40 \text{ nm}$  genau detektiert werden. Die Darstellung ist symmetrisch im negativen Winkelbereich.

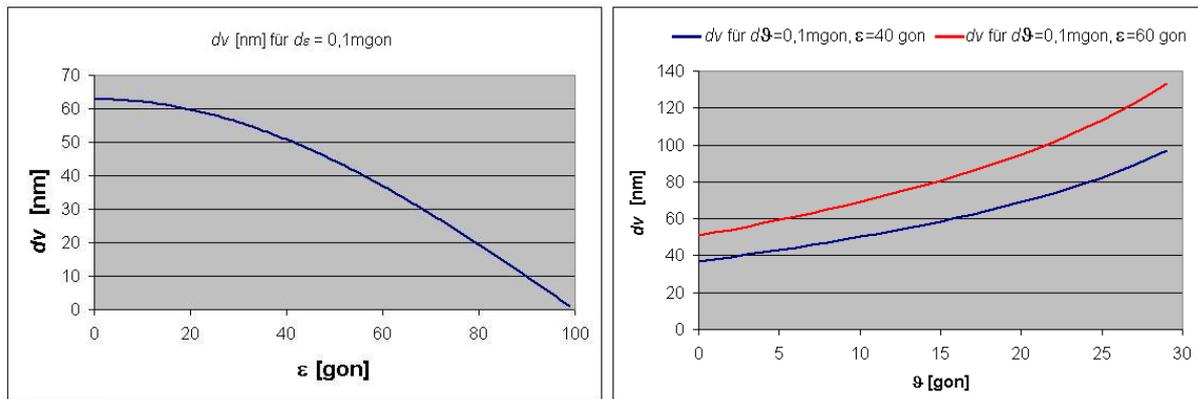


Abb. 7.5: geometrische Auflösung von Kipp- und Schwenkwinkel beim Etalon

Mehrfachreflexionen am Etalon ergeben sich für den Fall, dass eine dielektrische Verspiegelung vorgenommen wird. Dielektrische Spiegel bestehen aus mehreren Schichten von Gläsern (z.B. Polystyren- und Tellurium-Schichten) mit jeweils unterschiedlichem Brechungsindex. Hierdurch gibt es an jeder Grenzschicht Reflexionen. Stellt man das Schichtsystem mit den richtigen Glassorten und Schichtdicken (z.B.  $\lambda/4$ ) her, so kann man erreichen, dass Licht in einem bestimmten Wellenlängenbereich beinahe verlustfrei reflektiert wird. Genutzt wird hier die konstruktive Interferenz nach Mehrfachflexion. Da die Summe der Schichten bei einem Reflexionsgrad von 99,9 % mehrere  $\mu\text{m}$  dick sein kann, ist die exakte Festlegung eines Reflexionspunktes bzw. der Eindringtiefe nur mit Unsicherheiten in derselben Größenordnung möglich. Für die Reflexion an den Außenflächen des Etalons ist der Genauigkeitsanspruch geringer, weswegen hier wegen des hohen Reflexionsgrades dielektrische Spiegel besser geeignet sind. Für die Kalibrierung des Abstandes der innenliegenden Spiegelflächen des Etalons ist diese Genauigkeit nicht ausreichend. Deswegen ist eine metallische Verspiegelung an den innenliegenden Flächen vorzuziehen. Bei Reflexion an einer Metallschicht kommt es zum sogenannten Skin-Effekt. Die komplexe Wellenzahl  $k$  ist eine materialspezifische Größe, die Aufschluss darüber gibt, wie tief Strahlung in verschiedene Oberflächenschichten einzudringen vermag. Für elektromagnetische Wellen der Kreisfrequenz  $\omega$  in einem Medium mit der Leitfähigkeit  $\sigma$ , der Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon$  und der Permeabilität  $\mu$  lässt sich aus den Telegraphengleichungen für das elektrische und magnetische Feld die komplexe Wellenzahl  $k$  mit

$$k_{\text{Re}} = \omega \cdot \sqrt{\frac{\mu \cdot \varepsilon}{2} \left[ \sqrt{1 + \left( \frac{\sigma}{\varepsilon \cdot \omega} \right)^2} + 1 \right]} \quad (7.1.30)$$

$$k_{\text{Im}} = \omega \cdot \sqrt{\frac{\mu \cdot \varepsilon}{2} \left[ \sqrt{1 + \left( \frac{\sigma}{\varepsilon \cdot \omega} \right)^2} - 1 \right]} \quad (7.1.31)$$

bestimmen. Der Realteil von  $k$  beschreibt die Transmissions-, der Imaginärteil die Dämpfungseigenschaften des Mediums für elektromagnetische Wellen. Für die optische Eindringtiefe  $\delta$ , nach der die Intensität des Strahlungsfeldes auf  $1/e$  abgefallen ist, gilt nach [FUNK, 1999]

$$\delta = \frac{1}{2k_{im}} = \frac{\lambda}{4\pi \cdot n_{im}} \quad (7.1.32)$$

Bei Aluminium ist im Vergleich zu anderen Metallen die Eindringtiefe von sichtbarem Licht mit etwa 6 bis 7 Nanometern minimal [MARTI / KRAUSCH, 1995]. Der Reflexionsgrad liegt im sichtbaren Spektrum bei 80 %. Da aus bereits genannten Gründen eine zusätzliche transparente Schutzschicht hinderlich wäre, ist eine Verspiegelung mit Chrom vorzuziehen, da Chrom ohne eine solche Schutzschicht unempfindlicher ist als Aluminium. Für Chrom ergibt sich eine Eindringtiefe zwischen 9 nm im blauen Spektralbereich und 13 nm im Bereich des roten Lichtes. Der Reflexionsgrad liegt im sichtbaren Spektrum bei 70 %.

### 7.1.2 Laser als Richtungsnormal

Die Spotgröße des Lasers auf dem Positionssensor ist neben der Dimensionierung von Etalon und Positionssensor das limitierende Kriterium für die Größe des Winkel-Messbereiches. Die Heisenberg'sche Unschärferelation beschreibt die Grundlage des Zusammenhangs von Laserdurchmesser und Divergenz, deren Produkt konstant ist. Die Ausbreitung eines seitlich begrenzten Lichtbündels wird am besten durch das Modell eines Gauß'schen Strahles beschrieben. Der Einfachheit halber soll hier zunächst nur die Grundmode TEM<sub>00</sub> betrachtet werden, die transversal ein rotationssymmetrisches Gaußprofil aufweist. Gleichung (7.1.33) beschreibt die Ausbreitung eines solchen TEM<sub>00</sub>-Strahles als Kugelwellen mit imaginärem Zentrum und stellt eine näherungsweise Lösung der Maxwell'schen Wellengleichungen dar.

$$E(r, z, t) \approx \frac{B}{q} \cdot e^{\left(\frac{r^2}{\omega^2(z)}\right)} \cdot e^{\left(\frac{-i \cdot kr^2}{2R(z)}\right)} \cdot e^{i(\omega t - kz)} \quad (7.1.33)$$

Die Feldstärke  $E$  sei hierbei eine Funktion der Ausbreitungsrichtung  $z$ , des orthogonalen Abstandes  $r$  von der  $z$ -Achse, und der Zeit  $t$ .  $B$  sei die Amplitude,  $\omega t$  der Phasenwinkel und  $R(z)$  der Krümmungsradius der Kugelwellen,

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (7.1.34)$$

der Betrag des Wellenvektors,  $\omega(z)$  der Strahlradius und

$$q = z + i \cdot z_R \quad (7.1.35)$$

ein komplexer Hilfsparameter.

$$z_R = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda} \quad (7.1.36)$$

ist die Rayleighlänge, bei der sich der Radius der Strahltaile  $w(0) = w_0$  um den Faktor  $\sqrt{2}$  aufgeweitet hat. In großen Abständen  $z \gg z_R$  wächst der Strahlradius ungefähr linear mit  $z$ , wonach sich der Divergenzwinkel des Gaußstrahles mit

$$\alpha = \frac{w_0}{z_R} = \frac{\lambda}{\pi \cdot w_0} \quad (7.1.37)$$

berechnet. Der Durchgang eines solchen Gaußstrahles durch eine Linse der Brennweite  $f$ , dessen Strahltaile im Abstand  $a$  von der Hauptebene der Linse liegt, entspricht einer Transformation des Strahles nach den Abbildungsgleichungen der geometrischen Optik. Nach [EICHLER, 2002] ergeben sich der Radius  $w_0'$  und der Abstand  $a'$  der Strahltaile hinter der Linse durch

$$a' = \frac{f^2 \cdot (f - a)}{(f - a)^2 + z_R^2} - f \quad (7.1.38)$$

$$w_0' = \frac{w_0 \cdot f}{\sqrt{(f - a)^2 + z_R^2}} \quad (7.1.39)$$

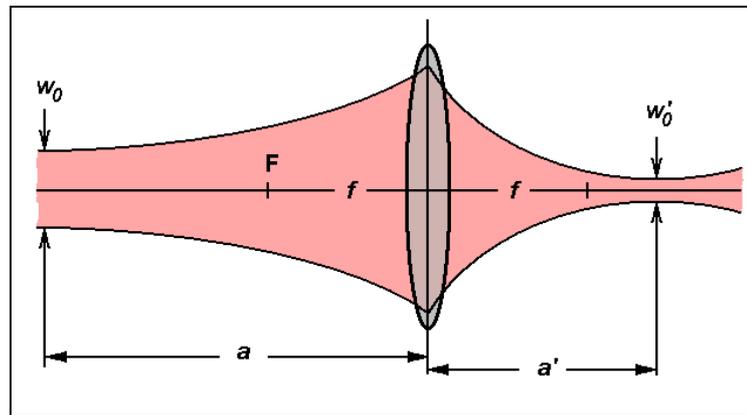


Abb. 7.6: Transformation eines Gauß-Strahles

Aus der Proportionalität  $w_0' \sim \sqrt{a'}$  ergibt sich: Je besser der Strahl fokussiert wird, d.h. je kleiner  $w_0'$  wird, desto kürzer wird  $a'$  und desto größer wird die Strahldivergenz (Abb. 7.6). Auch wenn die Annahme eines Gauß-Strahles nur eine Näherung liefert, kann man die Optik für einen gegebenen Strahlverlauf ausgehend von den Maßen der Laserdiode  $1 \mu\text{m} \times 4 \mu\text{m}$  und  $50^\circ$  Divergenz dimensionieren. Das heißt, dass ein annähernd paralleles Strahlenbündel bei Strahltaillen von einigen mm erreicht wird. Da der Laserspot für die Detektion des Strahlversatzes vollständig auf dem Positionssensor abgebildet werden muss, bleibt als lateraler Messbereich die Differenz aus Sensor-Breite und Spotdurchmesser. Letzterer ist also zu minimieren, um den maximalen Messbereich zu erhalten. Eine Ausnahme bildet hier die Verwendung einer Quadrantendiode, bei der ein großer Laserspot notwendig ist (siehe Abschn. 7.1.3).

Ein Fokusbereich unter  $20 \mu\text{m}$  FWHM lässt sich bei Diodenlasern problemlos realisieren, aber die Tiefenschärfe der Abbildung sinkt und die Divergenz steigt mit sinkendem Spotdurchmesser. Wenn der Laser nicht kollimiert, sondern auf größere Brennweite fokussiert wird, muss das Strahlprofil auf Brennweite  $f \pm 4,5 \text{ mm}$  stabil sein, weil zwischen  $\varepsilon_1 = 40 \text{ gon}$  und  $\varepsilon_2 = 60 \text{ gon}$  eine Streckendifferenz  $\Delta s = 8,849 \text{ mm}$  im Etalon besteht. Sie kann berechnet werden mit

$$\Delta s = 4 \cdot D \cdot (\cos \varepsilon_1 - \cos \varepsilon_2) . \quad (7.1.40)$$

Diese Streckendifferenz schiebt den Fokus vor oder hinter die Bildebene. Wegen der dabei auftretenden Umkehrung der Abbildung muss transversal ein gutes Gauß-Profil vorhanden sein, was durch Verwendung einer Single-Mode-Faser realisierbar ist. Bei Verwendung der Faser erhält man wegen der Beugung am Faserausgang außerhalb der Strahltaile sehr scharf abgebildete, konzentrische Beugungsringe, wobei das Beugungsmaximum 0.Ordnung einen Peak erzeugt, der deutlich intensiver ist als die höheren Beugungsordnungen. Für diesen Peak lassen sich Durchmesser von ca.  $10 \mu\text{m}$  FWHM erzeugen. Die Detektion der Strahlage durch eine CCD ist mit einigen Algorithmen trotz der Beugungsringe möglich.

Neben der Stabilität des Strahlprofils muss in erster Linie die Richtung des Strahles konstant bleiben. Eine Richtungsabweichung  $dr$  des internen Lasers bewirkt nach Ableitung von Gleichung (7.1.26) eine Abweichung  $d\varepsilon$  des gemessenen Einfallswinkels am Etalon von

$$d\varepsilon \approx \frac{b \cdot dr}{4 \cdot D \cdot \cos(\varepsilon)} . \quad (7.1.41)$$

Hierbei ist  $b$  der Abstand zwischen Laserquelle und Positionsdetektor, der deutlich größer ist als der Abstand  $D$  der inneren Spiegelflächen des Etalons. Für die Detektion des Schwenkwinkels ergibt sich adäquat

$$d\vartheta \approx \frac{b \cdot dr}{4 \cdot D \cdot \sin(\varepsilon)} . \quad (7.1.42)$$

Die Richtungsstabilität des internen Lasers muss also deutlich höher sein als die zu erreichende Präzision der Winkelmessung. Eingehende Untersuchungen zur Erfüllung dieser Forderung sind in Abschnitt 8.3.4 dargestellt.

Eine weitere, je nach Sensor und Auswertestrategie relevante Forderung ist die Stabilität der Lichtleistung des Lasers. Die Ausgangsleistung einer Laserdiode lässt sich durch eine Schaltung mit Monitordiode und Regelkreis bzw. durch Stabilisierung des Diodenstroms kontrollieren. Bei Kopplung des Lasers in eine Faser

können sich Richtungsschwankungen durch Änderung der Koppelungseffizienz in Intensitätsschwankungen auswirken. Für intensitätsbasierte Messungen zur Bestimmung der Nullstellung des Etalons in Bezug zur Laserrichtung ist die Stabilität der Laserleistung ein genauigkeitsbestimmendes Kriterium. Eingehende Untersuchungen hierzu sind in Abschnitt 8.3.3 dargestellt.

### 7.1.3 Sensorik zur Positionsdetektion

Der erste für die Positionsdetektion des Laserspots getestete Sensor war eine 10 mm x 10 mm große **Quadrantendiode**. Ein ca. 30  $\mu\text{m}$  breiter kreuzförmiger Spalt (Gap) teilt die Sensorfläche in vier gleichgroße separate Dioden, die über eine gemeinsame Anode beschaltet sind. Die Differenz der Diodenspannungen in Z- (oben-unten) bzw. Y-Richtung (rechts-links) und die Summe aller vier Quadranten liefern nach Kalibrierung die geometrischen Lageabweichungen  $v_y$  und  $v_z$  des Laserspots relativ zum Achsenkreuz, gebildet durch das Gap. Für ein eindeutiges Messergebnis muss der Spot mindestens drei Quadranten berühren. Ein großer Messbereich und hohe Auflösung sind hier einander widersprechende Forderungen. Der maximale Verschieberegion in beide Richtungen entspricht dem Spotdurchmesser. Je kleiner der Spotdurchmesser, desto höher die erreichbare Auflösung.

Für diese intensitätsbasierte analoge Messung ist neben der geometrischen Übersetzung  $dv/d\Phi$  des Ablenkelements und der von Digitalisierung und Rauschen des analogen Signals abhängigen elektronischen Auflösung der Winkelmessung auch die radiometrische Auflösung, d.h. die vom Strahlprofil bedingte Intensitätsänderung in Abhängigkeit vom Verschiebungsbetrag, mit zu betrachten und mit den anderen Einflüssen zu überlagern. Tests mit einer 6 mm starken Planplatte, einem kollimierten Diodenlaser LGC670-10 von LG-Laser Technologies mit einem Spotdurchmesser von 5 mm und einer 10 mm x 10 mm großen Quadrantendiode ergaben eine Kurve gemäß Abbildung 7.7. Bei dieser Konstellation entspricht eine Verschiebung des Lasers um 1  $\mu\text{m}$  einer Winkeländerung von 16 mgon. Für Testmessungen wurden die verstärkten Signale der Quadrantendiode mit einer 16-Bit AD-Wandlerkarte PAD 16 von Quacom digitalisiert. Eine elektronische Auflösung des Spannungssignals (max. 15V) aller vier Detektoren mit jeweils 5 mV ergäbe im gelb markierten Bereich des Einfallswinkels  $\epsilon$  eine Auflösung  $d\epsilon \leq 4$  mgon für den Einfallswinkel, d.h.  $d\Phi \leq 8$  mgon für den Kippwinkel. Das Problem ist deutlich zu sehen: durch das annähernde Gaußprofil des Lasers erreicht man die hohe Auflösung nur innerhalb eines sehr kleinen Bereiches, nämlich dann, wenn das Zentrum des Strahles nahe dem Gap liegt.

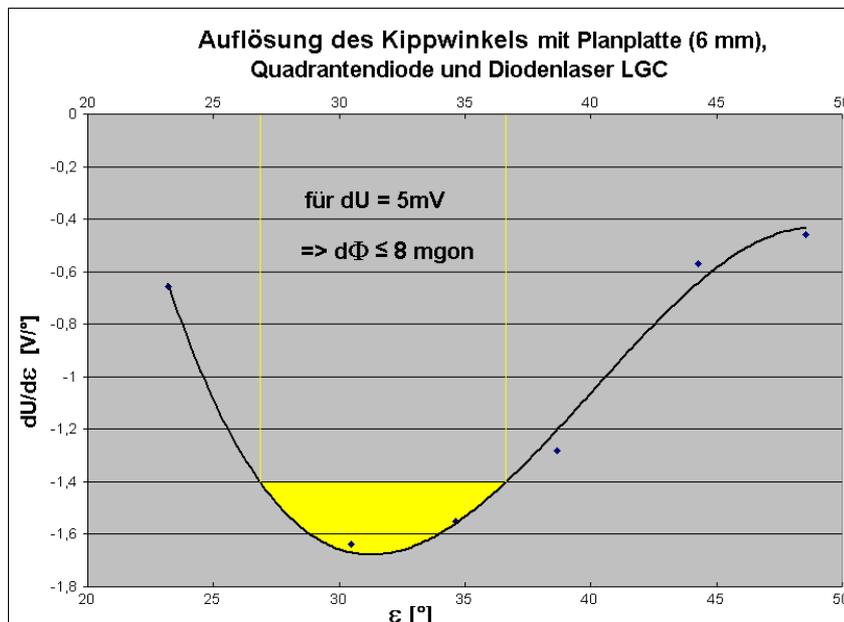


Abb. 7.7: Auflösung der Kippwinkelmessung mit Planplatte und Quadrantendiode

Die leichte Abweichung vom theoretischen Kurvenverlauf eines Gauß-Strahles ist auf die Nichtsymmetrie des Strahlprofils zurückzuführen, die durch Messung mit einer CCD-Kamera nachgewiesen werden konnte. Die transversale Verteilung der Strahlintensität des Lasers hat entscheidenden Einfluss auf die Berechnung der Lageabweichungen. Bei unsymmetrischem Strahlprofil wäre es also notwendig, das Strahlprofil des Lasers in situ so exakt wie möglich in einer hochauflösenden Matrix zu erfassen. Die erreichbare Auflösung der

Positionsmessung hängt dabei entscheidend von der Rasterweite ab. Die auf die Form des Gaps entfallenden Signalanteile müssten in einem iterativen Rechengang von der Strahlprofilmatrix subtrahiert werden. Die Matrix und das kreuzförmige Gap der Quadrantendiode sollten dafür parallel stehen, um den Auswertalgorithmus zu vereinfachen. Die Quadrantendetektion auf Basis einer hochauflösenden Strahlprofilmatrix wäre aber zumindest bei großen Laserspots sehr rechenaufwändig. Ein Bild einer 5 mm x 5 mm großen CCD mit 5  $\mu\text{m}$  Pixelgröße unterteilt in je 50 x 50 Subpixel (100 nm breit) entspräche einer Bildmatrix mit 2,5 Gigapixel. Die Erfassung einer solchen Strahlprofilmatrix wäre durch piezogesteuerte Rasterung einer CCD über den Spot möglich, setzt aber einen Füllfaktor der CCD von 100%, die Stabilität der Laserrichtung und -leistung und gleiche Integrationszeiten aller Bilder voraus. Weitere Probleme für die Berechnung der Subpixel entstehen durch die notwendige Definition von Randbedingungen (Grauwerte am Rand der CCD sind mittels Blende auf null zu setzen), die notwendige hohe Farbtiefe (Graustufen) und die Interpolation zwischen den Subpixeln. Alles in allem erscheint die Summe der zu lösenden Probleme zu hoch.

Als sinnvolle Alternative zur Verwendung einer Strahlprofilmatrix können die Sollmesswerte der Verschiebungen nach rasterförmiger Kalibrierung in einer Datei (look-up-table) hinterlegt werden. Dies kommt einer Systemkalibrierung gleich, egal ob die Rasterung durch Verschieben des Strahls mittels Etalon bzw. Planplatte oder durch Verschieben des Sensors (z.B. mittels Piezotisch) erfolgt. Hierbei könnte auch die Vermessung des Gap-Bereiches entfallen, die nicht nur bei einer Strahlprofilmatrix, sondern auch bei Nutzung eines Strahlprofilmodells (z.B. Gauß-Profil) notwendig wäre. Dass die rechnerische Berücksichtigung des Gaps nicht ganz trivial ist, zeigt die mikroskopische Aufnahme des zentralen Gap-Bereiches der bei den Tests verwendeten Quadrantendiode (Abb. 7.8). Eine Vermessung des Bereiches mit Hilfe eines Atomkraftmikroskops (AFM) ergab keine verwertbaren Resultate, da die komplette Sensorfläche mit einer Silikonschicht überzogen ist.

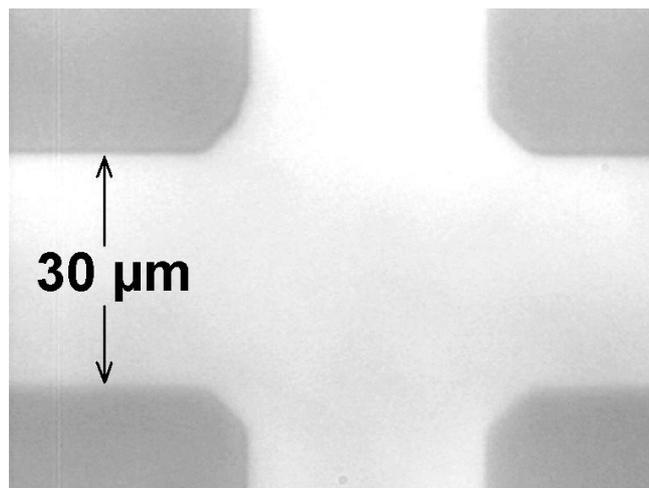


Abb. 7.8: Mikroskopische Aufnahme des Gapzentrums

Eine zweiter möglicher Sensor zur Positionsdetektion eines Laserspots ist der Lateraleffektdetektor oder auch **Position Sensitive Detector (PSD)**. Er basiert auf analoger Messung der Photostromdifferenz zwischen zwei gleichartigen Elektroden und liefert die differentielle Lage des Spot-Schwerpunkts bezogen auf den Punkt mittig zwischen den Elektroden. Die Vorteile sind Stabilität, Zuverlässigkeit und hohe Messtakraten. Die für die Verarbeitung des analogen Ausgangssignals benötigte Elektronik ist relativ simpel und lässt sich kostengünstig aufbauen. Bei großen Detektoren liegt die erreichbare Genauigkeit laut Herstellerangaben bei 0,3 % der Breite der aktiven Fläche. Genauigkeiten, wie unter Abschnitt 7.1.1 gefordert, sind damit nicht realisierbar. PSD's werden zur Detektion der Strahlablage in Triangulationssensoren verwendet [EDWARDS, 1988] und kommen auch in elektronischen Kompensatoren geodätischer Instrumente zur Anwendung. Die dort erreichten hohen Winkelauflösungen werden durch nichtlineare Konfiguration und Begrenzung auf kleine Messbereiche möglich.

Eine sehr genaue Positionsbestimmung kann mit **CCD-Sensoren** erfolgen. Gegenüber den analogen Sensoren besteht hier das Problem der Diskretisierung auf „große“ Pixelflächen. Dies kann statisch durch Verfahren der Schwerpunktbestimmung oder kinematisch durch differentielle Messungen in Form eines Pixel-Scans gelöst werden (siehe Abschn. 7.3). Letzteres ist besonders interessant, wenn der Laserspot nicht deutlich größer als ein Pixel ist. Da bei statischen Verfahren Auflösungen von 1/50 bis 1/100 Pixel möglich sind, ist die CCD erste Wahl bei den Positionssensoren. Die Sensorarchitektur spielt bei allen Verfahren wegen des Füllfaktors eine

wichtige Rolle. Während Interline-Sensoren selbst mit ein- oder zweistufigen Mikrolinsenarrays [ROPER SCIENTIFIC, 2002] maximal 80 % Füllfaktor erreichen, wird bei Frame-Transfer oder Fullframe-Kameras das einfallende Licht zu 100 % im Messvorgang erfasst. Bei Fullframe-Kameras müsste allerdings mit mechanischem Shutter gearbeitet werden, was wiederum wegen der dann ortsabhängigen Belichtungszeit eine Pulsung des Lasers notwendig macht. Fullframe-Sensoren gibt es mit sehr großen Abmessungen (aktuell bis 4 cm x 5 cm), was bei hoher Genauigkeit einen sehr großen angularen Messbereich ermöglichen würde.

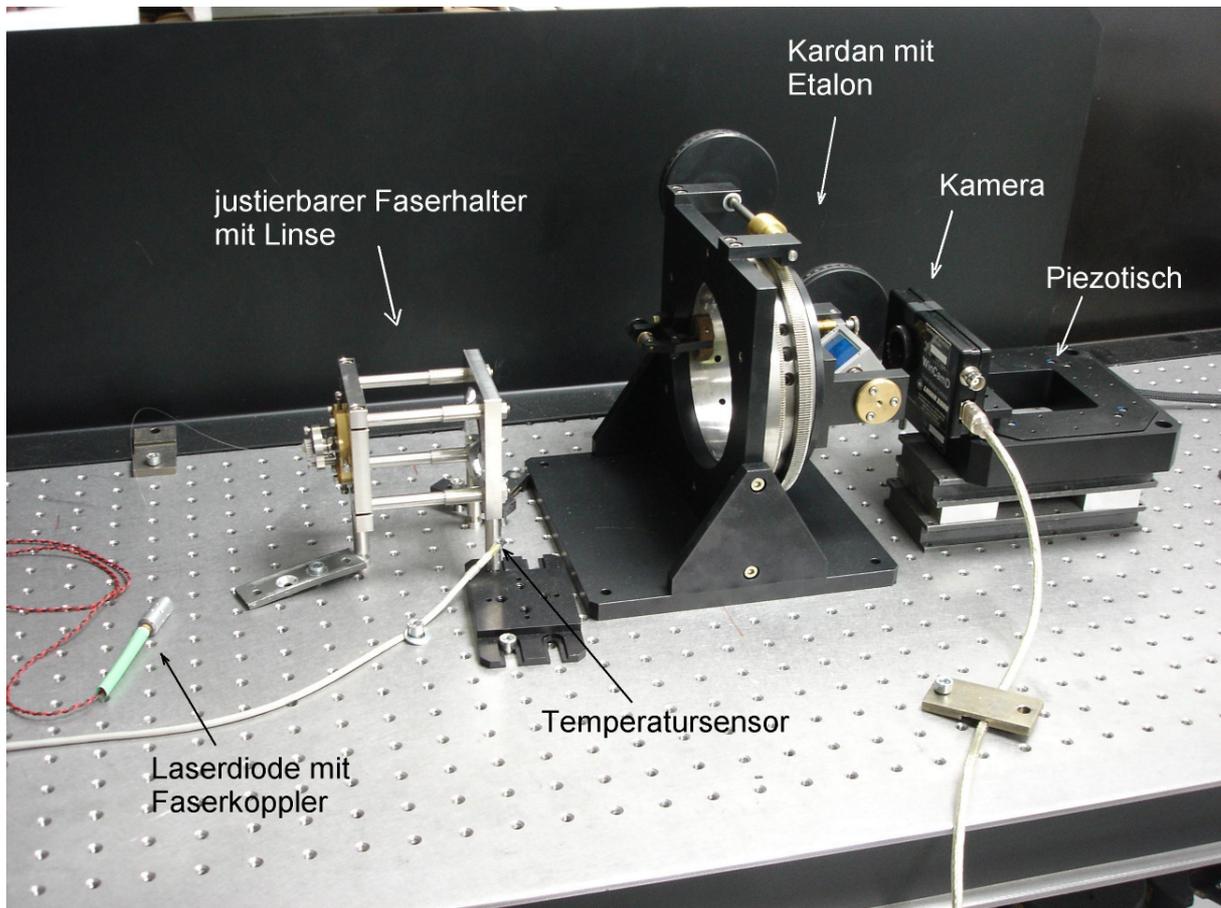
**CMOS-Sensoren** werden auch als Active Pixel Sensor (APS) bezeichnet. Während bei CCD-Sensoren die Ladung jedes Pixels verschoben und zentral an einer Stelle gewandelt wird, sitzt beim CMOS hinter jedem Pixel eine aktive Elektronik zur Wandlung von Ladungsträgern in eine Messspannung. Jedes Pixel hat seinen eigenen Verstärker. Zusätzlich können noch andere Funktionen, wie Belichtungskontrolle, Kontrastkorrektur oder AD-Wandlung, direkt in den Chip integriert werden. Gegenüber der CCD hat der CMOS einen deutlich geringeren Energieverbrauch (ca. 10%), frei wählbaren Pixelzugriff, hohe optische Helligkeitsdynamik geringere Neigung zu Blooming, Smearing oder Time lag und ist sehr schnell. Wegen dieser Vorteile ist der CMOS sicherlich der Sensor der Zukunft. Nachteil ist allerdings ein derzeit noch deutlich höheres Rauschen, weswegen die CCD besser zur Schwerpunktfindung geeignet ist.

#### 7.1.4 Entwurf des Reflexgoniometers mit Etalon und Piezotisch

Ausgehend von den vorangegangenen Überlegungen wurde der folgende optische und mechanische Aufbau auf einer optischen Bank im Labor realisiert (Abb. 7.9). Ein Laser wird durch eine Sammellinse im Abstand von ca. 40 cm auf eine CCD fokussiert. Um eine optimale Strahlqualität zu erreichen wird der Laser über eine Fokussieroptik in eine Single-Mode-Faser gekoppelt. Der ca. 5  $\mu\text{m}$  dicke Faserkern ist mit einem 125  $\mu\text{m}$  starken Cladding ummantelt, dieses wiederum mit einem 250  $\mu\text{m}$  starken Acryl-Jacket. Das eingekoppelte Licht breitet sich im Kern und teilweise im Cladding aus und wird am freien Faserende wieder ausgekoppelt. Der ausgekoppelte Strahl hat transversal nur eine Mode, die perfekt gaußförmig ist. Der Modenfelddurchmesser des verwendeten Fasertyps wird mit 4,0  $\mu\text{m}$  angegeben, die numerische Apertur mit 0,12. Das freie Faserende ist in eine Kanüle eingefädelt, welche in einem justierbaren Faserpositionierer mit Linsenhalter aus Invar gelagert ist. Diese Spezialanfertigung soll die Positionen von Lichtquelle und abbildender Linse temperaturunabhängig stabil halten. Der Faserpositionierer hat 6 Freiheitsgrade zum idealen Einrichten des Strahls. Bevor der Strahl auf die CCD trifft, durchläuft er das kardanisch aufgehängte Etalon und eine Graufilter-Trommel, bei der fünf Filterscheiben mit jeweils sechs Filterstufen kombiniert werden können. Der Graufilter soll ein Überstrahlen der CCD verhindern. In Abbildung 7.9 ist die Graufiltertrommel bereits durch einen festen Graufilter ersetzt, welcher anstelle eines Objektivs ans Kameragehäuse geschraubt wurde.

Das verwendete, für die Strahlanalyse konzipierte Kamera-System WinCamD der amerikanischen Firma DataRay arbeitet mit Interline-Transfer, hat eine automatische Belichtungszeitregelung und kann vier volle Bilder pro Sekunde messen. Mittels Software lässt sich die Bilderfassung auf einen Bildausschnitt reduzieren, was höhere Taktraten ermöglicht. Der CCD-Sensor ist ein ICX205 AL von Sony mit 1360 x 1024 aktiven quadratischen Pixeln und Pixelgröße 4,65  $\mu\text{m}$ . Für die Steuerung der Kamera durch eigene Programme wurden auch Bibliotheksdateien (OCX und DLL) mitgeliefert.

Das kardanisch aufgehängte Etalon wurde nach fertigungsbedingten Vorgaben der englischen Firma SLS Optics so konstruiert, dass eine Messung in zwei Lagen möglich ist und der Messbereich von  $\Phi = \pm 20$  gon bei Doppelreflexion für einen Laserradius von 2,5 mm zur Verfügung steht. Der Abstand der inneren Spiegelflächen  $D$  beträgt 10 mm, die verspiegelte Breite beträgt 22 mm. Weitere Maße und Lage der Kippachse sind Anlage 3 zu entnehmen. Der Messbereich des Schwenkwinkels beträgt damit  $\vartheta = \pm 23$  gon bei  $\Phi = + 20$  gon und  $\vartheta = \pm 20,5$  gon bei  $\Phi = - 20$  gon für einen Laser mit 5 mm Durchmesser. Die Limitierung der Winkelmessbereiche ist vorrangig von der Dimensionierung des Etalons abhängig. Die maximale Größe der Etalonplatten war beim Hersteller auf 36 mm limitiert. Die Schliffgenauigkeit der Etalonflächen beträgt laut Herstellerangabe ca. 6 nm ( $\lambda/100$ ), d.h. die Nichtparallelität der Etalonflächen dürfte maximal 0,015 mgon betragen. Die Verbindung der plan geschliffenen Abstandhalter (Spacer) mit den Planplatten erfolgte durch Sprengung. Hierbei werden die staub- und fettfreien Glasflächen unter hohem Druck zusammengeschoben. Die Verspiegelung ist für einen roten Laser spezifiziert. Der Reflexionsgrad beträgt bei  $\lambda = 633$  nm 99 %. Das Etalon ist in einem Aluminium-Gehäuse gelagert, welches wiederum an der Kippachse des Kardans gelagert ist. Das Kardan ist eine Konstruktion der Freiburger Präzisionsmechanik. An den beiden Kardanachsen ist



**Abb. 7.9: Laboraufbau des Reflexgoniometers**

jeweils ein Feintrieb mit Strichteilung und sehr geringer Übersetzung angebracht. Die Strichteilungsgenauigkeit des Kippwinkels liegt bei  $0,56 \text{ mgon}$ , die des Schwenkwinkels bei  $2,73 \text{ mgon}$ .

Zur Untersuchung der Funktionalität und Genauigkeit des Systems wurde die CCD-Kamera auf einen dreidimensionalen Piezotisch P517.3CL von Physics Instruments geschraubt. Abbildung 7.9 zeigt den entsprechenden Laboraufbau. Der Piezotisch hat in den horizontalen Achsen einen Stellbereich von  $100 \mu\text{m}$  bei einer Auflösung von  $1 \text{ nm}$  im Closed-loop-Modus und einer Linearität von  $0,03 \%$ . In der vertikalen Achse hat der Piezotisch einen Stellbereich von  $20 \mu\text{m}$  bei einer Auflösung von  $0,5 \text{ nm}$  im Closed-loop-Modus. Letzterer bedeutet, dass die aktuelle Position mit Hilfe kapazitiver Sensoren überprüft und nachgeregelt wird und somit Driften der Piezos kompensiert werden. Der große Stellbereich wird über Piezostacks, die extrem gute Parallelität über eine Parallelogrammlagerung erreicht. Die Ansteuerung der Tischachsen erfolgt mit Hilfe eines Controllers, der wiederum über RS232- oder IEEE-Schnittstelle per PC angesteuert werden kann. Für die gemeinsame Steuerung von Piezotisch und Kamera wurde eine Software entwickelt, mit der sich auch Scanprozesse realisieren lassen, so dass kinematische und statische Schwerpunktbestimmung vorgenommen werden können. Die verschiedenen Methoden der Schwerpunktbestimmung (siehe Abschn.7.3) wurden ebenfalls in der Software integriert.

## 7.2 Das Achsenmodell

Inwieweit eine Unabhängigkeit der Winkelmessung von eventuell auftretenden Achsabweichungen zu erreichen ist, soll in diesem Abschnitt untersucht werden. Dazu werden zunächst das Achssystem und der Einfluss der einzelnen Abweichungen dargestellt. Folgende Achsen werden unterschieden (Abb. 7.10):

- Stehachse VV, vertikale Drehachse des Instruments
- Kippachse KK, Achse, um die sich der Planspiegel neigt
- Schwenkachse HH, horizontale Achse, um die der Planspiegel geschwenkt wird, im Bild lagegleich mit dem externen Laser
- Spiegelachse ZZ, bildet das Einfallslot auf die Spiegeloberfläche

- Laserachse DD, kennzeichnet den Verlauf des internen Lasers für die Winkelmessung
- Libellenachse der Stehachsenlibelle LL

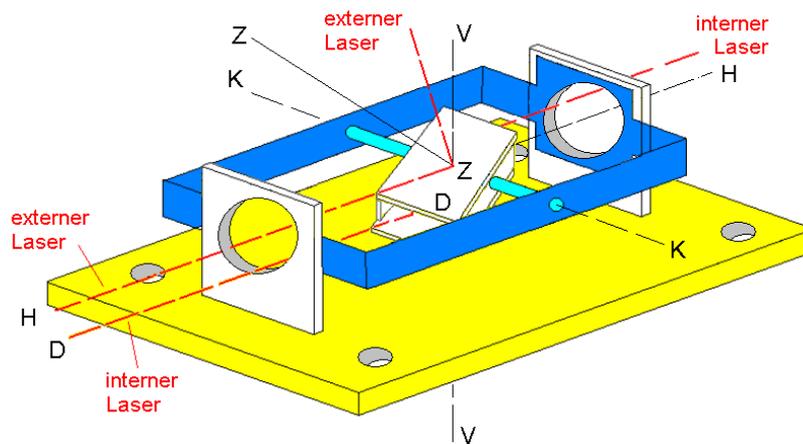


Abb. 7.10 : Achsenmodell

Bei dem Vergleich des Achssystems des Reflexgoniometers mit dem eines Theodolits ist zu erkennen, dass sich der Aufbau beider Systeme ähnelt, wenn man sich das Achssystem des Theodolits um 100 gon gekippt vorstellt. Die Schwenkachse entspräche beim Theodolit der Stehachse. Beide haben im Instrument eine feste Lage und bilden so die zentrale Drehachse des Systems. Die Kippachse bewegt sich in beiden Fällen um die zentrale Drehachse in einer Ebene senkrecht zu ihr. Ebenso sind Zielachse am Theodolit und die Spiegelachse des Reflexgoniometers miteinander vergleichbar. Sie verlaufen in beiden Fällen senkrecht zur Kippachse und bewegen sich um diese. Die Auswirkungen von Achsabweichungen auf die Winkelmessung erfolgt beim Theodolit direkt durch Änderung der Lage der Zielachse, am Reflexgoniometer indirekt durch eine Veränderung der Spiegelachse. Folgende Justagebedingungen sind einzuhalten:

- $VV \perp LL$ ; Stehachse sei senkrecht zur Achse der Röhrenlibelle auf der Grundplatte, aus Nichteinhaltung resultiert die Stehachsenabweichung  $v$
- $HH \perp VV$ ; Schwenkachse sei senkrecht zur Stehachse, aus Nichteinhaltung resultiert die Schwenkachsenabweichung  $c$
- $ZZ \perp KK$ ; Kippachse sei senkrecht zur Spiegelachse, aus Nichteinhaltung resultiert die Spiegelachsenabweichung  $k$
- $KK \perp HH$ ; Kippachse sei rechtwinklig zur Schwenkachse, aus Nichteinhaltung resultiert die Kippachsenabweichung  $l$
- $DD \parallel HH$ ; Laserachse sei parallel zur Schwenkachse, aus Nichteinhaltung resultiert die Laserachsenabweichung  $d$

Nachfolgend werden die Auswirkungen der Achsabweichungen untersucht. Zur Vereinfachung der Gleichungen werden die Komplementärwinkel  $\varphi = 100 \text{ gon} - \vartheta$  und  $\phi = 100 \text{ gon} - \Phi$  eingeführt.

### 7.2.1 Abweichung der Stehachse

Eine Stehachsenabweichung (auch „Stehachsenschiefe“) ist kein Fehler des Instruments, sondern resultiert aus einer fehlerhaften Aufstellung des Instruments. Die Stehachsenabweichung  $v$  als Winkel zwischen Stehachse  $SZ'$  und Lotlinie  $SZ$  bewirkt eine Neigung des Achssystems gegen die Horizontale um den Winkel  $v$ . Mit Hilfe einer Hilfskugel kann dies dargestellt werden (Abb. 7.11). Der durch  $Z$  und  $Z'$  gezogene Großkreisbogen  $FZC$  liegt in der Vertikalebene und verläuft in Richtung der maximalen Stehachsenneigung. Verläuft die Schwenkachse senkrecht zu diesem Großkreisbogen (Schwenkachse entspricht der Geraden  $H_1H'_1$ ), so ist sie horizontal und die Ermittlung des Kippwinkels  $\Phi$  ist frei von der Stehachsenabweichung. Auf die Messung des Schwenkwinkels  $\vartheta$  hat  $v$  in dieser Lage einen maximalen Einfluss. Verläuft die Schwenkachse ( $H_2H'_2$ ) jedoch nicht senkrecht zum Großkreisbogen  $FZC$  so ist sie, in Abhängigkeit vom Winkel  $u$  zwischen Großkreisbogen und Schwenkachse, gegen die Horizontale um den Winkel  $i$  geneigt.

Zur weiteren Betrachtung der Messabweichung wird die Stehachsenabweichung  $v$  in ihre Komponenten in Richtung der Schwenkachse  $i$  und in Richtung der Kippachse  $j$  zerlegt (Abb. 7.11). Auf der Hilfshalbkugel wird das rechtwinklige sphärische Dreieck  $ZZ'Z''$  aufgespannt mit  $v$  als Hypotenuse und  $i$  und  $j$  als Katheten. Die Seiten werden in der sphärischen Trigonometrie nicht durch ihre Längen gemessen, sondern durch den zugehörigen Zentriwinkel. Da die Seiten  $i$  und  $j$  einen rechten Winkel einschließen, kann zur Berechnung die Neper'sche Regel angewandt werden.

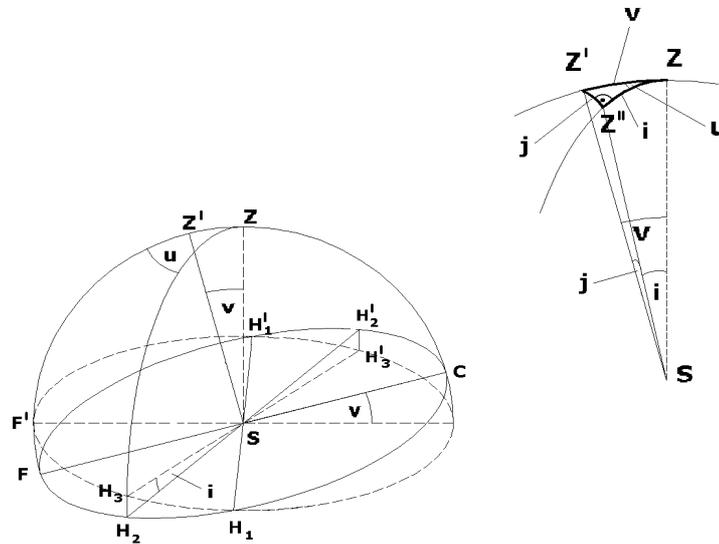


Abb. 7.11: Einfluss der Stehachsenabweichung auf die Schwenkachse

Die Anteile der Stehachsenabweichung ergeben sich anhand der folgenden Gleichungen.

$$\tan i = \cos u \cdot \tan v \quad \text{und} \quad \sin j = \sin u \cdot \sin v \quad (7.2.1)$$

Da es sich bei Stehachsenabweichungen im Allgemeinen um relativ kleine Winkel handelt, lässt sich für die Berechnung folgende Näherung verwenden

$$i = v \cdot \cos u \quad \text{und} \quad j = v \cdot \sin u \quad (7.2.2)$$

Zunächst wird der Anteil  $i$  in Richtung der Schwenkachse betrachtet. In diesem Fall sei  $j$  gleich Null. Durch den Winkel  $i$  zwischen Stehachse und Lotlinie ist auch die Schwenkachse in der Anordnung ( $H_2H'_2$ ) gegenüber ihrer abweichungsfreien Lage ( $H_3H'_3$ ) um den Winkel  $i$  geneigt (Abb. 7.12).

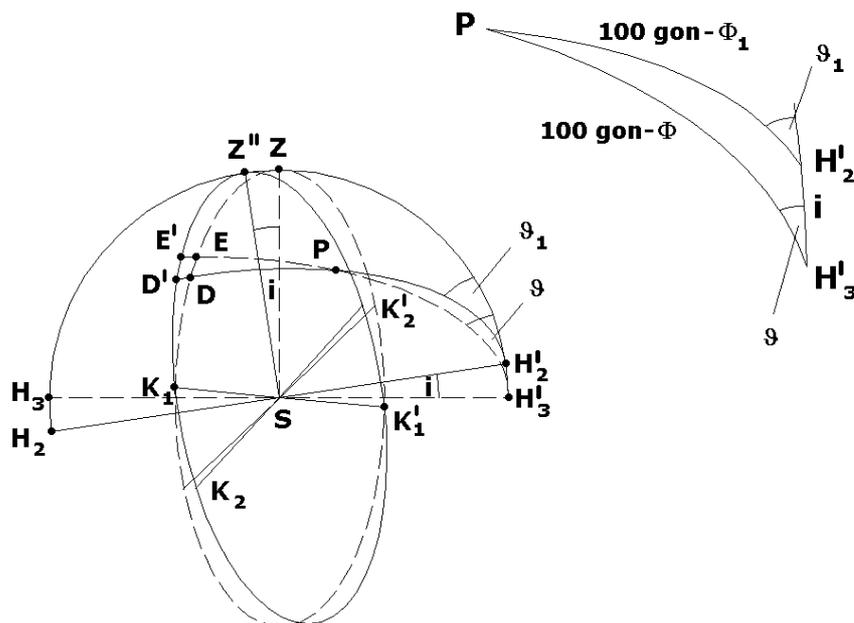


Abb. 7.12: Anteil der Stehachsenabweichung in Richtung Schwenkachse

Bei Beobachtung eines Punktes P ist die Kippachse  $K_2K'_2$ , in Abhängigkeit vom Schwenkwinkel, um einen bestimmten Winkel gegen die Vertikale geneigt. Der Zielstrahl beschreibt beim Kippen des Spiegels den Großkreisbogen  $H'_2PD$  statt  $H'_3PE$ . Beim Anzielen eines Punktes P wird der Schwenkwinkel verfälscht. Die Differenz der Bögen  $Z'D'$  und ZE, d.h. die Differenz der Schwenkwinkel  $\vartheta$  und  $\vartheta_1$ , stellt den Einfluss  $(i)_\vartheta$  des Abweichungsanteils  $i$  auf die Bestimmung des Schwenkwinkels dar.

$$(i)_\vartheta = \vartheta_1 - \vartheta . \quad (7.2.3)$$

Sein Betrag ergibt sich aus dem sphärischen Dreieck  $H'_2PH'_3$ . Nach dem Kotangenssatz der sphärischen Trigonometrie ist

$$\begin{aligned} \cot \phi \cdot \sin i &= \cos i \cdot \sin \varphi - \cos \varphi \cdot \tan \varphi_1 \\ &= \cos \varphi (\cos i \cdot \tan \varphi - \tan \varphi_1) \end{aligned} \quad (7.2.4)$$

und, da  $i$  ein kleiner Wert ist,

$$i \cdot \cot \phi = \cos \varphi \cdot (\tan \varphi - \tan \varphi_1) . \quad (7.2.5)$$

Setzt man

$$\tan \varphi - \tan \varphi_1 = \frac{\sin(\varphi - \varphi_1)}{\cos \varphi \cdot \cos \varphi_1} , \quad (7.2.6)$$

so erhält man

$$i \cdot \cot \phi = \cos \varphi \left( \frac{\sin(\varphi - \varphi_1)}{\cos \varphi \cdot \cos \varphi_1} \right) = \frac{\sin(\varphi - \varphi_1)}{\cos \varphi_1} \approx \frac{\varphi - \varphi_1}{\cos \varphi_1} \quad (7.2.7)$$

und schließlich

$$(i)_\vartheta = (\vartheta_1 - \vartheta) = i \cdot \cot \phi \cdot \cos \varphi_1 . \quad (7.2.8)$$

Der Einfluss von  $i$  auf den Schwenkwinkel ist somit abhängig von den Größen des Kippwinkels und des Schwenkwinkels selbst. Der Einfluss von  $i$  auf den Einfallswinkel  $\varepsilon$  und damit auch auf die Messung des Kippwinkels kann durch das Bogenstück  $DD'$  dargestellt werden. Da die Lage der Schwenkachse unverändert bleibt ist die Länge des Bogenstücks nur abhängig vom Schwenkwinkel. Bei  $\vartheta_1 = 0$  gon fallen  $D'$  und D mit den Punkten  $Z''$  und Z zusammen. Der Betrag des Einflusses auf den Einfallswinkel ergibt sich aus der Gleichung

$$\sin D'D = \sin i \cdot \sin \varphi_1 . \quad (7.2.9)$$

Da  $i$  und  $D'D$  kleine Werte haben, ergibt sich daraus

$$D'D = (i)_\varepsilon = i \cdot \sin \varphi_1 . \quad (7.2.10)$$

Nach dem Reflexionsgesetz ergibt sich der Einfluss auf den Kippwinkel durch

$$(i)_\varphi = 2 \cdot i \cdot \sin \varphi_1 . \quad (7.2.11)$$

Als nächstes wird der Abweichungsanteil in Richtung der Kippachse untersucht. In Abbildung 7.13 ist eine Neigung der Kippachse bezüglich der Horizontalen um den Winkel  $j$  dargestellt. Bei der Betrachtung des Abweichungsanteils  $j$  sei  $i$  gleich Null. Demzufolge befindet sich die Schwenkachse in einer horizontalen (d.h. abweichungsfreien) Lage. Die Bestimmung des Kippwinkels ist unter diesen Voraussetzungen frei von den Einflüssen von  $i$  und von  $j$ .

Der Winkel  $j$  stellt die Neigung der Kippachse  $K_1K'_1$  gegen die Horizontale d.h. gegenüber ihrer abweichungsfreien Lage  $KK'$  dar. Durch  $j$  verläuft beim Kippen des Spiegels seine Oberflächennormale entlang der Ebene  $HZ''H'$  statt durch  $HZH'$ . Beide Ebenen schließen ebenfalls den Winkel  $j$  ein. Der Abweichungseinfluss auf die Messung von  $\vartheta$  stellt sich wie folgt dar:

$$(j)_\vartheta = \vartheta_1 - \vartheta = j \quad (7.2.12)$$

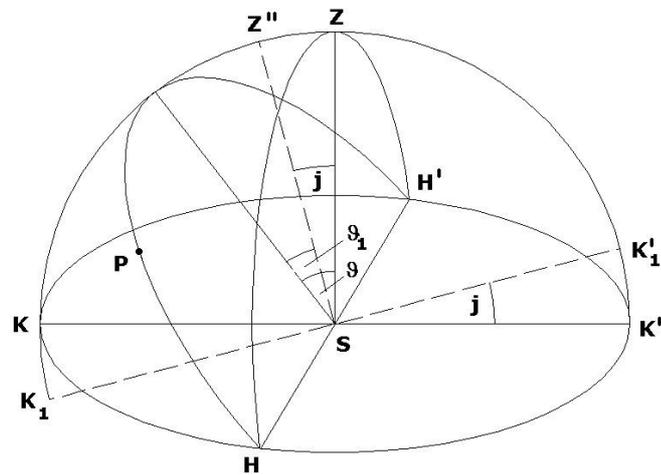


Abb. 7.13: Anteil der Stehachsenabweichung in Richtung Kippachse

Beim Anzielen eines Punktes  $P$  wird  $\vartheta$  um den Betrag von  $j$  verfälscht. Da der Winkel zwischen den Ebenen konstant und unabhängig vom Kipp- und Schwenkwinkel ist, stellt sich dieser Abweichungseinfluss als Nullpunktabweichung dar. Durch Addition der Anteile können die Gesamtabweichung und deren Einfluss auf die Winkelmessung bestimmt werden.

$$(v)_{\phi} = (i)_{\phi} = 2 \cdot i \cdot \sin \varphi_1 \quad (7.2.13)$$

$$(v)_{\vartheta} = (i)_{\vartheta} + (j)_{\vartheta} = i \cdot \cot \phi \cdot \cos \varphi_1 + j \quad (7.2.14)$$

Der Einfluss der Stehachsenabweichung auf den Kippwinkel kann durch Messung in zwei Spiegellagen herausgemittelt werden (siehe Abschn. 7.2.8). Eine Ermittlung des Einflusses vor Beginn der Messung ist durch Autokollimation zu einem horizontalen Zielstrahl in zwei Spiegellagen möglich. Eine eventuelle Nichtparallelität der äußeren Spiegelflächen muss vorher ermittelt und berücksichtigt werden. Alternativ kann ein elektronischer Kompensator die Größe der Stehachsenabweichung ermitteln.

### 7.2.2 Abweichung der Schwenkachse

Aufgrund einer Schwenkachsenabweichung  $c$  verläuft die Schwenkachse  $HH$  nicht senkrecht zur Stehachse  $VV$ . Infolge dessen befindet sich die Schwenkachse nach der Horizontierung des Instruments nicht in einer horizontalen Lage. Wird nun der Spiegel durch Autokollimation auf den horizontalen Zielstrahl des Tachymeters ausgerichtet, so verlaufen Spiegelnormale und Schwenkachse nicht parallel. Der Einfluss gleicht

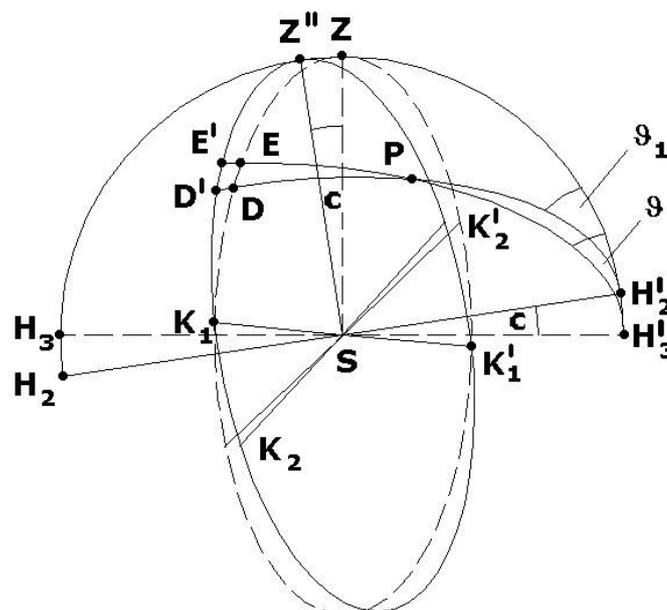


Abb. 7.14: Einfluss der Schwenkachsenabweichung



und da  $k$  und  $(k)$  im Allgemeinen kleine Größen sind, gilt näherungsweise

$$(k) = \frac{2k}{\sin \phi} \quad (7.2.18)$$

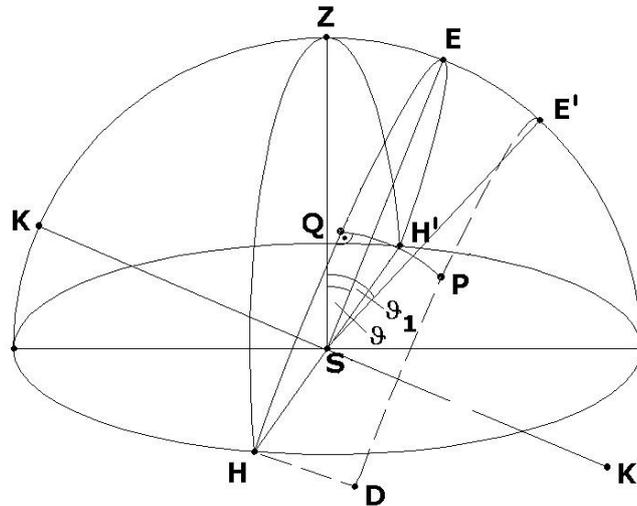


Abb. 7.16: Einfluss beim Anzielen eines Punktes

Aus Gleichung (7.2.18) geht hervor, dass bei vertikaler Zielung, d.h.  $\phi = 100$  gon, der Einfluss der Spiegelachsenabweichung auf die Messung des Schwenkwinkels am kleinsten, nämlich gleich  $2k$  ist. Bei  $k = 1,0$  mgon ergeben sich folgende Werte für  $(k)$ :

$\Phi$ [gon]	$\pm 100$	$\pm 80$	$\pm 60$	$\pm 40$	$\pm 20$	0
$(k)$ [mgon]	$\infty$	6,47	3,40	2,47	2,10	2,00

Der Einfluss  $\Delta(k)$  auf die zwischen zwei Punkten gemessene Schwenkwinkeldifferenz ergibt sich zu:

$$\Delta(k) = \frac{2k}{\sin \phi_1} - \frac{2k}{\sin \phi_2} \quad (7.2.19)$$

Der Einfluss der Spiegelachsenabweichung auf den gemessenen Schwenkwinkel ist also umso kleiner, je kleiner der Unterschied der beiden Kippwinkel ist. Bei gleichen Absolutwerten der Kippwinkel ist er Null. Auf den Kippwinkel selbst wirkt sich die Spiegelachsenabweichung nicht aus. Durch Beobachtung in zwei Lagen nach beiden untersuchten Verfahren und anschließender Mittelbildung der Messwerte kann auch die Spiegelachsenabweichung eliminiert werden.

Die Abweichung der Spiegelachse lässt sich durch Autokollimation, anschließendes Drehen der Schwenkachse um 200 gon und wiederholte Autokollimation ermitteln. Die Differenz der am Tachymeter abgelesenen Horizontalwinkel ergibt den doppelten Abweichungsbetrag. Der auf diese Weise ermittelte Einfluss auf den Schwenkwinkel ist rechnerisch zu beseitigen.

#### 7.2.4 Abweichung der Kippachse

Verläuft die Kippachse  $KK'$  nicht senkrecht zur Schwenkachse  $HH'$ , sondern ist um den Winkel  $l$  verdreht, so ist eine Kippachsenabweichung vorhanden. Das hat beim Anzielen eines Punktes eine Richtungsabweichung zur Folge (Abb. 7.17). Die Grundfläche der Halbkugeln stellt die Horizontalebene dar.  $K_1K'_1$  ist die abweichungsfreie, zur Schwenkachse  $HH'$  senkrechte Lage.  $K_2K'_2$  veranschaulicht die Lage der Kippachse aufgrund der Kippachsenabweichung  $l$ . Infolge dessen bewegt sich das Einfallslot beim Kippen des Spiegels in der Ebene  $SCZ$  statt in der Ebene  $SHZ$ . Beide Ebenen bilden in der Horizontalen miteinander den Winkel  $l$ . Der reflektierte Zielstrahl verläuft entlang eines Kegelmantels, welcher die Horizontalebene in den Punkten  $E$  und  $H'$  schneidet.



Der Einfluss  $\Delta(l)$  von  $l$  auf die zwischen zwei Punkten gemessene Schwenkwinkeldifferenz ergibt sich zu

$$\Delta(l)_{\vartheta} = (l \cdot \cot \frac{\phi_2}{2} - l \cdot \cot \frac{\phi_1}{2}) \quad (7.2.22)$$

Je kleiner die Differenz der Kippwinkel ist, umso kleiner ist  $\Delta(l)_{\vartheta}$ . Auf die Messung des Kippwinkels wirkt sich eine Kippachsenabweichung nicht aus, denn der Winkel  $l$  zwischen abweichungsfreier und fehlerbehafteter Lage des Einfallslots liegt in jedem Fall quer zur Einfallsebene, in welcher  $\Phi$  gemessen wird. Der Einfluss einer Kippachsenabweichung auf die Messung von  $\vartheta$  lässt sich am Reflexgoniometer durch Beobachten in zwei Lagen mit Drehung des Instruments um die Stehachse nicht eliminieren. Zur Ausschaltung des Einflusses müsste der Spiegel um 200 gon um die Schwenkachse verdreht werden.

### 7.2.5 Abweichung der Laserachsen

Verläuft die Laserachse DD nicht parallel zur Schwenkachse, kommt es zu einer systematischen Verfälschung der Messergebnisse. Eine horizontale Auslenkung kann hinsichtlich der Wirkung mit der Kippachsenabweichung gleichgesetzt werden. Eine vertikale Auslenkung entspricht der Wirkung nach einer Abweichung der Schwenkachse.

Da auch die Achse des externen Lasers parallel bzw. sogar coaxial zur Schwenkachse verlaufen sollte und ebenfalls an einer der parallelen Etalonflächen reflektiert wird, treffen beide Aussagen auch auf die Abweichung der Achse des externen Lasers zu. Allerdings ist die Wirkung der Abweichung entgegengesetzt.

### 7.2.6 Ausrichtung der CCD

Bei der Ausrichtung der CCD spielen die Translationen quer zur Laserachse und die Rotation um dieselbe eine wichtige Rolle. Bei annähernder Parallelität des Strahlenbündels oder Positionierung im Fokus des Lasers können andere Ausrichtungsabweichungen vernachlässigt werden.

Die **Nullpunktabweichung** der CCD betrifft die beiden Translationen quer zur Laserachse und ist in seiner Wirkung vergleichbar mit der Höhenindexabweichung beim Theodolit. Da die CCD bei  $\varepsilon = 0$  gon wegen der Vertikalstellung des Etalons kein Messergebnis liefert, wird die CCD so eingerichtet, dass der Mittelpunkt im Zentrum des Messbereiches liegt. Zur Festlegung dieses Nullpunktes müssen die zugehörigen Winkel extern bestimmt werden, z.B. über Autokollimation auf einen im Nadir des Etalons befindlichen Flüssigkeitshorizont, zu dem vorab die Stehachse lotrecht gestellt wurde. Die dabei auftretenden Messabweichungen gehen als vertikale und horizontale Nullpunktabweichung der CCD in die Messung des Reflexgoniometers ein, können aber durch Messung von Kipp- und Schwenkwinkel in zwei Lagen mit Drehung um die Stehachse eliminiert werden.

Die **Richtabweichung** der CCD betrifft die Rotation um die Laserachse. Beim Einrichten der CCD kann wegen der kurzen Baulänge auch eine Verdrehung des Koordinatensystems gegen die Stehachse des Reflexgoniometers erfolgen, deren Betrag die Messunsicherheit bei weitem übersteigt. Die Richtabweichung kann durch Auswertung der Bildmessung vorzugsweise an den Rändern des Messbereiches bei Messung des Schwenkwinkels in zwei Lagen mit Drehung um die Stehachse bestimmt bzw. eliminiert werden.

### 7.2.7 Pivotpunkt

Der Pivotpunkt des Kardans ist der invariante Schnittpunkt der Kardanachsen, d.h. der Kipp- und der Schwenkachse. Dass die Achsen sich tatsächlich schneiden, ist eine mit  $\mu\text{m}$ -Genauigkeit realisierbare Vorgabe an die Fertigung des Kardans. Restabweichungen der Kardanachsen bewirken Parallelverschiebungen der Spiegelflächen und haben somit keinen Einfluss auf die Messgrößen. Im günstigsten Fall verläuft auch die Stehachse durch den Pivotpunkt. Eine eventuelle **Exzentrizität der Stehachse** ist durch Messung in zwei Spiegellagen ermittelbar.

Als Reflexionspunkt soll der Schnittpunkt von Laserachse und äußerer Spiegelfläche bezeichnet sein. Wenn Pivotpunkt und Reflexionspunkt einer äußeren Spiegelfläche nicht identisch sind, dann ist die **Exzentrizität des Pivotpunktes** gegenüber der Spiegelfläche zu kalibrieren und rechnerisch zu berücksichtigen. Im Falle des Etalons sind zwei Exzentrizitäten zu bestimmen. Die Berechnung der vom Kippwinkel abhängigen Verschiebung des Reflexionspunktes gegenüber dem Lotfußpunkt des Pivotpunktes auf die Spiegelfläche

wurde bereits in Abschnitt 5.3 gezeigt. Aus beiden Exzentrizitäten resultiert je nach Spiegellage eine andere X-Koordinate des Reflexionspunktes. Der aus der Restabweichung der Kardanachsen (Größe des Pivotpunktes) resultierende Einfluss auf die Lage des Reflexionspunktes soll als vernachlässigbar angenommen werden.

## 7.2.8 Messung in mehreren Spiegellagen

Messungen in zwei Lagen sind mit dem Reflexgoniometer grundsätzlich durch verschiedene Varianten realisierbar. Je nachdem, wo der Visurlaser (Externer Laser in Abb. 7.10) positioniert ist, ergeben sich bei Verwendung des Etalons zwei oder vier Spiegellagen.

Zum einen, vergleichbar mit der Messung mit Theodolit, ergeben sich zwei Spiegellagen durch die Drehung des Instruments um die vertikale Stehachse um 200 gon und Anzielung von der Gegenseite. D.h. der Visurlaser müsste dann nicht aus Richtung des Neupunktes, sondern aus der entgegengesetzten Richtung auf den Spiegel treffen. Dies lässt sich dadurch realisieren, dass der Visur- bzw. Streckenmesslaser im Reflexgoniometer eingebaut und bei Drehung um die Stehachse mitgedreht wird. Unter dieser Bedingung lassen sich der Einfluss der Stehachsabweichung auf den Kippwinkel und Abweichungen von Kipp-, Schwenk-, Spiegel- und Laserachse durch Messung in zwei Spiegellagen ausschalten. Der Einfluss der Stehachsabweichung auf den Schwenkwinkel bleibt erhalten und muss separat bestimmt werden.

Die zweite Möglichkeit besteht in der Drehung der Kippachse um 200 gon und der anschließenden Neuausrichtung des Spiegels. Durch Mittelung der in beiden Lagen gemessenen Kipp- bzw. Schwenkwinkel lassen sich Abweichungen des Etalons (z.B. Nichtparallelität der Spiegelflächen) und die Spiegelachsenabweichung eliminieren. Diese Variante hat den Vorteil, dass die Lage der Schwenkachse dabei unverändert bleibt und das Reflexgoniometer nicht erneut auf den Neupunkt ausgerichtet werden muss. In Kombination mit der Drehung um die Stehachse ergeben sich damit vier Spiegellagen.

Die Ermittlung der Stehachsabweichung in Richtung der Kippachse muss vor der Messung erfolgen. Hierfür kann die Messung des Kippwinkels verwendet werden, wenn das Instrument um 100 gon um die Stehachse gedreht ist und in Richtung der Schwenkachse ein Theodolit mit Autokollimationsokular aufgebaut ist. Ermittelt man in dieser Richtung den Einfluss auf den Kippwinkel durch Autokollimation zu einem Zielstrahl in zwei Spiegellagen, kann man diesen Wert als Korrektur des Schwenkwinkels in die eigentliche Messung einführen. Berücksichtigt werden muss dabei natürlich die vorab zu bestimmende Nichtparallelität der Spiegelflächen, der sogenannte Keilfehler. Alternativ kann ein elektronischer Kompensator die Größe der Stehachsabweichung ermitteln. Die Einflüsse der Stehachsenexzentrizität bzw. der vom Kippwinkel abhängigen Verschiebung des Reflex-Punktes auf die Winkelmessung lassen sich durch Messung in zwei Lagen ebenfalls ausschalten. Bei Messung in einer Lage müssen sie rechnerisch berücksichtigt werden.

Bei Verwendung einer Planplatte anstelle des Etalons ergäbe sich theoretisch noch eine dritte Möglichkeit, eine Messung in zwei Lagen zu erreichen. Wenn beide Seiten der Planplatte mit einem Spiegel kombiniert sind, kann auch durch Drehung der Schwenkachse um 200 gon eine zweite Lage der Planplatte gemessen werden. Bei symmetrischer Gestaltung und zentrischer Lagerung von Planplatte und Spiegel sind dann durch Kombination mit den zuvor genannten Varianten sogar acht Spiegellagen denkbar.

## 7.3 Bestimmung der Strahllage

### 7.3.1 Schwerpunktfindung des Spots auf der CCD

Es gibt verschiedene Methoden zur Bestimmung der Strahllage auf der CCD. Als statische Verfahren, d.h. ohne Bewegung der CCD, kommen die Berechnung der Peakposition, des Figureschwerpunktes (Centroid) oder des Flächenschwerpunktes (Geometrisches Centroid), die Korrelation mit einem gemessenen Profil bzw. einem Modellprofil (z.B. Gauß-Fit) oder das Fourier-Verfahren [WEIBHAAR ET AL., 2003] in Betracht. Die WinCamD bietet in ihrer Standard-Software einige davon an. Als kinematisches Verfahren wurde das Pixelscanning entwickelt. Nachfolgend werden die getesteten statischen Ansätze zur Bestimmung der Lage eines Laserspots mit 15 bis 30 µm Durchmesser (FWHM) diskutiert.

Die *Centroid-Methode ohne Clipselevel* bzw. mit Clipselevel gleich null hat den Vorteil der Unabhängigkeit von Lichtleistung bzw. Intensitätsschwankungen. Berechnet wird der dreidimensionale Figureschwerpunkt des Bildes. Allerdings kann das Ergebnis dadurch stark verfälscht werden, dass die Pixel rings um die Figur nicht alle den Grauwert null besitzen, sondern dem Rauschen oder Fremdlicht unterliegen. Je nach Größe des zur

Berechnung verwendeten Ausschnittes und je nach Lage des Laserspots im Bild kann die Abweichung mehrere  $\mu\text{m}$  betragen.

Die *Centroid-Methode mit statischem Cliplevel* (fester Grauwert) berücksichtigt nur Pixel mit Grauwerten oberhalb des Cliplevels zur Berechnung des Centroids. Die Methode weist Positionsschwankungen im Bereich von 0,1 bis 1,3  $\mu\text{m}$  auf, was besonders bei sehr kleinen Laserspots durch die extreme Wirkung von Intensitätsschwankungen oder geringer Richtungsschwankungen im Bereich der steil ansteigenden Profilflanken erklärt werden kann. Die Centroid-Methode mit dynamischem Cliplevel (prozentualer Wert des jeweiligen Maximalgrauwertes) wirkt wegen der geringen Grauwertänderungen im Peak auch nicht wesentlich besser.

Gleiches trifft auf die Berechnung des Flächenschwerpunktes (*Geometrisches Centroid*) zu. Berechnet wird der Schwerpunkt der Schnittfläche durch die Figur in Höhe des Cliplevels. Auch hier ergeben sich je nach Pixelgröße sprunghafte Änderungen im  $\mu\text{m}$ -Bereich.

Mit *Korrelationsmethoden*, z.B. dem Least-squares-matching erreicht man in der Photogrammetrie Auflösungen von 1/50 Pixel [MAAS, 1992]. Da der Laserspot transversal ein Gauß-Profil aufweist, bietet sich die Korrelation des CCD-Bildes mit einer Gauß-Kurve an. Der Gauß-Fit entspricht einer ausgleichenden Normalverteilungskurve. Ein jeweils zweidimensionaler Gauß-Fit des Laserspots in X- und Z-Richtung wurde erzeugt durch Berechnung der Normalverteilungskurve als ausgleichende Funktion aus den Pixelwerten der Zeile und Spalte, die das Peakpixel beinhalten. Die Mittelwerte beider Kurven definieren die Spotlage. Dieses Verfahren bringt, wie unten zu sehen ist, bessere Ergebnisse als die Centroid-Methode.

Ein dreidimensionaler Gauß-Fit wird u.a. auch von [LANGHANS, 2005] zur Bestimmung von Stern- und Planetenpositionen im CCD-Bild verwendet und eignet sich ideal zur Bestimmung der Laserspotposition. Der hier verwendete mathematische Algorithmus besteht in der Berechnung einer bivariaten Normalverteilung [BENNING, 2002] als ausgleichende Funktion aus den Pixelwerten der 11x11-Pixel-Matrix rings um das Peakpixel. Die Matrix ist je nach Spotgröße und dem Abstand weiterer Beugungsrings zu dimensionieren. Aufgrund der größeren Zahl an Überbestimmungen liefert die Ausgleichung ein genaueres Ergebnis als beim eindimensionalen Gauß-Fit, was auch experimentell bestätigt werden konnte. Die erreichte Auflösung liegt für Spotgrößen von ca. 15  $\mu\text{m}$  im Bereich weniger nm.

Die aufgeführten Verfahren wurden in Software umgesetzt und vergleichend getestet. Ziel war der Vergleich zwischen Positionsverschiebungen des Piezotisches, auf dem die Kamera montiert war, gegenüber dem Laserspot und den im Bild gemessenen Spotlageänderungen. Um andere Fehlereinflüsse zu minimieren wurde für diese Messungen eine sehr geringe Fokuslänge eingestellt und die Messzeit sehr kurz gehalten.

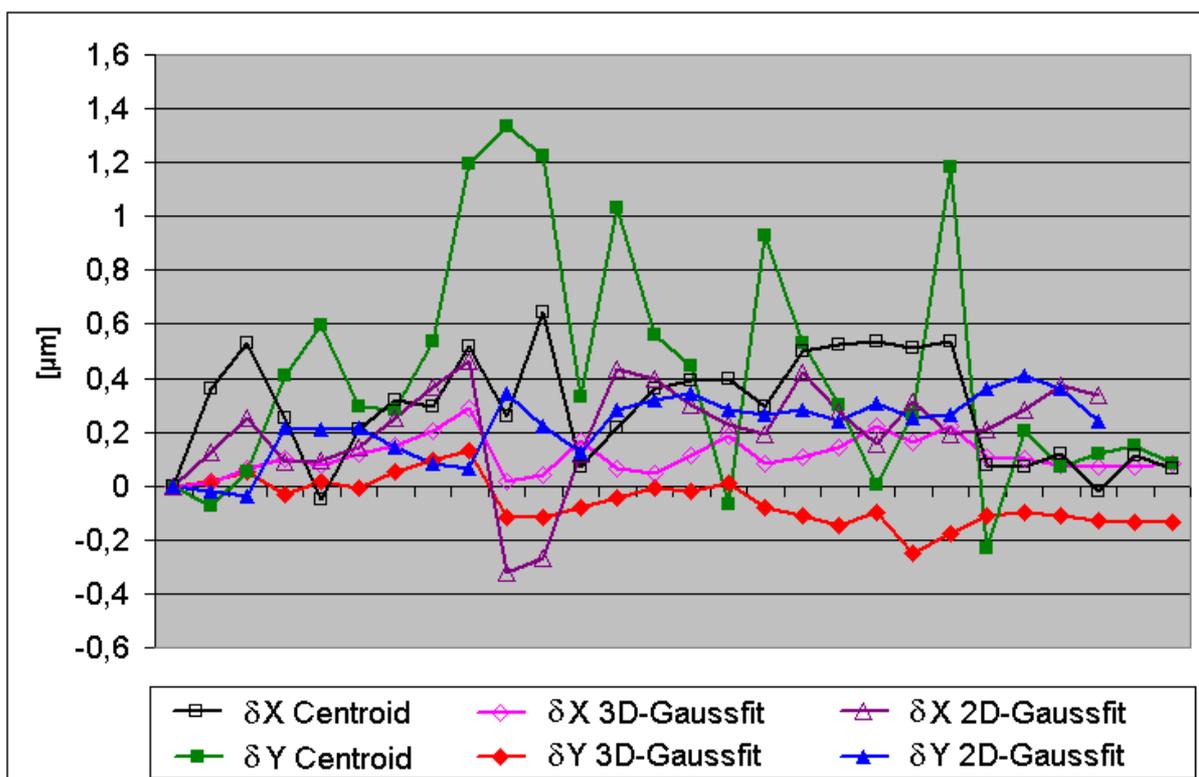


Abb. 7.19: Abweichungen zur Soll-Position

Abbildung 7.19 zeigt die im Einzelschuss erreichte Genauigkeit von drei Verfahren im Vergleich in Form der Abweichungen von der Solllage. Gescannt wurde hierzu mit dem Piezotisch ein Bereich von  $10\ \mu\text{m}$  in y- und  $10\ \mu\text{m}$  in z-Richtung mit Rasterweite von  $1\ \mu\text{m}$ . Es ist deutlich zu sehen, dass der dreidimensionale Gauß-Fit die geringsten Residuen bringt.

Weitere Untersuchungen mit geringerer Rasterweite zeigten, dass bei allen Verfahren in Abständen von etwa einem Pixel eine größere Streuung zu verzeichnen ist. Dieser Effekt kann auf die Sensorarchitektur zurückgeführt werden. Da der Füllfaktor der Interline-CCD nur ca. 70% beträgt, kann bei kleinen Laserspots ein Großteil des Lichtes auf die nicht sensitiven Flächen zwischen den Mikrolinsen fallen. Fällt der Peak in diesen Bereich, kommt es bereits durch leichte Richtungsschwankungen des Lasers zu sprunghaften Änderungen der berechneten Spotlage. Hier erwiesen sich größere Laserspots als vorteilhaft. Bei Verwendung einer Fullframe- oder Frame-Transfer-CCD dürfte dieser Effekt nicht auftreten. Hier müsste allerdings mit mechanischem Shutter gearbeitet werden, der mit dem Laser zu synchronisieren wäre. Der Laser müsste kurz nach dem Öffnen des Shutters angeschaltet und kurz vor dem Schließen des Shutters ausgeschaltet werden, da ansonsten das Strahlprofil verfälscht wird.

### 7.3.2 Pixelscanning zur Peakdetektion

Eine weitere Variante besteht in der Möglichkeit, die Piezoscantechnik in Verbindung mit der Kamera direkt für die Winkelmessung einzusetzen. Ein ähnlicher Ansatz wird bei Microscanning-Kameras verfolgt, allerdings mit dem Ziel, die Farbauflösung zu steigern. Hierbei wird der Sensor gegenüber der Abbildungsoptik zweidimensional verschoben [FORTIN / CHEVRETTE, 1996]. Da im vorliegenden Messaufbau keine Abbildungsoptik verwendet wird, kann die komplette Kamera mit dem Piezotisch verschoben werden.

Bei einer Pixelgröße von  $4,65\ \mu\text{m}$  und stabiler Peakposition auf der CCD erreicht man bei einem Einzelbild eine Winkelauflösung von  $d\phi \leq 60\ \text{mgon}$  für den Messbereich  $\phi = 100\ \text{gon} \pm 27,5\ \text{gon}$ , wobei die Peakposition eines sehr kleinen Laserspots (Durchmesser  $\leq 4$ -fache Pixelgröße) auf ganze Pixel genau gemessen wird. Durch anschließendes Scannen

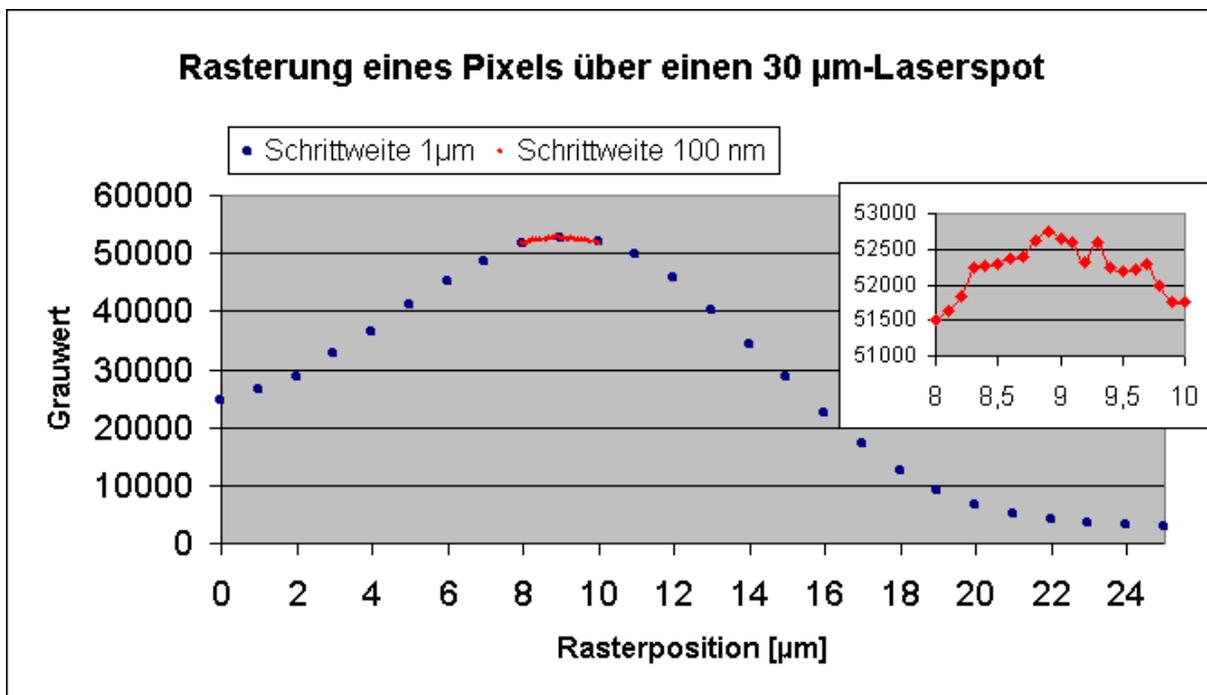


Abb. 7.20: Rasterung eines Pixels über einen Laserspot

der Nachbarpixel über den Spot mit abwechselnd verdichteten Rasterweiten in Y- und Z-Richtung, erhält man zwei Kurven deren lokale Maxima die Peakposition zeigen. Ist der Spotdurchmesser deutlich größer als die 4-fache Pixelbreite, können auch mehrere Pixel einer CCD-Zeile bzw. -spalte zur Auswertung herangezogen werden, Parallelität von Piezoachsen und CCD-Matrix vorausgesetzt. Ansonsten reicht zur Detektion des Maximums je ein Pixel, wie Abbildung 7.20 mit 100 nm Auflösung zeigt. Mit einer theoretisch möglichen Rastergenauigkeit von 1 nm in beiden Achsen (= Subpixelgröße) würde man auf  $d\phi \leq 0,013\ \text{mgon}$  ( $0,2\ \mu\text{rad}$ ) kommen.

In der praktischen Umsetzung zeigten sich jedoch vor allem in puncto Messungsdauer die Grenzen des Verfahrens. So ist zunächst im Einzelfall zu untersuchen, ob die Strahlstabilität und die Stabilität des mechanischen Aufbaus den Genauigkeitsanforderungen über den Zeitraum der Messung standhalten. Die Dauer einer Messung hängt nicht nur von Rasterweite und Scanbereich ab, sondern auch von der Geschwindigkeit der Bilderfassung und –übertragung. Um das Rauschen der Bildmessung zumindest ein wenig zu minimieren, wurde bei Tests mit der WinCamD eine fünffache Bildmessung mit Mittelbildung eingestellt. Der programmierte Scanablauf mit abwechselnd sinkender Schrittweite in Y- und Z-Richtung lieferte eine Messzeit von 95 Sekunden bei 64 Piezo-Positionen. Daraufhin wurde die Einschwingdauer eines Piezos getestet. Beobachtet wurde die erste Ableitung der Spannungsänderung nach der Zeit bei einem am IAPP vorhandenen Piezodrive. Bei 1  $\mu\text{m}$  Stellweg betrug die Einschwingdauer ca. 250 ms. Der Piezo zeigt auf die Änderung der Betriebsspannung zunächst ein mechanisches Überschwingen und pegelt sich nach 2-3 Schwingungen in der Sollposition ein. Programmtechnisch ist dies bei der Vorgabe des Grenzwertes für die mögliche Abweichung von der Sollposition zu berücksichtigen. Das Gros der Messzeit wird jedoch durch die Bildmessung in Anspruch genommen. Mit einem optimierten Algorithmus, der die Anzahl der Bilder pro Position der Schrittweite anpasst, ließe sich die Messzeit sicher verkürzen. Im Durchschnitt muss man aber mit ca. 1s pro Rasterstellung rechnen.

Neben der Messzeit ist die Genauigkeit das entscheidende Kriterium für den Einsatz des Verfahrens. Die Closed-Loop-Linearität der Piezoaktoren wird vom Hersteller als Genauigkeitsangabe geliefert. Die angegebenen 0,03 % bei 100  $\mu\text{m}$  Scanbereich entsprechen einer möglichen maximalen Abweichung des Stellweges von 30 nm. Bei kürzeren Stellwegen müsste dieser Betrag linear abnehmen. Im Vergleich mit anderen derzeit am Markt vorhandenen Instrumenten ist diese Stellgenauigkeit schon sehr gut. Unabhängig davon muss die Messung eines Rasters mit Schrittweiten unter 50 nm nach den durchgeführten Tests als nicht sinnvoll eingestuft werden, da beim vorhandenen Aufbau die Stabilität der Spotlage im Bild zu gering ist, wie in Abschnitt 8.2.1 noch gezeigt wird. Die Messzeit müsste deshalb und auch wegen des Rauschens der intensitätsbasierten Messung für jede einzelne Rasterposition sehr hoch sein. Weiterhin ist fraglich, ob eine geringere Rasterweite die Genauigkeit der Maximumdetektion bei den erreichten Spotgrößen erhöht, da die Änderung der gemessenen Intensität im Bereich des Maximums sehr gering ist.

Ein unter diesen Kriterien sinnvoller Einsatz für das Pixelscanning kann deshalb nur in einer Verfeinerung des Rasters für den 2D-Gaußfit (siehe Abschn. 7.3.1) bzw. in der hochauflösenden 2D-Vermessung des Laserstrahlprofils gesehen werden.

### 7.3.3 Auflösung der Winkelmessung

Ist die Auflösung der Schwerpunktbestimmung in X- und Y-Richtung bekannt, lässt sich daraus in Abhängigkeit von der Etalonkonfiguration die Auflösung der Winkelmessung berechnen. Entscheidend sind der Abstand der inneren Spiegelflächen und die Anzahl der Reflexionen. Da die Abhängigkeit des Auslenkbetrages vom Kippwinkel nicht linear ist, entscheidet die Lage des kardanischen Pivotpunktes bezüglich des Etalons, in welchem Bereich des Kippwinkels die maximale Übersetzung ( $dv / d\Phi$ ) und damit auch die höchste Winkelmessauflösung erzielt wird. Die Übersetzung des Schwenkwinkels hängt vom Betrag des Kippwinkels ab. Für die Konstruktion der Etalonauflösung wurden verschiedene Varianten der Lage des Pivotpunktes berechnet und die optimale Lösung hinsichtlich Winkelübersetzung und Größe des Messbereiches im Bereich  $\Phi = 0$  gewählt. Die konstruktiven Details der errechneten Lösung sind in Anlage 3 ersichtlich.

## 7.4 Zielerfassung

### 7.4.1 Automatische Visur

Wenn die Visur zum Zielpunkt nicht manuell erfolgt, sondern mit Hilfe des Lasers automatisiert, dann ist ein System für die Zielerfassung zu entwickeln, welches sowohl eine grobe Anzielung des für die Pseudostreckenmessung aufgeweiteten Lasers als auch eine Feinanzielung des für die Winkelmessung fokussierten Lasers ermöglicht. Verschiedene Zielerfassungssysteme mit aktiven oder passiven Zielen sind Bestandteil der modernen Tachymeter [KAHMEN, 1992] [DEUMLICH / STAIGER, 2002]. Beim aktiven Ziel erfolgt eine Kommunikation zwischen Ziel und Tachymeter, während beim passiven Ziel der Laser der Streckenmessung für Suche und Ermittlung der Maximumpeilung genutzt wird. Bei der Pseudostreckenmessung kommt nur ein System mit aktiven Zielen in Frage. Hier muss dem Sender ein

Feedback zur Signalstärke an den Empfangspunkten gegeben werden, um alle Punkte abzudecken und die Divergenz des aufgeweiteten Strahls möglichst minimieren zu können. Der Algorithmus der Zielerfassung muss also neben der Steuerung der Kardanachsen auch das Umfokussieren der Optik beinhalten. Empfangseinheit und Reflexgoniometer sind hierfür mit einer Telemetrie auszurüsten, was nach dem Stand der Technik unproblematisch ist.

Schwieriger ist die Zielerfassung bei der Winkelmessung. Problem ist die Divergenz des Lasers bzw. die limitierte Detektorgröße. Die Sensoren der Pseudostreckenmessung können wegen der geringen Sensorfläche nur zur Grobpositionierung des aufgeweiteten Strahls genutzt werden. Eine Lösung auf Basis von Positionsdetektoren ist vermutlich sinnvoller. Ohne ein abbildendes System kann mit Quadrantendioden nur bis zu Spotdurchmessern unter 1 cm die zweidimensionale Spotlage genau detektiert werden. Hierfür sind Lateraleffektdetektoren (PSD's) wegen der größeren Sensorfläche besser geeignet. Bei Verwendung transparenter PSD's können die Sensoren der Streckenmessung dahinter angeordnet werden. Diese von der Firma Duma Optronics entwickelten Sensoren sind im wesentlichen identisch mit herkömmlichen Lateraleffekt-Typen, aber aufgebaut aus amorphem Silizium auf einem transparenten Träger. Ein Lichtstrahl kann durch den Positionsdetektor hindurchtreten, bei nur geringer Abschwächung und Streuung [LASER2000, 2004]. Der Stand der Entwicklung konnte hierzu leider nicht recherchiert werden. Als einfache Alternative zu transparenten Sensoren können die Positionsdetektoren neben oder zwischen den Streckenmesssensoren angeordnet werden. Derzeit sind PSD-Sensoren mit einer maximalen Detektorgröße von 45 mm x 45 mm auf dem Markt. Denkbar ist auch, die Position des fokussierten Lasers mittels zweier gekreuzter CCD-Zeilen zu erfassen.

Die starke Fokussierung eines Lasers über variable Distanzen von 100 m und mehr ist kein triviales Problem. Gemäß Gleichung (7.1.39) wird bei sehr großem Abstand  $a$  der bildseitigen Strahltaile eine gegen null gehende Strahltaile  $w_0'$  auf der Objektseite vorausgesetzt. Im Gegenzug wird die Strahltaile  $w_0$  auf der Bildseite immer größer. Wegen der in den Gleichungen (7.1.36) und (7.1.39) ersichtlichen Abhängigkeit der Rayleighlänge und damit auch der Divergenz von der Wellenlänge des Lichts, sind strenge Monochromasie bzw. große Kohärenzlänge des Lasers Voraussetzungen für gute Abbildungsqualität. Diese Abhängigkeit erklärt auch, warum die derzeit geringsten Spotgrößen bei kommerziellen Systemen mit grünen Lasern erreicht werden. Die Laserscanner GS 200 von Mensi und HDS 3000 von Leica erreichen nach Herstellerangaben 3 mm bzw. 6 mm Spotgröße in 50 m Entfernung.

Mit Abbildung eines aus einer Single-Mode-Faser austretenden Strahles (Diodenlaser,  $\lambda = 635$  nm) über eine großflächige Linsenoptik wurden bei Tests im Beyerbau der TU Dresden über 85 m Entfernung Spotdurchmesser von 1 cm (FWHM) erreicht. Dieses Ergebnis deckt sich mit den Ausführungen von [GRAESSER, 2003], der eine Spotgröße von 20 mm über 100 m Entfernung bei EDM-Instrumenten bereits als „guten Wert“ bezeichnete. Bei Fokussierung eines stark aufgeweiteten, kohärenten Lasers (HeNe) über die Distanz von 85 m wurden Spotgrößen von 8 mm erreicht. In Kombination mit einem PSD-Sensor sind damit Genauigkeiten der Positionsdetektion  $< 0,1$  mm realistisch. Die Genauigkeit der Winkelmessung wird danach eher von Effekten wie Refraktion oder Szintillation als von der Anzielgenauigkeit beeinflusst.

## 7.4.2 Elastische Optik

Für die variable Fokussierung in Abhängigkeit von der Reichweite und alternative Aufweitung des Strahls kann eine klassische Optik mit festen, zueinander verschiebbaren Linsen entwickelt werden. Allerdings sind die Anforderungen an mechanische Genauigkeit der Linsenführung und die Qualität der Linsen sehr hoch. Optik und Mechanik sind in der Regel die teuersten Komponenten im geodätischen Instrumentenbau. Aus diesem Grund erfolgten Untersuchungen zu einer elastischen Optik.

Der Elektronikkonzern Philips präsentierte 2004 eine flüssige Linse. Die Fluid-Focus-Linse von Philips besteht aus zwei sich nicht miteinander vermischenden Flüssigkeiten mit unterschiedlichen optischen Eigenschaften. Durch Anlegen einer elektrischen Spannung lässt sich die Linse verformen, so dass sich ihre Brennweite ändert [KRUPENKIN ET AL., 2003]. Dieses seit langem bekannte Prinzip lässt sich aber nur bei kleinen Linsendurchmessern sinnvoll und genau realisieren.

Ein weiterer bekannter Ansatz besteht darin, ähnlich wie beim menschlichen Auge den Druck im Inneren der mit einer Flüssigkeit gefüllten Linse zu variieren. Die optisch wirksamen Seitenwände bestehen aus durchsichtigen und elastischen Material. Dazwischen befindet sich eine klare Flüssigkeit oder ein Gas. Durch Veränderung des Drucks im Inneren der Linse biegen sich die Seitenwände in Richtung der optischen Achse nach außen bzw. nach innen und formen somit eine konvexe bzw. konkave Linse. Solcherart Linsen sind aus

den Patentschriften DE 1572893, DE 3135181 A1, DE 10102906 A1, DE 69631477 T2 und DE 10000193 A1 bekannt. Die Biegungsradien der Seitenwände lassen sich unterschiedlich gestalten, wenn die Materialdicke unterschiedlich gewählt wird. Somit sind auch plankonvexe und plankonkave Linsen realisierbar. Die Erfassung der Flüssigkeitstemperatur und / oder des Drucks im Innern der Linse ist über entsprechende Sensoren möglich. Mit Hilfe dieser Daten lässt sich über einen Regelkreis die Verformung der Linse steuern bzw. stabilisieren. Allen genannten Verfahren sind folgende Nachteile eigen:

1. Die optisch wirksamen Seitenwände und die verwendete Füllflüssigkeit haben verschiedene Brechungsindizes. Damit ergeben sich beim Durchgang durch die Linse zwei optische Grenzflächen pro Seitenwand, die im Fehlerhaushalt der optischen Abbildung zu berücksichtigen sind. Selbst wenn die Seitenwände fehlerfrei planparallel geschliffen sind, ergibt sich ein von Radius und Krümmung abhängiger planparalleler Strahlversatz, der das Strahlprofil verzerrt. Hinzu kommt, dass sich bei Krümmung der Seitenwand eine über den Querschnitt ungleichmäßig verteilte Deformation ergibt, die die optische Abbildung zusätzlich verzerrt. Festkörperlinsen haben dagegen nur zwei Grenzflächen pro Linse.
2. Durch die einseitige schnelle Änderung des Kammerdrucks über ein Ventil ergibt sich zunächst eine ungleichmäßige und evtl. schwingende Dichteverteilung innerhalb der Kammer, die bis zum vollständigen Ausgleich der Dichteverteilung eine Verzerrung der optischen Abbildung (Schlierenbildung) bewirkt. Das schnelle Umfokussieren eines Lasers, z.B. für den Einsatz in Streckenmesssensoren, ist damit nicht möglich.
3. Eine Strahlformung des Lasers ist mit den beschriebenen Technologien nur begrenzt durchführbar. Die Patentschrift DE 10000193 A1 beschreibt lediglich eine Strahlformung durch eine elliptische, ovale oder rechteckige Randkontur der Seitenwand zur Korrektur von Astigmatismen.

Diese Nachteile sollen durch die nachfolgend beschriebene Entwicklung einer **Hydrauliklinse** bzw. einer **Ringdruck-Flüssiglinse** beseitigt werden.

Die optisch wirksamen Seitenwände der Hydrauliklinse bestehen aus planparallel geschliffenen Plexiglas-Scheiben oder anderem durchsichtigen und elastischen Material. Die Seitenwände stehen parallel und sind durch außen anliegende ringförmige Flansche (Außenflansch) starr miteinander verbunden und durch einen weiteren Flansch (Innenflansch) voneinander getrennt. Dazwischen befindet sich eine klare Flüssigkeit, deren optischer Brechungsindex ähnlich oder gleich dem der Seitenwände gewählt werden kann. Im Ausführungsbeispiel ist dies dünnflüssiges Paraffinöl, welches mit  $n = 1,48$  annähernd denselben Brechungsindex wie Plexiglas besitzt. Durch Auswahl des Plexiglas-Typs und Mischung des Öls mit dickflüssigerem Paraffinöl kann die Angleichung der Brechungsindizes optimiert werden. Wenn beide Materialien gleichen Brechungsindex haben, entfällt die optische Wirkung der inneren Grenzflächen, so dass nur die Außenform der Seitenwände für die Linsenwirkung und den zugehörigen Fehlerhaushalt verantwortlich ist. Dadurch entfallen die unter 1. genannten Nachteile.

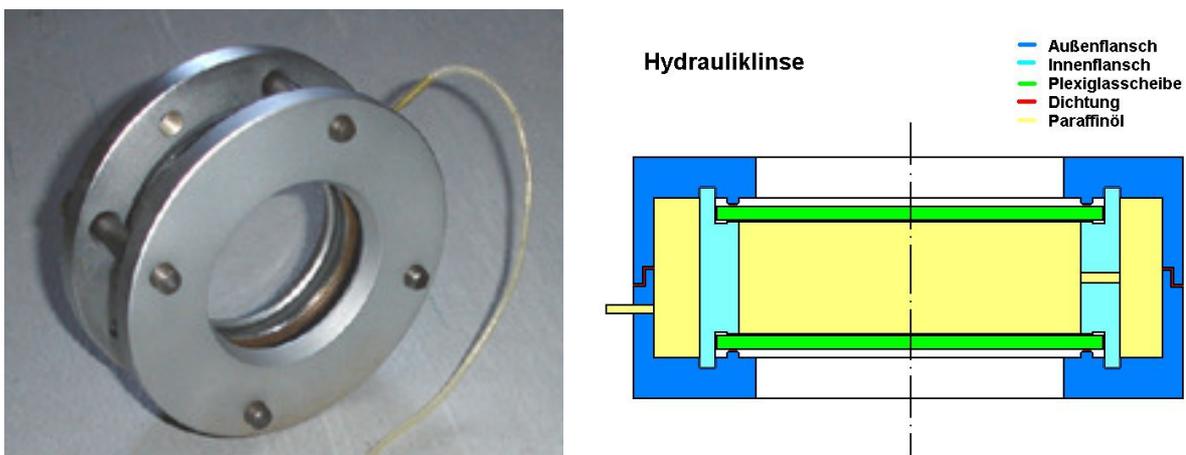


Abb. 7.21a und b: Funktionsmuster und skizzierter Querschnitt einer Hydrauliklinse

Das in Abbildung 7.21a dargestellte Funktionsmuster einer Hydrauliklinse wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und getestet. Wenn das System hydraulisch dicht ist, kann durch Erhöhung des Öldrucks eine konvexe Linse mit variabler Brennweite gebildet werden, da die Plexiglasscheiben sich druckabhängig nach außen wölben. Bei Unterdruck ist auch die Bildung einer konkaven Linse möglich. Die Umschaltzeiten hängen von der Druckverteilung innerhalb der Flüssigkeit ab, d.h. von der Größe der Linse und von der

Druckdifferenz. Für das Funktionsmuster wurden mit Hilfe des Kamerasystems WinCamD Zeiten deutlich unter 1 s bis zur Linsenverformung und von 2-3 s bis zum Druckausgleich gemessen. Innerhalb dieser 2-3 s ist wegen des geringen Verhältnisses von Ventil- und Linsendurchmesser Schlierenbildung beobachtbar. Durch exponentiellen Anschliff des Innenflansches in Höhe des Ventils kann die Strömung an den Außenrand der Apertur verlagert werden. Es ergibt sich dann nahezu ringförmige Schlierenbildung. Eine Verschlechterung der Abbildungsqualität ist damit bei ringförmigem Strahl (siehe Abschn. 6.2.7) nicht mehr zu erkennen.

Auf Basis der Tests mit dem Funktionsmuster wurden folgende Überlegungen zur Verbesserung der Linse angestellt. Um den Innendruck konstant zu halten, ist ein Drucksensor mit Regelkreis einzubauen. Eine in Abbildung 7.21b dargestellte Verschraubung des Innenflansches mit den Außenflanschen hilft, die Achsen der rotationssymmetrischen Kontaktflächen zu alignieren. Diese Alignierung ist notwendig, damit die beiden durch Verformung der Grenzflächen entstehenden Linsen dieselbe optische Achse haben. Das System ist mit Dichtungsringen hydraulisch abzudichten und mit einem oder mehreren gleichmäßig verteilten Ventilen zu versehen. Die Ventile sind, wie im Ausführungsbeispiel dargestellt, in einem der Außenflansche angeordnet. Durch die Aufteilung in Aussen- und Innenflansch ergibt sich ein Doppelkammersystem mit Innen- und Aussenkammer, welche durch mehrere gleichmäßig verteilte Öffnungen verbunden sind. Die räumlich versetzte Anordnung von Ventilen und Öffnungen des Innenflansches (Abb. 7.21b) sollte in Verbindung mit dem Doppelkammersystem für eine schnelle, gleichmäßige Druckverteilung mit erheblich kürzerer Einschwingzeit sorgen. Dadurch wird schnelles Umfokussieren möglich. Es entfallen die unter 2. genannten Nachteile.

Unterteilt man das ganze hydraulische System nochmals durch eine optisch durchlässige Zwischenwand mit gleichem Brechungsindex in eine vordere und eine hintere Kammer, kann durch separate Druckansteuerung eine achromatische Linse realisiert werden. Eine Deformation der Zwischenwand ist unkritisch, da wegen des durchgängig gleichen Brechungsindex eine Deformation keine optische Wirksamkeit entfaltet, sondern lediglich eine wechselseitige Beeinflussung des Kammerdrucks, welche durch die Steuerung ausgeglichen werden kann. Es entfallen die unter 3. genannten Nachteile.

Parabolische Linsen und Spiegel werden eingesetzt, um sphärische Aberration und Astigmatismus eines optischen Systems zu verringern. Nach [ROARK, 1965] ergibt sich für die Deformation einer runden ebenen Platte mit Dicke  $t$  und Radius  $a$  bei gleichmäßig verteilter Auflast  $W$  und frei aufliegendem Rand eine Verformung  $y$  in Abhängigkeit vom Abstand  $r$  zum Zentrum gemäß

$$y = -\frac{3 \cdot W \cdot (m^2 - 1)}{8\pi \cdot E \cdot m^2 \cdot t^3} \left[ \frac{(5m+1) \cdot a^2}{2 \cdot (m+1)} + \frac{r^4}{2a^2} - \frac{(3m+1) \cdot r^2}{m+1} \right]. \quad (7.4.1)$$

$E$  bezeichnet darin das Elastizitätsmodul und  $m$  das reziproke Poisson-Verhältnis des Materials der Platte.

Bei fest eingespanntem Plattenrand und gleichmäßig verteilter Auflast gilt

$$y = -\frac{3 \cdot W \cdot (m^2 - 1)}{16\pi \cdot E \cdot m^2 \cdot t^3} \left[ \frac{(a^2 - r^2)^2}{a^2} \right]. \quad (7.4.2)$$

Die zugehörige Abbildung 7.22 zeigt die Verbiegung einer kreisförmigen Platte aus Acryl, mit Dicke 1,5 mm, Radius 4 cm und hydraulischer Flächenlast Druck 5 bar bei festem und freiem Ende. Die rote Kurven zeigen die deformierte Platte, die blauen Kurven zum Vergleich eine Parabel, die schwarzen Kurven einen Kreis.

Die Verformung der Linse ähnelt bei nichteingespanntem (freiem) Ende eher einer Parabel. Das heißt, dass eine freie Klemmung mit Überhang an den scharfkantigen Kontaktflächen der Flansche besser für parabolische Linsen und Spiegel bzw. Laserfokussierung auf lange Brennweiten geeignet ist als eine Randkontur, die durch flächenhafte Klemmung (festes Ende) entsteht, wie z.B. in der DE 10000193 A1 beschrieben.

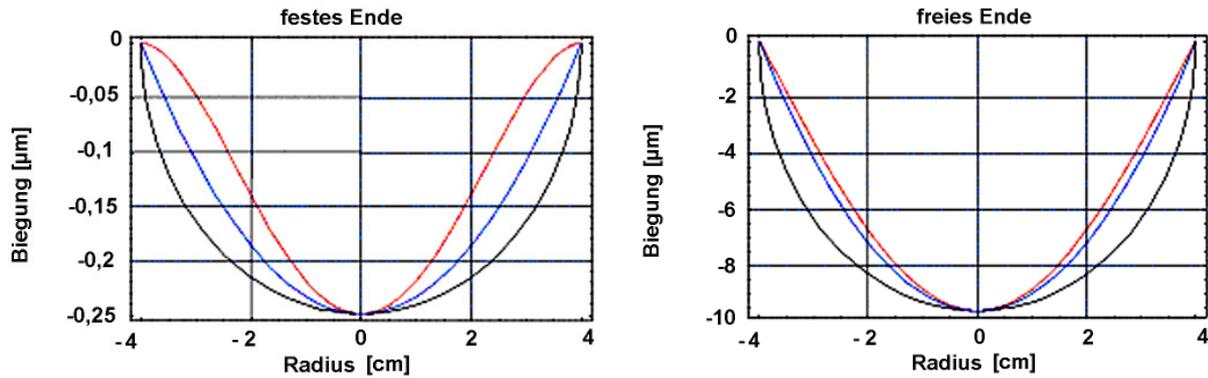


Abb. 7.22: Verbiegung einer kreisförmigen Platte mit festem und freiem Ende durch Flächenlast

Fast ideale Parabolform ergibt sich, wenn anstelle der Flächenlast durch die Flüssigkeit ein Ring von innen bzw. von außen auf die Plexiglasplatte drückt. Für eine Ringlast mit Radius  $r_0$  ergibt sich bei freiem Ende eine dreigeteilte Kurve. Es gilt

$$y = -\frac{3 \cdot W \cdot (m^2 - 1)}{2\pi \cdot E \cdot m^2 \cdot t^3} \left[ \frac{(3m+1) \cdot (a^2 - r^2)}{2 \cdot (m+1)} - (r^2 + r_0^2) \cdot \ln \frac{a}{r_0} + (r^2 - r_0^2) - \frac{(m-1) \cdot r_0^2 \cdot (a^2 - r^2)}{2 \cdot (m+1) \cdot a^2} \right] \quad (7.4.3)$$

für  $r < r_0$ ,

$$y = -\frac{3 \cdot W \cdot (m^2 - 1)}{2\pi \cdot E \cdot m^2 \cdot t^3} \left[ \frac{(3m+1) \cdot (a^2 - r^2)}{2 \cdot (m+1)} - (r^2 + r_0^2) \cdot \ln \frac{a}{r} - \frac{(m-1) \cdot r_0^2 \cdot (a^2 - r^2)}{2 \cdot (m+1) \cdot a^2} \right] \quad (7.4.4)$$

für  $r > r_0$  und im Zentrum ( $r \approx 0$ ) gilt

$$y_{Max} = -\frac{3 \cdot W \cdot (m^2 - 1)}{2\pi \cdot E \cdot m^2 \cdot t^3} \left[ \frac{(3m+1) \cdot (a^2) - (m-1) \cdot r_0^2}{2 \cdot (m+1)} - r_0^2 \cdot \left( \ln \frac{a}{r_0} + 1 \right) \right]. \quad (7.4.5)$$

Abbildung 7.23 zeigt diese Deformation bei freiem Ende mit Ringlast. Rote und blaue Linie sind nahezu deckungsgleich. Alternativ zur hydraulisch gesteuerten Verformung kann also auch eine **Ringdruck-Flüssiglinse** realisiert werden.

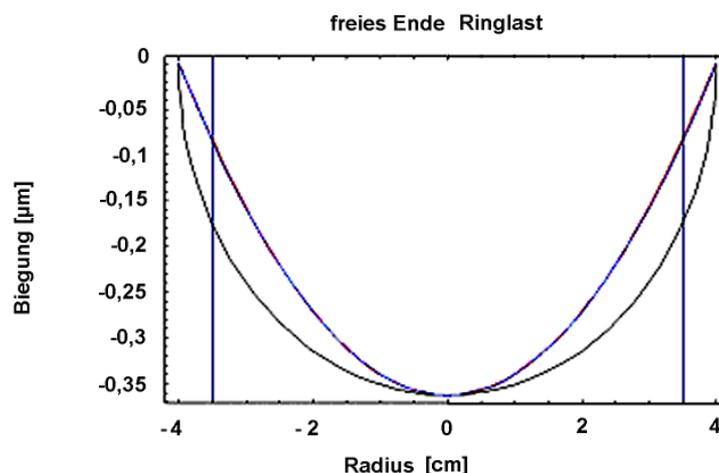


Abb. 7.23: Verbiegung einer kreisförmigen Platte mit freiem Ende durch Ringlast

Der Ringdurchmesser ist kleiner als die Kontur des Auflagerings und begrenzt demzufolge die Apertur. Er ist so auszulegen, dass der Laserstrahl bzw. das optische Strahlenbündel hindurchgeleitet werden kann. Die Steuerung der Verschiebung des Rings kann z.B. über Piezoaktoren, Pikomotoren oder VoiceCoil-Stellglieder erfolgen. Alternativ kann der Ring selbst auch als Piezoring gestaltet werden, welcher fest auf die Platte gebracht wird und durch Kontraktion die Platte verbiegt. Der Druck- bzw. Volumenausgleich im Inneren der Linse erfordert ein externes oder integriertes Flüssigkeitsreservoir, in dem überschüssige Flüssigkeit

aufgefangen wird bzw. aus dem fehlende Flüssigkeit entnommen wird. Im Vergleich zur Hydrauliklinse dürfte kaum Schlierenbildung auftreten und die Umschaltzeiten dürften noch kürzer sein. Eine Realisierung ist für nachfolgende Forschungsarbeiten geplant.

Mit Hilfe einer Hydrauliklinse bzw. Ringdruckflüssiglinse ist die variable Fokussierung eines Lasers auf kurze und große Reichweiten möglich. Eine Anwendung dieses Prinzips ist auch sinnvoll bei Laserscannern, reflektorlosen Streckenmessern und Lotlasern, um die Spotgröße am Objekt zu minimieren und den Remissionsgrad zu maximieren. Allerdings ist im Gegensatz zur Pseudostreckenmessung bei der Zweiweg-Streckenmessung die Änderung des optischen Weges innerhalb der verformten Linse zu kalibrieren und rechnerisch zu berücksichtigen.

# 8 Kalibrierung der Systemkomponenten

## 8.1 Konstantenbestimmung

### 8.1.1 Lösungsansätze zur in-situ-Kalibrierung des Etalons

Das Innenmaß des Etalons, d.h. der Abstand der inneren Spiegelflächen, liefert den Referenzmaßstab für die Winkelmessung. Die Kalibrierung des Etalons war eine der größten Herausforderungen dieser Arbeit, da der Anspruch an die Messunsicherheit des Innenmaßes bei 10 nm angesetzt wurde. Ein solches Etalon mit einem Innenmaß von 10 mm auf 10 nm genau zu kalibrieren, ist nach dem recherchierten Stand der Technik in der Metrologie ein bislang ungelöstes Problem. Deshalb sollen an dieser Stelle zunächst mögliche Lösungsansätze diskutiert werden.

**Variante 1** ist ein Aufbau mit Absolutinterferometer. Wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, kann mit Hilfe zweier fester Wellenlängen oder eines durchstimmbaren Lasers ein Absolutmaß interferometrisch gemessen werden. Beim durchstimmbaren Laser kann ein Aufbau gemäß Abbildung 8.1 verwendet werden. Allerdings ist die jeweilige Wellenlänge sehr exakt zu bestimmen und die Linienbreite des Lasers muss sehr schmal sein. Wird ein Strahlteilerwürfel verwendet, so ist dessen Dicke bzw. die aus Durchlaufen des Würfels resultierende Phasenverschiebung separat zu bestimmen. Anstelle des Strahlteilerwürfels kann auch eine Strahlteilerfolie von wenigen µm Dicke verwendet werden. Da die Strahlen von beiden Interferometerarmen die Folie an derselben Stelle durchlaufen, hat die Dicke der Folie keinen Einfluss auf die Phasenverschiebung. Hat die Folie einen sehr geringen Transmissionsgrad, z.B. 10 %, dann ergibt sich ein Verhältnis zwischen den Amplituden 0. und 1. Ordnung von 1 zu 0,81, während die 2. Ordnung nur noch 1% der Amplitude 1. Ordnung hat.

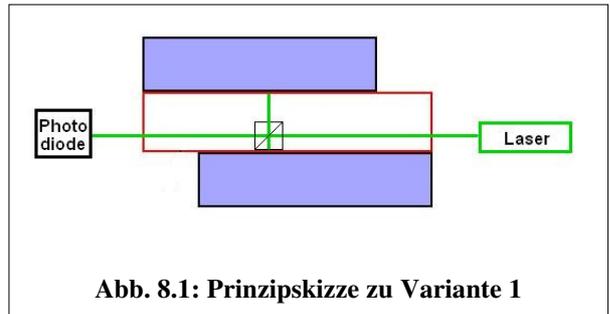


Abb. 8.1: Prinzipskizze zu Variante 1

Da beide Interferometerarme fest sind, kann bei konstanter Wellenlänge mit der Photodiode nur ein konstanter Grauwert gemessen werden. Misst man allerdings zusätzlich die Grauwerte in den Interferometerarmen, lässt sich daraus das Reststück der Phasenverschiebung bestimmen. Der ganzzahlige Anteil an Wellenlängen ist separat zu bestimmen, z.B. durch Variante 2 oder durch photogrammetrische Messung des Gesamtmaßes. Bei Aufnahmemaßstab nahe 1 und Auswertung mit Least-Squares-Matching sollten Messunsicherheiten < 0,5 µm erreichbar sein.

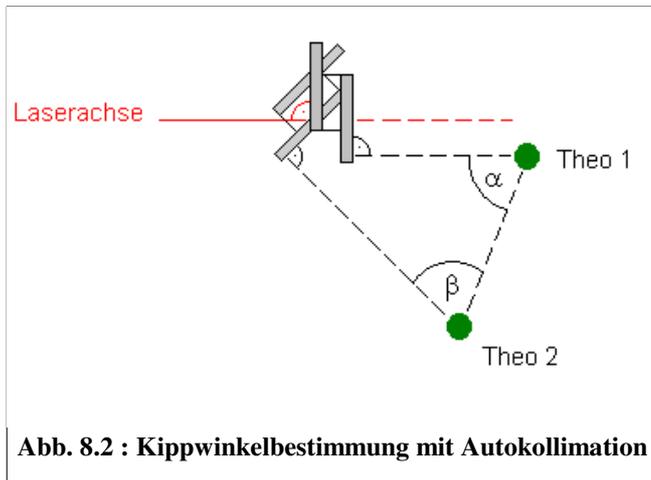
**Variante 2** besteht in der Kalibrierung durch Winkelmessung auf Basis von Autokollimation mit einem Präzisionstheodolit und Detektion der homologen Spotverschiebung mit der CCD. Der Vorgang soll auf die Detektion der Vertikalverschiebung Δv und Messung des Einfallswinkels ε durch Autokollimation vor und nach der Änderung Δε beschränkt werden. Die Vertikalverschiebung Δv bei 2 Doppelreflexionen ergibt sich durch

$$\Delta v = 4 \cdot D \cdot (\sin \epsilon - \sin(\epsilon + \Delta \epsilon)) \tag{8.1.1}$$

Das totale Differential der nach D umgestellten Gleichung liefert folgenden Genauigkeitsvoranschlag:

$$\sigma_D^2 = \left( \frac{1}{4 \cdot (\sin \epsilon - \sin(\epsilon + \Delta \epsilon))} \right)^2 \cdot \sigma_{\Delta v}^2 + 2 \cdot (D \cdot \cos \epsilon)^2 \cdot \sigma_{\epsilon}^2 \tag{8.1.2}$$

Misst man eine Kippung von Δε = 10 gon mit Standardabweichungen σ<sub>Δv</sub> = 0,1 µm und σ<sub>ε</sub> = 1 mgon bei ε = 45 gon und D ≈ 10 mm ergibt sich eine Standardabweichung der Dickenbestimmung von 0,28 µm. Das Problem besteht bei diesem Ansatz darin, dass der fokussierte interne Laser genau so exakt zu horizontieren und auszurichten ist wie der Theodolit, da ja nicht nur Δε zu bestimmen ist, sondern auch ε. Alternativ kann man auch Vertikalwinkel und Horizontalrichtung des Lasers bestimmen. Ein Ansatz dazu wäre die unter Abschnitt 8.1.4 beschriebene Autokollimation des Lasers auf das lotrecht gestellte Etalon bei gleichzeitiger Autokollimation des Theodolits auf die Rückseite des Etalons. Der am Etalon gespiegelte Laser koppelt bei exakter Ausrichtung des Etalons wieder zurück in die Faser ein, aus der er kam. Über einen Modenkoppler mit Photodiode kann die Intensität des rückgekoppelten Lichtes gemessen und so die Etalonstellung mit Maximumpeilung exakt bestimmt werden. Das Etalon sollte dabei im Fokus des Lasers stehen. Nach dieser

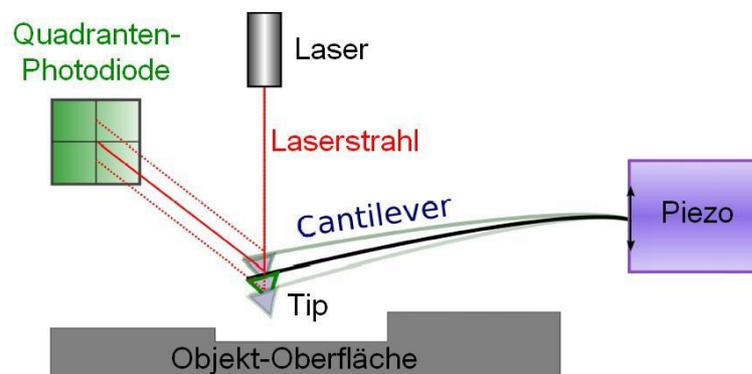


**Abb. 8.2 : Kippwinkelbestimmung mit Autokollimation**

Definition der Lagebeziehung zwischen Laser und Etalon muss das Etalon um 45 bzw. 55 gon gekippt werden. Für die Bestimmung des Kippwinkels mittels Theodolit und Autokollimation muss die Position bzw. Höhe des Theodolits verändert werden. Als hilfreiche Alternative hat sich hier erwiesen, die Messung bei  $\vartheta = 100$  gon mit zwei Theodoliten durchzuführen. Abbildung 8.2 zeigt die Anordnung in der Draufsicht. Da der Kippwinkel hier allein durch Messung von Horizontalrichtungen bestimmbar ist, werden Steilsichten vermieden. Die Bestimmung der Winkel  $\alpha$  und  $\beta$  erfolgt nach gegenseitiger Kollimation der Theodolite und Autokollimation zum

Etalon. Der Ergänzungswinkel zu 200 gon entspricht  $\epsilon$ . Bei der praktischen Ausführung ist in Abweichung zu Abbildung 8.2 zu beachten, dass das Etalon vor der Kippung um 45 gon so zu verschieben ist, dass die CCD im Fokus des Lasers steht.

**Variante 3** ist eine Kombination aus Atomkraft-Mikroskopie und Interferometrie. Bei einem Atomkraft-Mikroskop (AFM) nutzt man die Wechselwirkungskräfte zwischen einer feinen Spitze und der zu vermessenden Oberfläche. Als Spitze (Tip) dient beispielsweise eine Siliziumpyramide mit einer Höhe von 15  $\mu\text{m}$  und einem Krümmungsradius  $< 10$  nm an ihrem Ende. Die Spitze befindet sich an einem ca. 100  $\mu\text{m}$  langen und 10  $\mu\text{m}$  breiten Siliziumbalken (Cantilever). Auf die reflektierende Rückseite des Cantilevers wird ein Lichtzeiger (Laser) fokussiert und so eingerichtet, dass sein reflektiertes Bild mittig auf eine 4-Quadranten-Diode fällt. Mit deren Hilfe kann nun hochempfindlich die Verbiegung des Balkens detektiert werden (Abb. 8.3). Die zu untersuchende Oberfläche wird mit Hilfe einer Piezokeramik und eines Regelkreises nach oben oder unten bewegt, so dass die anfangs eingestellte Verbiegung des Balkens konstant bleibt. Spitze und Oberfläche haben also immer den gleichen Abstand von wenigen nm. Dann lässt man die Probe von der Spitze abrastern. Durch Registrierung der Spannung, die zur Höheneinstellung an den Piezo angelegt wird, erhält man das gewünschte Oberflächenprofil. Anstatt direkt die Balkenverbiegung zu messen, kann man auch den Cantilever bei seiner Resonanzfrequenz zu mechanischen Schwingungen anregen. Amplitude und Phasenlage der Schwingung können ebenfalls mit dem Lichtzeiger gemessen werden. Bei Annäherung an die Probe kommt es durch die Van-Der-Waals-Wechselwirkung zu einer Dämpfung der Schwingung, so dass die Amplitude kleiner wird und sich die Resonanzfrequenz verschiebt. Regelt man den Abstand zur Oberfläche so, dass die Schwingung konstant bleibt, erhält man ebenfalls ein Höhenprofil der Oberfläche.



**Abb. 8.3: Prinzip der Atomkraft-Mikroskopie**

Der Cantilever des AFM wird zunächst an einer der seitlichen Grenzflächen positioniert und erstellt piezogesteuert ein Bild der Schnitkante mit Auflösung im Bereich von wenigen nm. Dann wird das Etalon unter dem AFM verschoben, so dass ein Bild von der zweiten Grenzfläche aufgenommen werden kann. Die Verschiebung parallel zur Objekt-Oberfläche wird interferometrisch gemessen. Die Summe aus Verschiebung und der Differenz der Bildmessungen ergibt den Abstand der Grenzflächen. Voraussetzung ist, dass die Seitenfläche des Etalons plan und rechtwinklig zu den Spiegelflächen geschliffen ist. Dieses Verfahren bietet das höchste Genauigkeitspotential, basiert auf erprobten Technologien und ist unabhängig vom zu

entwickelnden Messverfahren. Die deutsche Firma SIOS hat für die Vermessung von Speicherchips eine solche Kombination bereits realisiert, allerdings nur für Größen von maximal 3 mm.

**Variante 4** ist das Pixelscanning (siehe Abschn. 7.3.2) mit einer CCD, die größer ist als das zu bestimmende Maß, z.B. einer großen Fullframe CCD oder einer CCD-Zeile. Die Abbildung kann 1:1 erfolgen. Probleme ergeben sich aus der Beleuchtung des abzubildenden Objektes und möglichen Beugungseffekten an den Kanten. Der Abstand zwischen Stirnseite des Etalons und der CCD müsste gegen null gehen, um diese Effekte zu beherrschen. Gelingt dies, könnten Auflösungen  $< 100$  nm möglich sein. Leider konnte dieses Verfahren im Rahmen der Arbeit noch nicht getestet werden.

**Variante 5:** Herkömmliche Materialdickenmessgeräte auf Basis von Ultraschallpulsen erreichen Standardabweichungen von  $10\ \mu\text{m}$ . Allerdings liegt die Zeitauflösung bei  $4\ \text{ns}$  [ALBERT / SCHWARZ, 2004]. Mit Verwendung eines TCSPC-Moduls zur Laufzeitmessung der Ultraschallpulse ist die Auflösung um Faktor 1000 steigerbar. Damit auch die Standardabweichung entsprechend gesteigert werden kann, sind konstante Wandlungszeiten der Sende- und Empfangssensoren notwendig und die Schallgeschwindigkeit des Werkstoffes muss zudem hinreichend genau bekannt sein. Entsprechende Untersuchungen hätten den Rahmen der Arbeit gesprengt.

### 8.1.2 Ergebnisse der in-situ-Kalibrierung des Etalons

Die diskutierten Varianten 2 und 3 wurden im Labor realisiert. Abbildung 8.4 zeigt den Aufbau nach Variante 2 in der Draufsicht bzw. den rechten oberen Bildteil noch einmal separat als Seitenansicht in der rot umrandeten Unterabbildung. Am linken Bildrand des Unterausschnittes erkennt man die in einen Linsenhalter gespannte CCD-Platine, in der Mitte das Kardan mit quer gestelltem Etalon und rechts die Laseroptik. Das Problem der unter Abschnitt 8.1.4 ausführlich beschriebenen Autokollimation des Lasers bestand darin, dass elektronische Driften die Genauigkeit der Profilbestimmung einschränkten. Hinzu kamen thermische Driften, die die Lage der Kamera während der Messung beeinflussten (siehe Abschn. 8.2.1). Während die Standardabweichung eines durch Autokollimation des Theodolits auf die äußere Spiegelfläche gemessenen Winkels bei einem Beobachter mit  $0,2\ \text{mgon}$  empirisch ermittelt wurde, konnte für die Maximumpeilung des Gauß-Profiles nur eine empirische

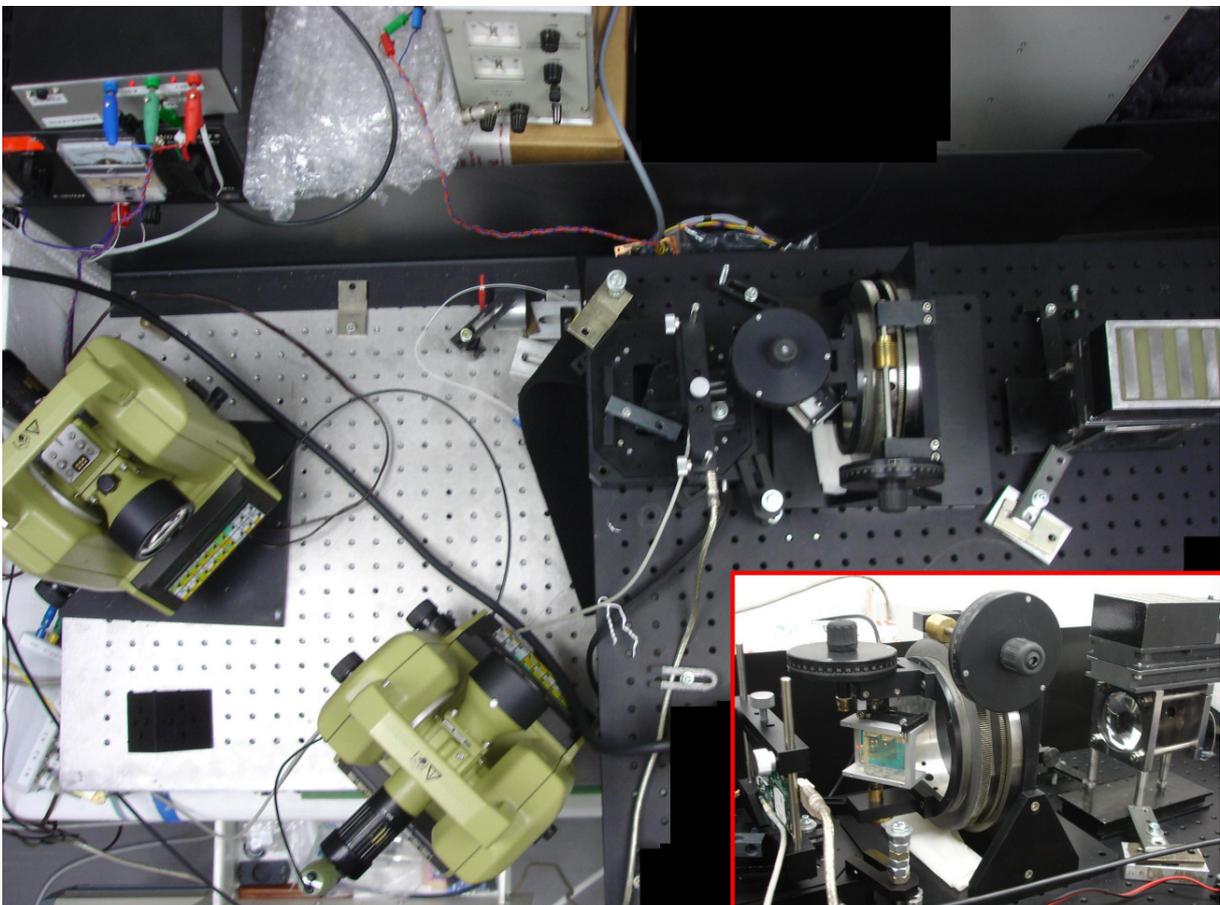


Abb. 8.4: Laboraufbau nach Variante 2

Standardabweichung von 2 mgon erreicht werden. Aus der mit Autokollimation in jeder neuen Etalonstellung mehrfach bestimmten Differenz der Spotlage bei  $d\varepsilon = 8$  gon wurden deshalb 11 aus 14 Messungen mit der geringsten thermischen Drift ausgewählt und zu  $D = 9995,861 \mu\text{m}$  gemittelt. Die maximalen Abweichungen vom Mittel lagen hier bei  $dD = 1,9 \mu\text{m}$ . Aus der empirischen Standardabweichung der Einzelmessung von  $1,18 \mu\text{m}$  ergibt sich unter Vernachlässigung eventuell vorhandener Korrelationen die Standardabweichung des Mittels  $s_D = 0,328 \mu\text{m}$ .

Abbildung 8.5 zeigt das mit einem Topometrix AFM gescannte Bild, d.h. die Topographie eines Kantenausschnitts. Hierfür wurde das Etalon in Höhe eines Distanzstücks seitlich überschleift, um wegen des begrenzten Arbeitsbereiches des AFM an der Grenzfläche zwischen Planplatte und Distanzstück eine Oberfläche mit wenig Topographie ( $dh < 10 \mu\text{m}$ ) zu schaffen. Trotzdem wurde an der Grenzfläche eine Kante detektiert, die nach Überarbeitung des Bildes mit einem Kantenoperator und Schattierung im rechten Teilbild deutlich zu sehen ist. Der in den Profilen (Bildmitte) bogenförmige Abfall der Kante entsteht durch den dreieckigen Querschnitt des Tips, der in diesem Bereich nicht mehr mit der Spitze aufsetzt, sondern mit der schrägen Seitenfläche. Für die Auswertung der Kantenposition kann der Schnittpunkt einer ausgleichenden Geraden mit der unteren oder oberen Bildkante gewählt werden.

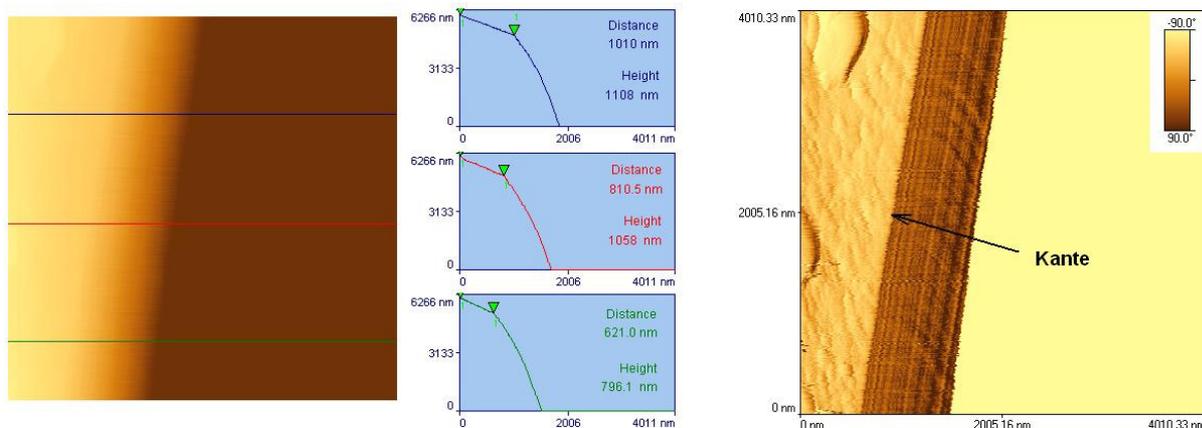


Abb. 8.5: Scanbild des Topometrix und Kantendetektion

Leider ist beim Scannen über eine solche Kante die Gefahr gegeben, dass der Cantilever abbricht. Zudem sah die Kante durch mikroskopisch kleine Absplitterungen auch nicht durchgehend so gerade aus wie im dargestellten Ausschnitt. Ein Polieren der Seitenfläche war nachträglich bei diesem Etalon nicht mehr möglich, ohne die Spiegelflächen zu zerstören.

Prinzipiell muss bei der Fertigung des Etalons erst die Verspiegelung erfolgen und anschließend gesprengt werden. Das ebene Ausrichten von Planplatten und Distanzstücken an den Stirnflächen ist aber vor dem Sprengen nur mit geringerer Genauigkeit möglich. Deshalb wurde bei einem zweiten Etalon mit Spiegelschichten aus Chrom die Kalibriertechnologie bereits in den Fertigungsprozess integriert. Um dasselbe Abstandsmaß wie beim ersten Etalon zu erhalten, wurde das erste Etalon in seine Einzelteile zerlegt. Durch Erwärmung auf  $50^\circ\text{C}$  konnten die Verbindungsstellen zerstörungsfrei gelöst werden. Die Distanzstücke wurden für das zweite Etalon wiederverwendet.

### 8.1.3 Fertigungsbezogene Kalibrierung des Etalons

Wesentlich einfacher als die vorgestellten Varianten der in-situ-Kalibrierung ist die Messung der separierten Distanzstücke durch absolutinterferometrische Stufenmessung zu realisieren (**Variante 6**). Dieses Verfahren wird standardmäßig zur Endmaßkalibrierung an der Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig verwendet. Abbildung 8.6 zeigt eine schematische Darstellung des von [BÖNSCH, 2001] beschriebenen Absolut-Interferometers mit Kamera, stabilisierten Lasern, Frequenzweiche und PC-gesteuerter Datenerfassung für Materialtemperatur (1), Luftdruck (2), Lufttemperatur (3) und Luftfeuchte (4). Der Aufbau basiert auf einem Twyman-Green-Interferometer. Die Position des Referenzspiegels wird mittels Piezotisch im closed-loop-Modus stabilisiert. Das Endmaß wird auf einem rotierbaren Tisch angesprengt bzw. angeschoben. Die Umgebungstemperatur ist auf  $\pm 0,04 \text{ K}$  stabilisiert. Nacheinander wird mit jeder der drei festen Wellenlängen ein Kamerabild des Interferenz-Streifenmusters in verschiedenen Stellungen des Rotationstisches aufgenommen. Zur Bestimmung des Endmaßes wird der von der Wellenlänge abhängige optische Phasensprung an den Rändern des Maßkörpers ausgewertet.

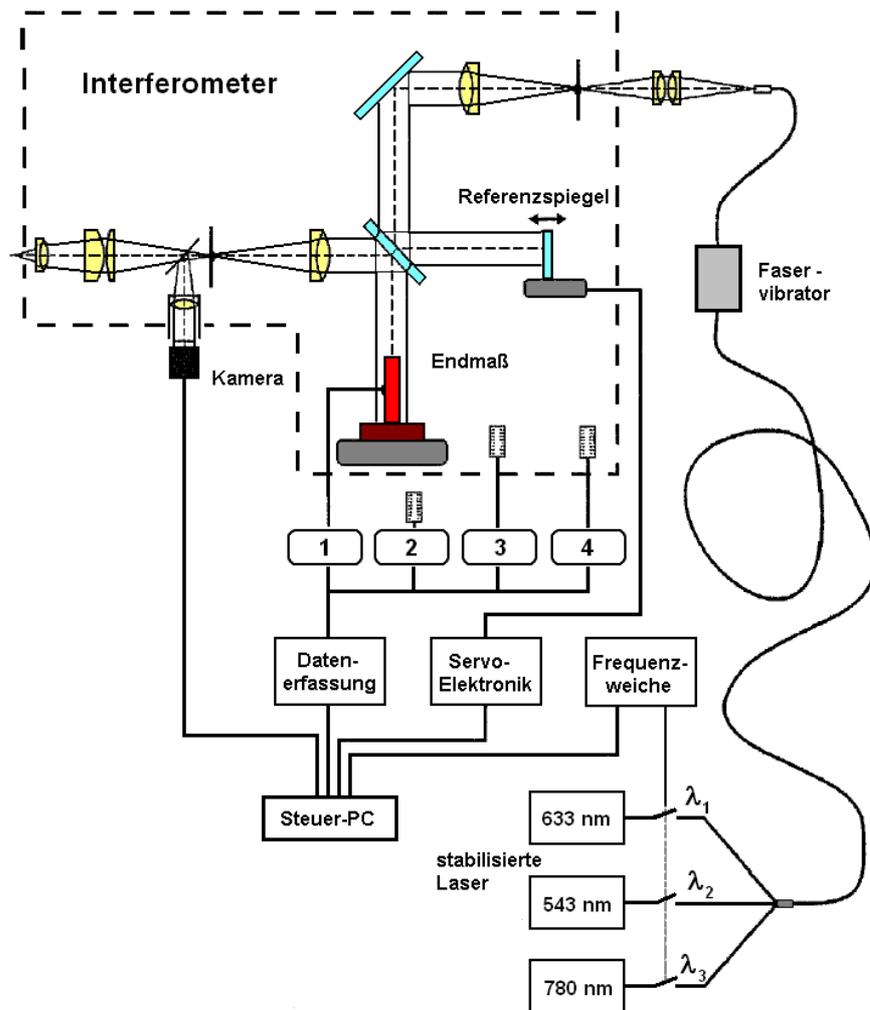


Abb. 8.6: Prinzip der Endmaßkalibrierung

Der Eindeutigkeitsbereich der optischen Messung liegt bei  $10\ \mu\text{m}$ . Für die Lösung der Phasenmehrdeutigkeiten ist darum das Absolutmaß durch mechanische Messung (z.B. mit Messschraube) näherungsweise vorzugeben. Die von der PTB kalibrierten Distanzstücke des Etalons ergaben Abweichungen zwischen  $+856\ \text{nm}$  und  $+861\ \text{nm}$  zum Nennmaß von  $10.000\ \mu\text{m}$ , also ein Endmaß von  $10.000.859\ \text{nm}$ . Die Messunsicherheit wurde mit  $10\ \text{nm}$  angegeben. Das Kalibrierprotokoll ist in Anlage 4 ersichtlich. Die Ebenheit wurde mit  $\lambda/30$  angegeben, was nicht ganz der vom Hersteller versprochenen  $\lambda/100$  entspricht. Gleiches wurde für die Ebenheit der Planplatten des ersten Etalons testiert. Abbildung 8.7 zeigt die Interferenzbilder bei Kalibrierung der vier Distanzstücke. Nimmt man eine Maximalabweichung von  $20\ \text{nm}$  für die Distanzstücke an, lässt sich für das kalibrierte Etalon eine Nichtparallelität der inneren Etalonflächen (Keilfehler) von maximal  $0,04\ \text{mgon}$  abschätzen. Gleiches gilt für die Nichtparallelität der Planplatten. Da die  $20\ \text{nm}$  aber eher die Ebenheit als die Parallelität der Schliefflächen betrifft, dürften die Keilfehler deutlich geringer ausfallen. Nimmt man die Abweichungen der Distanzstücke als Berechnungsgrundlage, lässt sich der Keilfehler der inneren Etalonflächen mit  $0,01\ \text{mgon}$  angeben.

Dass das Kalibrierergebnis der Endmaße um  $5\ \mu\text{m}$  vom Ergebnis nach Variante 2 abweicht, zeigt, dass die Vergleichsgenauigkeit der Autokollimationsmessungen durch systematische Abweichungen beeinträchtigt wurde, die allein aus der Wiederholgenauigkeit nicht ersichtlich sind. Die hierfür in Frage kommenden Einflüsse wurden bereits genannt. Da die absolutinterferometrische Stufenmessung sowohl im Hinblick auf den Aufwand als auch hinsichtlich der Wiederhol- und Vergleichsgenauigkeit der Messung besser abschneidet als das Verfahren nach Variante 2, ist die separate Kalibrierung der Distanzstücke der Kalibrierung des fertigen Etalons vorzuziehen. Der Abstand der inneren Etalonflächen dürfte nach Auskunft der PTB nur 1 bis 2 nm vom kalibrierten Maß der Distanzstücke abweichen.

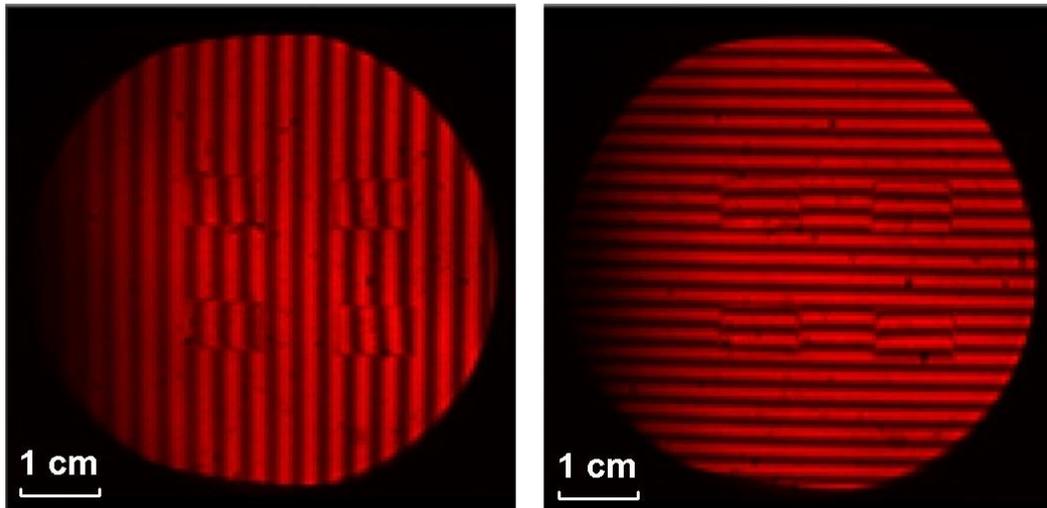


Abb. 8.7 : Interferenzbilder der Distanzstücke bei  $\lambda = 633 \text{ nm}$

Die für die Anspengung (auch: Anschub) vorgesehenen Randbereiche der Planplatten dürfen nicht verspiegelt sein. Für die Bestimmung des Abstandes der Spiegelflächen nach Variante 3 oder 6 muss deshalb separat die Dicke der Spiegelschichten auf dem Zerodur-Substrat gemessen werden. Dies kann am einfachsten ebenfalls mit dem AFM realisiert werden. Bei dielektrischer Verspiegelung wurde für die Summe der Einzelschichten eine Dicke von  $1,14 \mu\text{m}$  ermittelt. Für das Etalon mit Chromverspiegelung an den Innenflächen wurde eine Schichtdicke von  $180 \text{ nm}$  gemessen bei einer Messtemperatur von  $23^\circ\text{C}$ . Unter Berücksichtigung der halben Eindringtiefe ergibt sich beim Etalon mit Chromspiegeln ein Innenmaß  $D = 10.000.499 \text{ nm}$ . Auch diese Messung wurde vor der Endmontage an den separierten Planplatten vorgenommen (siehe Anlage 5). Hier ist anzumerken, dass die notwendige Kantensteilheit der Spiegelschicht bei der Beschichtung nur dann erricht wird, wenn für das Abdecken der spiefelfreien Bereiche eine sehr flache Blende verwendet wird.

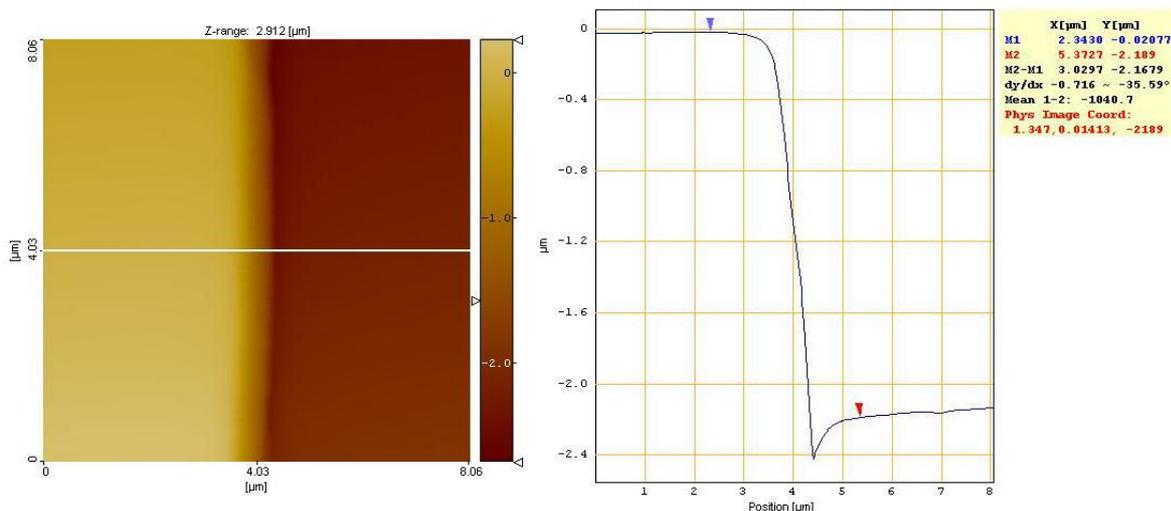


Abb. 8.8: Scanbild des Topometrix bei gestuftem Profil

Bei hohen Blenden kommt es während der Beschichtung zu Abschattungen, wodurch die Flanke u. U. breiter wird als der Messbereich des AFM. Im vorliegenden Beispiel wurde das Problem durch Wegätzen der Flanke an einer kleinen Stelle gelöst. Eine denkbare Alternative, die höchste Genauigkeit verspricht, wäre das Verwenden eines AFM's mit einem Cantilever-Array [KIM ET. AL., 2005].

Um einen Einsatz des Verfahrens nach Variante 3 bei der fertigungsbezogenen Kalibrierung zu testen, wurden drei gleichartige Planplatten nach dem Schleifen und Polieren zusammengesprengt. Bei diesem „Sandwich“ wurden zwei gegenüberliegende Stirnflächen geschliffen und poliert, so dass eine Messung nach Variante 3 möglich war. Im Fertigungsprozess des Etalons wäre anschließend das Sandwich wieder aufzutrennen, um aus der mittleren Planplatte die Distanzstücke zu schneiden. Abbildung 8.8 zeigt das Ergebnis einer Trennflächendetektion mit AFM vor dem gemeinsamen Polieren der Stirnfläche. Man sieht deutlich eine gestufte Kante zwischen zwei ebenen Plateaus, allerdings mit einem Winkel von  $70^\circ$ . Die in Anlage 6

dargestellten Daten des verwendeten Tips zeigen einen Öffnungswinkel des Tips von 40°. Scannt ein solcher Tip über eine rechtwinklige Kante, entsteht zwangsläufig der in Abbildung 8.9a dargestellte um 70° geneigte Kantenverlauf. Von der Verwendung eines Tips mit kleinerem Öffnungswinkel ist im Hinblick auf die Stabilität abzuraten. Die Neigung des rechten Plateaus ist durch die Nichtlinearität des AFM's zu erklären. Dass die geneigte Kante im Bild bis unter das rechte Plateau reicht, kann nur durch Vorhandensein eines Spaltes an der Trennfläche erklärt werden. Abbildung 8.9b liefert dafür den theoretischen Nachweis. Ob ein Spalt mit dem AFM detektiert werden kann, hängt von der Geometrie des Tips und der Geometrie des Spalts ab.

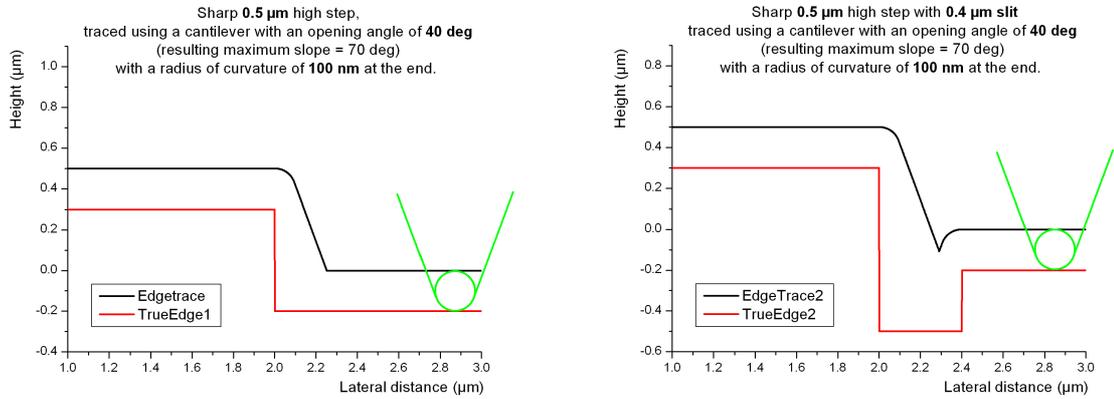


Abb. 8.9a und 8.9b: Trennflächendetektion bei gestufter Kante ohne bzw. mit Spalt

Es lässt sich demnach anhand der Messdaten ein durch Absplitterung entstandener Spalt vermuten, der auch visuell erkennbar war. Das exakte Stirnflächenprofil kann allerdings nur bei genauer Kenntnis der Form des Tips aus den gemessenen Daten errechnet werden. Im Umkehrschluss ließe sich die aktuelle Tipform durch Scan über ein Sollprofil (rechteckige Nut) ermitteln. Die vom Hersteller angegebene Tipform darf höchstens bei unbenutzten Tips erwartet werden. In Ermangelung eines geeigneten Sollprofils konnte diese Untersuchung nicht mehr in der Arbeit berücksichtigt werden.

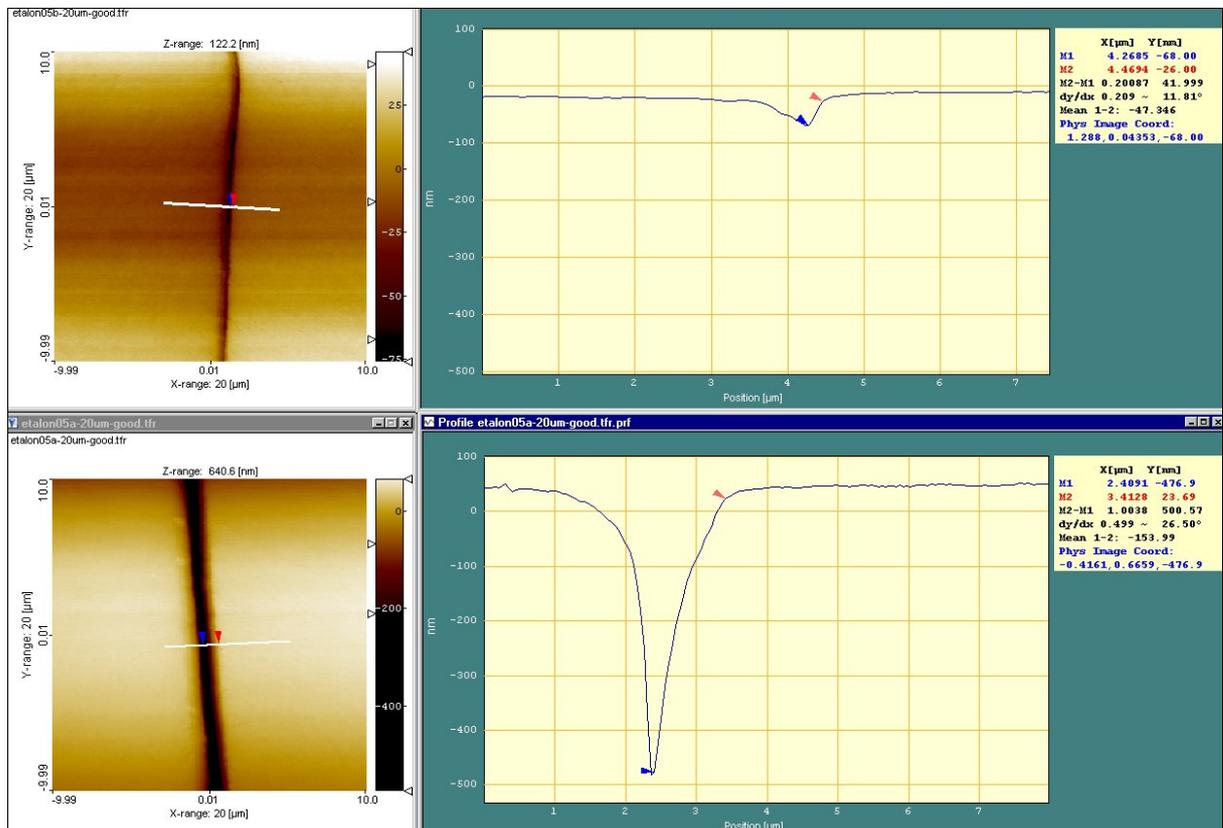


Abb. 8.10 : Detektion der beiden Trennflächen

Nach dem gemeinsamen Polieren der Stirnflächen sollten die Kanten eigentlich verschwunden sein. Wie Abbildung 8.10 zeigt, ist der Spalt an beiden Trennflächen noch immer vorhanden, allerdings ist er an einer Trennfläche breiter bzw. tiefer als an der anderen. Die Scanbilder zeigen Höhenunterschiede von 100 nm bzw. von 500 nm. Eine gute Detektion der Kante als Zentrum bzw. als tiefster Punkt des Spaltes setzt annähernde Symmetrie der Absplitterungen voraus. Ob eine solche Annahme gerechtfertigt ist, hängt von der Schliffrichtung ab und lässt sich im Einzelfall durch Messung der Plattendicke an verschiedenen Stellen prüfen. Alternativ kann von rechter Flanke zu rechter Flanke gemessen werden. Im vorliegenden Fall kann der Fehlereinfluss der Kantendetektion auf die Bestimmung der Plattendicke aus den Messungen mit etwa 100 nm abgeschätzt werden. Hinzu kämen noch die Abweichungen der interferometrischen Messung und die Nichtlinearität des quer zur Kante scannenden Piezos.

Die als Variante 3 entwickelte Technologie eignet sich prinzipiell zur Vermessung von Planplatten und Endmaßen aus Zerodur oder Invar und wäre auch zur fertigungsbezogenen Kalibrierung des Etalons einsetzbar. Ob damit bei Einhaltung der genannten Randbedingungen die Genauigkeit der absolutinterferometrischen Messung erreichbar ist, müssen künftige Untersuchungen zeigen.

#### 8.1.4 Das Kardan

Nach dem Einbau des Etalons ins Kardan sind die Laser zu justieren, die Achsenabweichungen und die Lage des Pivotpunktes zu bestimmen. Die *Bestimmung der Achsenabweichungen* erfolgte beim Prototyp gemäß Abschnitt 7.2 durch Autokollimation eines Präzisionstheodolits und Messung in mehreren Spiegellagen. Durch Messung in zwei Spiegellagen mit Drehung um die Schwenkachse und Mittelung der durch Autokollimation gemessenen Werte für Horizontalrichtung und Vertikalwinkel ( $H_z$  und  $V$ ) kann das Etalon senkrecht zur Schwenkachse gestellt werden.

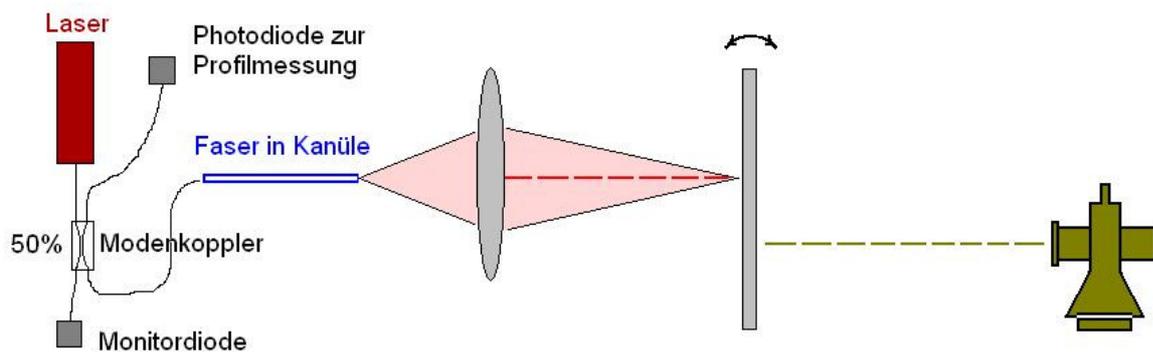


Abb. 8.11 : Autokollimation eines Lasers

Vor der *Justage des internen Lasers* parallel zur Schwenkachse sollten Abweichungen der Schwenkachse, der Spiegelachse und der Kippachse zumindest bekannt oder, soweit möglich, wegjustiert worden sein. Die Justage des Lasers kann durch Autokollimation des Lasers auf das senkrecht zur Schwenkachse gestellte Etalon erfolgen. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 8.11 skizziert. Über einen X-förmigen Modenkoppler mit Photodiode kann die Intensität des in die Faser rückgekoppelten Lichtes gemessen und so die Strahlage mit Maximumpeilung exakt bestimmt werden.

Hierzu wurden zunächst Genauigkeitsuntersuchungen angestellt. Anstelle der Justage des Lasers wurde die Maximumpeilung durch Scan mit dem Etalon bestimmt. Die Schrittweise Verkippung des Etalons mit gleichzeitiger Autokollimation des Theodolits auf der Rückseite des Etalons liefert ein vom Kippwinkel abhängiges Profil des autokollimierten Lasers. Abbildung 8.12 zeigt ein solches Profil, wobei die in der Abszisse aufgetragene Horizontalrichtung hier gleichzeitig dem Winkel  $\alpha$  aus Abbildung 8.2 entspricht. Das Signal der Photodiode wurde verstärkt, computergesteuert erfasst und in jeder Scanstellung über einen Zeitraum von 15 bis 20 Sekunden gemittelt, um das Rauschen zu minimieren. Zur exakten Bestimmung der Maximumpeilung wurde ein Gaußfit des gemessenen Profils programmiert, d.h. eine ausgleichende Normalverteilungskurve mit vier Freiheitsgraden. Gleichzeitig wurde mit dem anderen freien Ende des Modenkopplers und einer zweiten Photodiode die eingekoppelte Leistung der Laserdiode als Referenz gemessen. Letzteres war notwendig, da die Messung eines Profils ca. 10 Minuten in Anspruch nahm. Vorwiegend thermisch bedingte Schwankungen der eingekoppelten Laserleistung würden die Profilmessung verfälschen. Der Einfluss wurde über linearen Abgleich mit Hilfe der Referenzmessung minimiert. Verwendet wurde ein 50 %-Modenkoppler und Single-Mode-Fasern für 633 nm. Vor der Messung wurden die Position

und Richtung der Kanüle bezüglich der Linse, die Fokusslänge und die Verstärkung der Diodensignale optimiert.

Die Standardabweichung der einzelnen Maximumpeilung wurde empirisch durch wiederholte Profilmessung mit 2 mgon ermittelt. Sie hängt nicht nur von der Anzielgenauigkeit bei der Autokollimation mit Theodolit und somit vom Beobachter ab, sondern beinhaltet auch eventuelle Richtungsschwankungen des Lasers bzw. des mechanischen Aufbaus und die Restabweichung der Messung der eingekoppelten Laserleistung. Mit automatisierter Autokollimation wäre sicher noch höhere Präzision erreichbar. Eine Verbesserung der Präzision ist auch durch Mehrfachmessung und durch Stabilisierung des bei den Tests nicht ganz optimalen mechanischen Aufbaus zu erwarten. Dieses Verfahren der Profilmessung kann nach der Justage des Lasers genutzt werden, die Laserachsenrestabweichung zu bestimmen. Bei  $\vartheta = 0$  oder  $\vartheta = 200$  gon kann die vertikale Laserachsenabweichung und bei  $\vartheta = \pm 100$  gon kann die horizontale Laserachsenabweichung bestimmt werden.

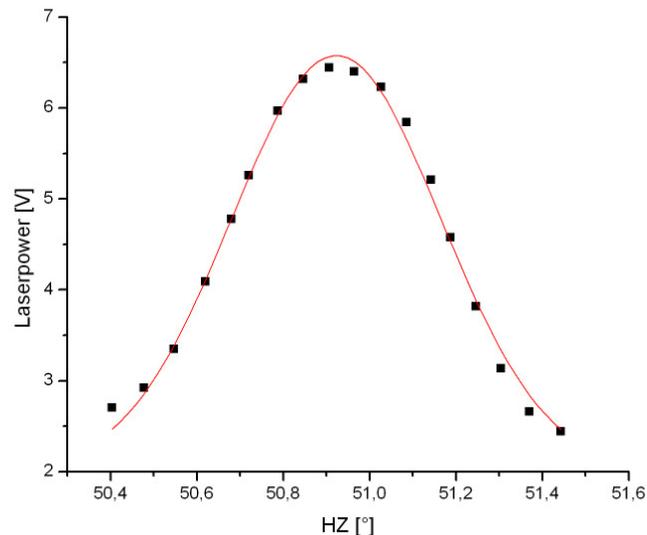


Abb. 8.12: Bestimmung der Maximumpeilung mit Gaußfit

Der senkrechte Abstand des Pivotpunktes zum Kopfende des Etalons wurde photogrammetrisch ermittelt. Als Maßstab diente die mit Messschraube überprüfte Breite des Etalons. Der senkrechte Abstand des Pivotpunktes zur oberen Spiegelfläche wurde durch Distanzmessung mit einem TCR 1103 von Leica Geosystems auf das Etalon in zwei Spiegellagen ermittelt. Die empirisch ermittelte Standardabweichung der Mittel aus je 25 Messungen betrug in beiden Lagen 0,1 mm. Die Hälfte der Differenz aus dem kalibrierten Abstand der äußeren Spiegelflächen und der Differenz von erster und zweiter Spiegellage liefert den gesuchten Wert.

### 8.1.5 Strahlagenullstellung

Nach weitest gehender Beseitigung der Laserachsenabweichung ist die Strahlagenullstellung zu definieren, d.h. die Stellung des Etalons, bei der  $\Phi = 0$  und  $\vartheta = 0$  sind, und die homologe Position des Laserspots auf dem Positionsdetektor.

Die Definition der Etalonstellung  $\Phi = 0$  gon wäre durch Autokollimation mit zwei Theodoliten in der Horizontalen wie unter Abschnitt 8.1.1 möglich. Eine Definition der Nullstellung des Etalons für beide Achsen ( $\Phi, \vartheta = 0$ ) in Bezug zur Horizontalvisur eines Theodolits kann gemäß Abbildung 8.13 erfolgen. Als Referenz dient hier einmal der parallel zum Laser justierte horizontale Zielstrahl des Theodolits und

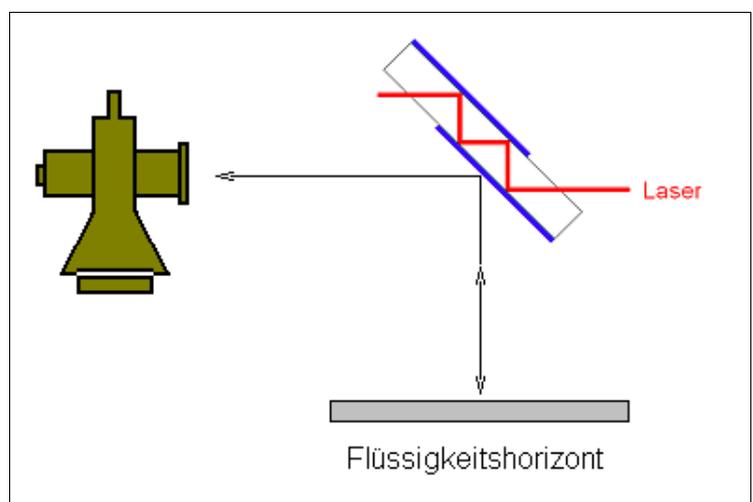


Abb. 8.13: Definition der Nullstellung für  $\Phi$  und  $\vartheta$

zum anderen ein Flüssigkeitshorizont. Durch Autokollimation des an der Unterseite des Etalons und am Flüssigkeitshorizont gespiegelten Zielstrahles lässt sich die Nullstellung des Etalons ermitteln. Die exakte Autokollimation zum Flüssigkeitshorizont setzt eine Justage-Rotation des Kardans um die Stehachse voraus. D.h. durch Autokollimation in vertikaler Stellung des Etalons ist das Kardan zunächst so auszurichten, dass die Laserachse bzw. die Schwenkachse parallel zum Zielstrahl des Theodolits stehen. Anschließend wird die Nullstellung ermittelt. Danach erfolgt die Positionierung und Ausrichtung der Quadrantendiode oder der CCD zum ausgelenkten Laser.

### 8.1.6 Kalibrierung des Kugelzentrums

Das Problem der Signalstärke in Abhängigkeit von der Reichweite der Pseudostreckenmessung wurde bereits diskutiert. Verwendet man einen Laser mit sehr leistungsstarken Pulsen, dann kann unter Umständen auf eine Optik zur Strahlformung verzichtet werden. In diesem Fall definiert der Austrittspunkt des Laserpulses an der Diode bzw. am Faserausgang ein ortsfestes Kugelzentrum für die Ausbreitung des Pulses. Der Abstand zum Pivotpunkt des Kardans kann geometrisch gemessen werden.

Wird eine Optik mit oder ohne Axicon verwendet, um den Öffnungswinkel invariant festzulegen bzw. den Strahl ringförmig zu formen, dann definiert der resultierende Öffnungswinkel ein imaginäres Kugelzentrum  $Z$  gemäß Abbildung 8.14. Bei exakter Justage der optischen Bauteile sollte  $Z$  auf der optischen Achse des Abbildungssystems liegen. Wenn zur Spiegelung am Etalon ein Zwischenfokus verwendet wird, kann  $Z$  auch auf der gespiegelten optischen Achse oberhalb der Spiegelfläche zu liegen kommen. Die Lage von  $Z$  bezüglich des Pivotpunktes des Kardans kann durch eine Systemkalibrierung bei bekannter Geometrie zwischen Pivotpunkt und Referenzpunkten ermittelt werden. Der geometrische Abstand stellt eine Nullpunktabweichung für die Pseudostreckenmessung dar.

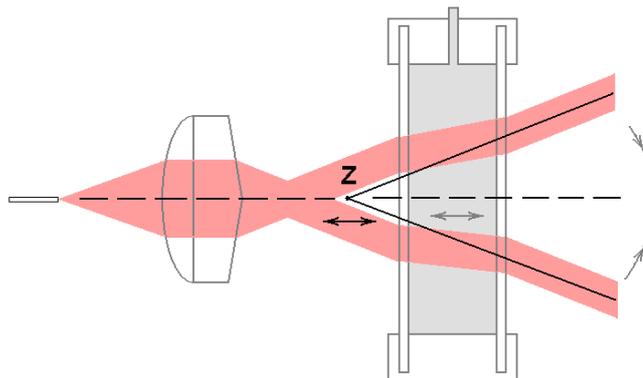


Abb. 8.14: imaginäres Kugelzentrum

Wird eine variable Optik auf Basis einer Flüssiglinse oder verschiebbarer Linsen verwendet, die den Öffnungswinkel der Einsatzgeometrie anpassen, dann verschiebt sich mit dem Öffnungswinkel auch die Lage des imaginären Kugelzentrums auf der optischen Achse des Abbildungssystems. In diesem Fall ist die Lage von  $Z$  als Funktion des Öffnungswinkels bzw. der mechanischen Stellgrößen zu kalibrieren.

## 8.2 Mechanische Fehlereinflüsse

Neben den konstruktiv bzw. durch die Herstellung bedingten Achsabweichungen des Kardans gibt es vorwiegend thermisch induzierte, mechanische Fehlereinflüsse, die bei der elektrooptischen Richtungs- und Streckenmessung wirken. Einen Überblick zu möglichen mechanischen Fehlereinflüssen findet man u.a. bei [MOORE, 1985].

### 8.2.1 Mechanische Fehlereinflüsse des optischen Aufbaus

Eine der größten Quellen für systematische Abweichungen bei optischen Aufbauten ist die Materialtemperatur  $T_M$  [SCHRÖDER, 1990]. Die thermische Längenausdehnung technischer Werkstoffe wird üblicherweise auf die Länge bei Raumtemperatur (20°C) bezogen und lautet

$$\frac{\Delta L}{L_{20^\circ\text{C}}} = \alpha \cdot (T_M - 20^\circ\text{C})$$

Der Längenausdehnungskoeffizient einiger technischer Werkstoffe ist in Tabelle 8.1 aufgeführt. Die meisten Werte sind [THIEL, 1993] entnommen.

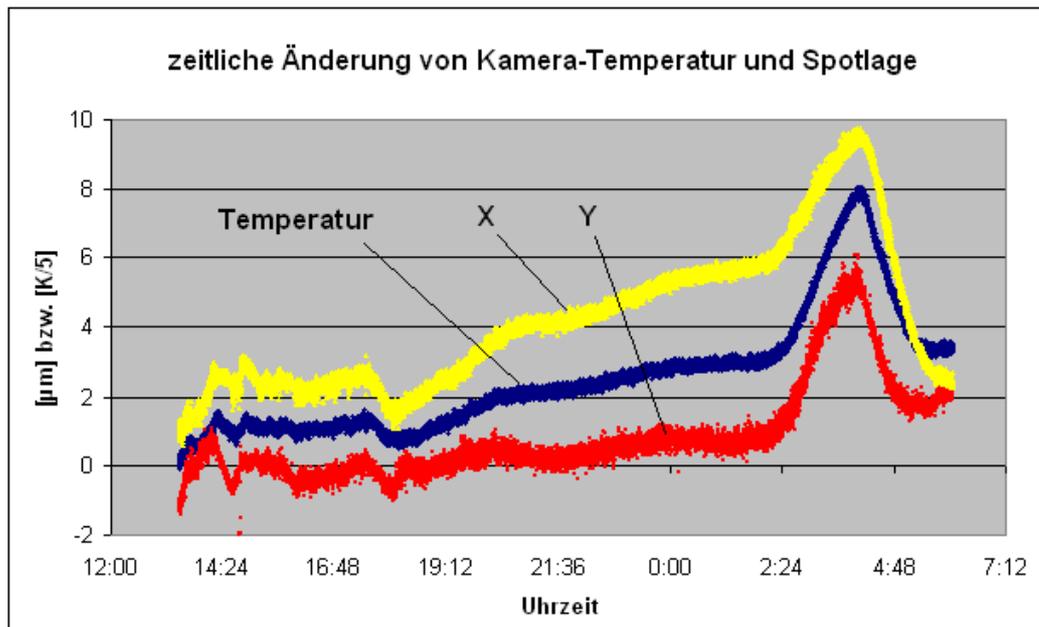
Werkstoff	$\alpha$ in [ppm/K]	Werkstoff	$\alpha$ in [ppm/K]
Aluminium	23,5	Kohlenstoffstahl	12,0
Al-Legierungen	19,4 bis 24,7	Hartgestein	5 bis 7,5
Gusseisen	9,0	BK7-Glas <sub>-30°C bis +70°C</sub>	7,1
Invar (36 Ni)	0,9	Quarzglas	0,45
Chromstahl	11,0	Zerodur	0 bis 0,05
CFK (anisotrop)	-0,5 bis +0,2	Lithosil	0,5

Tab. 8.1: Längenausdehnungskoeffizient einiger Werkstoffe (zwischen 0°C und 100°C)

Zerodur ist ein glaskeramischer Werkstoff mit sehr kleinem thermischen Ausdehnungskoeffizienten, der im Bereich von -30°C bis +70°C bei  $\alpha \leq 1,5 \cdot 10^{-8}$  liegt [LONDIG / PANNHORST, 1985]. Zerodur ist formstabil, porenfrei und zeigt nahezu keine Alterungserscheinungen. Aufgrund seiner physikalischen und chemischen Homogenität ist er auf wenige nm genau bearbeitbar ( $\lambda/100$ ). Da aufgedampft Aluminium gut haftet und mit CR-Schwefelsäure und Natronlauge problemlos wieder gelöst werden kann, ist Zerodur als Spiegelträgermaterial bestens geeignet [KRANZER, 1982]. Zerodur, das seine Eigenschaften durch eine kontrollierte Temperaturbehandlung während der Abkühlphase beim Herstellungsprozess erhält, schrumpft jedoch mit einer relativen Längenänderung von ca.  $10^{-7}$  pro Jahr [BAYER-HELMS ET AL, 1985]. Das Etalon wurde aus Zerodur gefertigt.

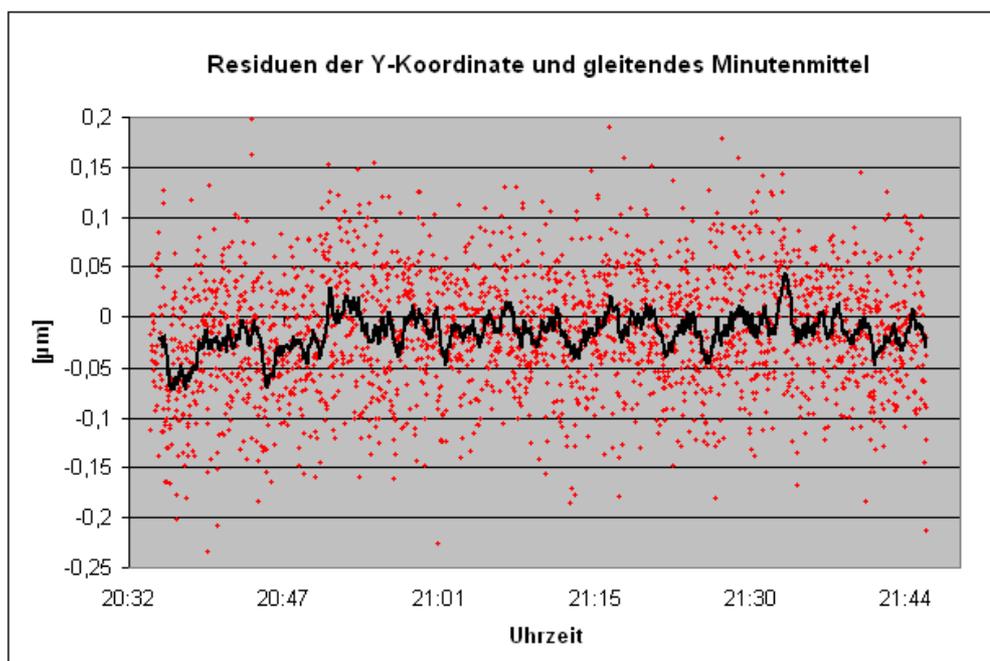
Eines der mechanischen Hauptprobleme betrifft die Positionierung des freien Faserendes des internen Lasers relativ zur abbildenden Linse und die Positionierung der Linse relativ zur CCD. Beide geometrischen Beziehungen sind thermisch absolut stabil zu halten. Obwohl der Faserpositionierer mit eingebautem Linsenhalter aus Invar hergestellt wurde, traten hier Probleme bei der Positionierung der Faser auf. Die Faser musste in die verwendete Kanüle eingeklebt werden, da ein loses Einfädeln mechanisch nicht stabil genug war. Es ergaben sich durch die große Fokusslänge Differenzen der Spotlage auf der CCD von mehr als 10  $\mu\text{m}$  bei 5 K Temperaturänderung. Auch die Fixierung der Kanüle im Faserpositionierer musste an beiden Enden mit thermisch stabilem Klebstoff hergestellt werden. Für die Faser selbst wurde auch noch eine Zugentlastung geklebt.

Die nach dieser weitgehenden mechanischen Stabilisierung des Systems verbleibende Abhängigkeit des mechanisch-optischen Aufbaus von der Temperatur wurde bei fester Position des Piezotisches untersucht. Synchron zur Erfassung der Bilddaten wurde über eine 16Bit-AD-Wandlerkarte die Abfrage eines analogen Temperatursensors programmiert, dessen Präzision durch Mittelung mehrerer Messepochen statistisch auf  $s_T = 0,02$  K erhöht wurde. Mögliche Korrelationen der Temperaturmesswerte untereinander wurden bei der Berechnung wegen Unkenntnis vernachlässigt. Die Positionierung des Temperatursensors an verschiedenen Teilen des mechanischen Aufbaus ergab, dass die Temperatur im Inneren der Kamera selbst die höchste Korrelation mit den gemessenen Spotpositionen besitzt. Während bei Temperaturmessung am Faserhalter, am Kardan, an der optischen Bank oder am Piezotisch die Autokorrelation der Kurven erst nach ca. 1 Stunde ein Maximum erreichte, ergab die Positionierung des Thermosensors im Inneren des Kameragehäuses bereits nach 2 Minuten ein Maximum der Autokorrelation von 95 %. Der Versuch einer Stabilisierung der Gehäusetemperatur mittels geregelter Peltierkühlung brachte nicht die gewünschten Ergebnisse, weshalb eine Kalibrierung unabdingbar war.



**Abb. 8.15: zeitlicher Verlauf von Kamera-Temperatur und Spotlage**

Die verwendete CCD zeigte nicht nur vertikale Driften mit  $2,7 \mu\text{m} / \text{K}$  sondern auch horizontale thermische Driften mit etwa  $4 \mu\text{m} / \text{K}$ . Die Korrelation mit der Temperaturkurve war jedoch in vertikaler Richtung wesentlich besser als in horizontaler Richtung (Abb. 8.15). Dass das besonders im rechten Bereich der Abbildung sichtbare Problem der Nichtlinearität die horizontale Justage der Laseroptik betraf, wurde dadurch ermittelt, dass bei Messung mit um  $90^\circ$  gedrehter Kamera die Korrelation in horizontaler Richtung sehr gut war, in vertikaler Richtung jedoch nicht. Die unterschiedlichen Driftbeträge sind auf die Lagerung des Positionssensors innerhalb des Kameragehäuses zurückzuführen. Die Öffnung des Gehäuses ergab, dass die Platine nur am linken Rand des Gehäuses angeschraubt war, so dass die thermische Ausdehnung der Platine eine einseitig horizontale Drift bewirkte. Am rechten (freien) Rand saß zudem noch die FireWire-Buchse, so dass auch die Steifigkeit des Kabels eventuelle Abweichungen von der Linearität verursachen könnte. Leider gelang es bei der verwendeten Kamera nicht, diese Probleme der Lagerung zu beheben. Bei besser gelagerten CCD-Sensoren sollte jedoch die Kalibrierung in beiden Achsrichtungen gute Ergebnisse liefern. Eine gute Lösung ist die Halterung des CCD-Chips auf einem Keramiksubstrat [BECKERT, 2005], was auch in geodätischen Instrumenten teilweise verwendet wird. Ohne eine thermisch stabile Halterung des CCD-Chips, Thermostabilisierung mittels Peltier bzw. thermische Kalibrierung sind Genauigkeiten im Submikrometer-



**Abb. 8.16: Residuen nach linearer Temperaturkorrektur**

bereich, wie sie in vielen photogrammetrischen Veröffentlichungen propagiert werden, nur bei Bestimmung von Strecken innerhalb eines einzelnen Bildes erreichbar. Kameras mit Peltier-Kühlung sind kommerziell erhältlich.

In Zeiträumen, in denen die thermische Drift linear war, ergab sich nach Korrektur der Drift eine empirische Standardabweichung in einer Achse von weniger als 100 nm für eine Messzeit von zwei Sekunden (Mittel aus 20 Bildern). Bei annähernd gekapseltem Strahlengang sinkt die Standardabweichung um den Faktor 2. Dadurch konnte für das Mittel aus 600 Einzelbildern (1 Minute Messzeit) eine Standardabweichung der Laserspotkoordinaten von  $s_{y,z} = 15$  nm (Lagestandardabweichung von 20 nm) bei einer Fokusslänge des Lasers von 0,5 m empirisch nachgewiesen werden (Abb. 8.16). Das entspräche einer Restabweichung der Kippwinkelmessung von  $s_{\phi} = 0,06$  mgon. Bei kürzeren Fokusslängen, d.h. kürzerem Abstand zwischen Linse und Kamera, war das Positionsrauschen des Laserspots deutlich geringer und Standardabweichungen unter 10 nm wurden bei Mittelung über 30 s Messzeit erreicht. Diese Werte sind aber vor dem Hintergrund der nichtlinearen thermischen Effekte und der Wirkung der nicht sensitiven Pixelzwischenräume nicht als tatsächliche Präzision zu interpretieren. Was sich aus diesen Messwerten allerdings ableiten lässt, ist die Aussage, dass die Richtungsstabilität des Lasers innerhalb des Messzeitraums besser als  $s_r = 0,03$  mgon war. Dass die amerikanische Firma On-Trak für ein ähnliches Lasermodul namens OT-4040 ML eine doppelt so hohe Richtungsstabilität verspricht, zeigt, dass der ermittelte Wert durchaus als realistisch eingeschätzt werden kann.

### 8.2.2 Lagerung des Kardans

Der Prototyp des Kardans wurde mit Wälzlagern hergestellt, da dies für die Laboruntersuchungen zunächst ausreichend erschien. Im Hinblick auf den praktischen Einsatz sind mögliche Alternativen in Betracht zu ziehen, denn Rundlaufgenauigkeit und Stabilität der Achsenlage haben entscheidenden Einfluss auf die Stellung des Etalons. Höchste diesbezügliche Ansprüche werden durch Luftlager erfüllt, deren Einsatz zur entkoppelten kardanischen Lagerung eines Spiegels von [HOF, 1987] gezeigt wurde. Die Abweichungen des Kardans haben durch die Entkoppelung mittels Steuerfäden und Federung keinen Einfluss auf die Rundlaufgenauigkeit. Sphärische Luftlager sind von Vorteil, wenn der Reflexionspunkt invariant im Pivotpunkt liegen soll. Der Schwenkbereich ist hier jedoch durch die Verwendung von Halbkugeln auf theoretisch 200 gon, praktisch eher 100 gon in beiden Achsen begrenzt. Für eine zweiachsige Lagerung mit Drehbereichen bis  $\pm 20^\circ$  sind auch Kreuzfedergelenke sehr gut geeignet. Es handelt sich hier um Gelenke oder Drehlager mit gekreuzten Blattfedern, die reibungs- und spielfrei arbeiten. Ein weiterer Vorteil ist ihre kompakte Bauweise. Hier wären jedoch die Abhängigkeit des Mittelpunktversatzes und der Federkonstante vom Drehwinkel zu kalibrieren.

Für das Etalon sind Stabilität, Spiel und der Rundlauf der Lagerung unkritisch, so lange es sich um parallele Verschiebungen handelt. Erst bei Verkippung oder Verschwenkung des Etalons durch Abweichungen der Lagerung ergeben sich Änderungen der Strahlauslenkung, allerdings spiegeln diese sich auch in homologen Änderungen der Messwerte wider. So lange die Messwerte der Winkel achsenunabhängig abgegriffen werden, sind Abweichungen der Lagerung nur dann relevant, wenn sich dabei der Wert der Laserachsenabweichung ändert bzw. eine Rotation des Etalons um die Stehachse resultiert. Eine Rotation um die Stehachse durch Änderung von Kipp- und Schwenkwinkel auszugleichen, würde die Messwerte erheblich verändern. Innerhalb eines sehr begrenzten Messbereiches ( $\pm 2,5$  gon) sind entsprechende Untersuchungen des Kardans durch Autokollimation eines Theodolits auf das Etalon möglich. Um die Lagerung von Kipp- bzw. Schwenkachse im Messbereich rings um die Nullstellung des Etalons zu untersuchen, ist die Messanordnung mit Flüssigkeitshorizont gemäß Abschnitt 8.1.5 geeignet. Für die Untersuchung einer Achse muss sich die jeweils andere Achse in Nullstellung befinden. Eine Rotation um die Stehachse bewirkt eine Verdrehung des reflektierten Fadenkreuzes.

### 8.2.3 Karbonfaserrahmen

Für den praktischen Einsatz der Pseudostreckenmessung zur Permanentbeobachtung ist eine feste geometrische Anordnung auf zwei Basen bzw. einem Rahmen empfehlenswert. Als Material eignet sich kreuzförmig gewickeltes CFK (Karbonfaser) wegen seiner mechanischen und thermischen Eigenschaften. Bei Montage der Sensoren auf einem solchen Rahmen muss eine 3D-Kalibrierung der Sensorgeometrie erfolgen. Dies kann nach neuestem Stand der Technik mit einem Lasertracker oder mit einem Theodolitmesssystem erfolgen. Die Überprüfung der thermischen Stabilität wäre durch Messung in einer Klimakammer möglich, wobei die

Messung von außen durch ein Sichtfenster erfolgen könnte. Eventuell vorhandene Maßstabsabweichungen sind je nach Geometrie des Rahmens bei der Definition der Referenzkoordinaten zu berücksichtigen.

Hinsichtlich der Orientierung des Rahmens in einem übergeordneten Koordinatensystem ist möglicherweise die feste Verbindung des Rahmens mit einem Sekundentheodolit sinnvoll. In diesem Fall muss eine Kalibrierung durch Bestimmung der horizontalen und vertikalen Nullrichtung des festen Fernrohrteilkreises bezüglich der Sensoren erfolgen bzw. durch Koordinierung der Sensoren im Koordinatensystem des Theodolits.

### 8.3 Elektronische Fehlereinflüsse

Im Prinzip werden fast alle elektronischen Bauteile und Schaltungen von der Temperatur beeinflusst. Dies äußert sich z.B. in einer Änderung des Arbeitspunktes bzw. des Rauschverhaltens. Allerdings gibt es auch andere systematische Effekte und Nichtlinearitäten, die es zu untersuchen gilt.

#### 8.3.1 Thermokalibrierung des TCSPC-Systems

Wie [YIN, 1992] bereits ausführte, ist die Bestimmung der Temperaturabhängigkeit eines EDM-Instrumentes nach dem Modell von [SPARLA, 1987] durch Messung der Außentemperatur möglich, wenn nur eine geringe Distanzabhängigkeit besteht. Dieser Ansatz ist bei Verwendung einer TCSPC-Karte nicht sinnvoll, da die Karte innerhalb des PC-Gehäuses diversen Wärmequellen ausgesetzt ist, die bei Messung der Außentemperatur nicht berücksichtigt werden. Hinzu kommt der Effekt der Eigenerwärmung, der anhand der blau markierten Abschnitte der Temperaturkurve (Abb. 8.17a) gut zu erkennen ist. Der Einfluss der meteorologischen Parameter entlang der Messstrecke ist also von den PC-internen Einflüssen zu trennen.

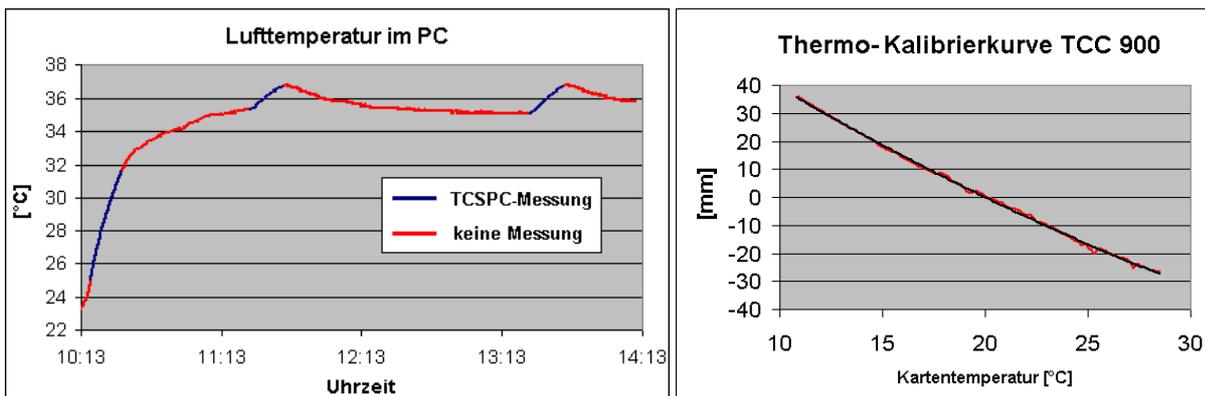


Abb. 8.17a und 8.17b : Eigenerwärmung und Kalibrierkurve der TCC 900

Wie bereits die ersten Messungen mit der TCC 900 ergaben, ist das Ergebnis der Zeitmessung temperaturabhängig. Hierbei sind zwei Effekte zu unterscheiden: die Einlaufphase nach dem Einschalten des Computers und die Abhängigkeit von der Umgebungstemperatur des PC's. Die Einlaufphase nach dem Neustart des Computers beinhaltet das Erwärmen der Messkarte auf Betriebstemperatur. Überlagert wird dieser Effekt natürlich durch die Erwärmung des Computers. Netzteil, Prozessor, Graphikkarte, Festplatten etc. heizen die Luft im PC-Gehäuse stark auf, da standardmäßig diverse Lüfter verwendet werden, um die Bauteile zu kühlen. Isolierung der Messkarte hat nur geringen Nutzen, da die auf der Unterseite der Karte befindlichen Spannungsregler und der Prozessor nach Auslösen der Messung stark Wärme erzeugen, die standardmäßig mit zwei auf der Karte montierten Lüftern abgeführt werden soll, was wiederum alle anderen Bauteile der Karte erwärmt. Dieses thermodynamisch sehr komplexe Problem kann im Sinne einer Stabilisierung bei Verwendung eines Standard-PC nicht gelöst werden. Versuche mit einer kombinierten Peltier-Wasserkühlung der heizenden Bauelemente waren nicht erfolgreich. Für die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit wurde deshalb der Temperaturkalibrierung des Systems den Vorzug gegeben. Vier Thermosensoren wurden an verschiedenen Punkten der TCSPC-Karte platziert. Die analogen Signale der Sensoren werden über eine eigens angefertigte Verstärkerschaltung und eine 16Bit AD-Wandlerkarte PAD 16 von Quancom in den PC eingelesen. Die Sensoren wurden vorab mit einem Präzisionsthermometer im Wasserbad kalibriert. Eine eigens entwickelte Software liest gleichzeitig TCSPC-Karte und AD-Wandlerkarte aus und korrigiert die TCSPC-Daten gemäß Kalibrierkurve (Abb. 8.17b). Die Restabweichungen resultieren aus der Messunsicherheit der Thermosensoren

( $\pm 0,1$  K). Durch Mittelung der Temperaturmessung über den wenige Sekunden langen Zeitraum der Histogrammbildung kann der Einfluss auf die Streckenmessung unter 0,1 mm gedrückt werden.

Alternativ zur Thermokalibrierung bleibt die Konstruktion eines MikroPC mit temperaturstabilisiertem Gehäuse künftigen Untersuchungen vorbehalten. Allerdings wurde ein gewisses Maß an Stabilisierung der PC-Innentemperatur durch Einbau eines 12-Zoll-Lüfters in der Seitenwand des PC-Gehäuses erreicht, der die warme Abluft des Prozessors sehr effektiv nach außen transportiert. Ändert sich die Umgebungstemperatur nicht, dann bleibt damit die Innentemperatur auf zwei Kelvin stabil. Zur Abführung der Wärme von einzelnen Bauteilen könnten auch Heatpipes genutzt werden. Unter Verzicht auf Lüfter im PC müssten dann allerdings alle Heizelemente mit separaten Heatpipes ausgestattet werden.

Bei der PicoHarp 300 handelt es sich um ein externes Gerät, d.h. der Thermohaushalt des angeschlossenen PC's spielt hier keine Rolle. Allerdings gibt es auch hier eine Temperaturregelung für den Zeitmesskreis. Nach Auskunft des Herstellers gibt es außerdem diverse lokale Regelkreise für andere kritische Größen. Nach dem Einschalten soll für Messungen mit hohem Genauigkeitsanspruch eine Aufwärmphase von 30 min abgewartet werden und die Umgebungstemperatur sollte auf  $\pm 5$  K konstant bleiben. Während der Einlaufphase kann das Messergebnis um ca. 30 ps driften. Wie weitere Tests mit einem Heißluftfön ergaben, ändert sich auch bei der PicoHarp das Messergebnis, wenn die Umgebungstemperatur nach der Einlaufphase um mehr als 5K steigt.

### 8.3.2 Gleichlichtkurve des TCSPC-Systems

Die Gleichlichtkurve ist eine Methode, die Homogenität der Kanalbreite über den gesamten Messbereich zu prüfen. Gibt man am Start-Eingang des TCSPC-Systems ein Triggersignal und schließt am Stop-Eingang einen SPAD-Empfänger an, dann erhält man bei Beleuchtung mit einer Gleichlichtquelle oder bei gedämpftem Tageslicht als Histogramm eine Gleichlichtkurve. Die Stopp-rate sollte nach Herstellerangaben maximal 1% der Startrate betragen. Normalerweise sollte die Kurve einer Gerade ähneln, welche parallel zur Abszisse verläuft. Ein solches Bild erhält man z.B. bei Verwendung einer PicoHarp 300 (Abb. 8.18a). Die Picoharp arbeitet mit Time-to-Digital-Converter (TDC), was für eine homogene Kanalbreite sorgt.

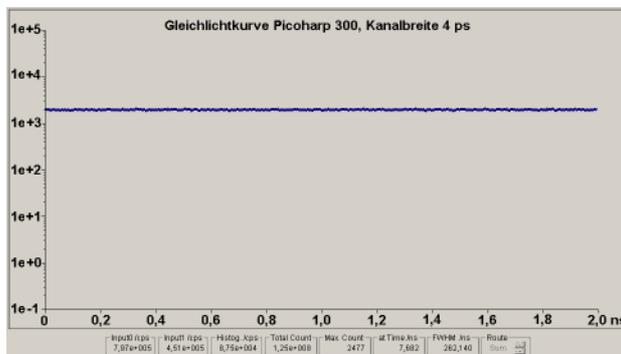
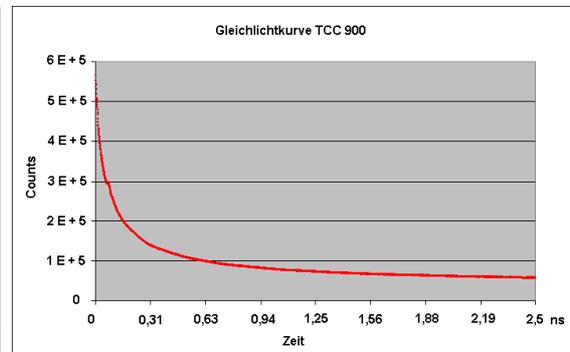


Abb. 8.18a: Gleichlichtkurve der Picoharp 300



8.18b: Gleichlichtkurve der TCC 900

Bei der TCC 900 ergab sich allerdings eine Kurve gemäß Abbildung 8.18b, was auf die Verwendung eines Time-to-Amplitude-Converters in Verbindung mit einem AD-Wandler (ADC) zurückzuführen ist. Diese Kurve korrespondiert mit dem in Abschnitt 6.1.3 gezeigten Kalibrierergebnis auf der Interferometerbahn, allerdings ergeben sich noch gewisse Unterschiede stochastischen Ursprungs. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein nach Öffnen des Zeitfensters ankommendes Photon den Stoppuls auslöst, ist bei Photonen, die zu Beginn des Zeitfensters eintreffen, am größten. Bei Photonen, die am Ende des Zeitfensters eintreffen, ist trotz geringer Stopp-rate die Möglichkeit gegeben, dass der Stoppuls bereits durch ein früher eintreffendes Photon auslöst wurde. Für die Korrektur des Messergebnisses ist deshalb die Kalibrierung auf der Interferometerbahn ausschlaggebend.

### 8.3.3 Stabilität der Laserleistung und Rauschen des Positionsdetektors

Bei Verwendung der Quadrantendiode als Positionsdetektor können Änderungen der Intensität des Lasers in der Auswertung als Lageveränderungen detektiert werden, da eine Normierung der Gesamtintensität wegen des Gaps besonders bei kleinen Laserspots nicht möglich ist. Für die Messung der absoluten Spotposition ist deshalb die CCD besser geeignet.

Bei der Messung eines CCD-Bildes findet durch die automatische Belichtungszeit-Steuerung bereits eine grobe Normierung statt. Hierbei wird der Einfluss von homogenem Streulicht auf das CCD-Bild bereits mit berücksichtigt. Für die Auswertung mit Gauß-Fit spielt die Gesamtintensität nur dahingehend eine Rolle, dass das Bild nicht überbelichtet sein darf und im Hinblick auf die Messauflösung auch nicht unterbelichtet sein sollte. Fehlpixel, die eine höhere Belichtung als ihre Umgebung suggerieren, und Streulicht können auch durch Messung eines Bildes ohne Laser kalibriert und vom jeweiligen Messbild subtrahiert werden.

Das Rauschen einer CCD mit Interline-Transfer liegt in einer Variation der Taktzeiten beim Auslesen der Ladungen begründet. Dies suggeriert eine Schwankung der Pixelgröße bei feststehendem Laserspot bzw. Intensitäts- und auch Richtungsschwankungen des Lasers. Dieses Rauschen der CCD kann jedoch durch Tiefpassfilterung, d. h. Messung mehrerer Bilder mit Mittelbildung, minimiert werden.

### 8.3.4 Richtungsstabilität des internen Lasers

Temperatur und Strom der Laserdiode sind verantwortlich für die Strahleigenschaften eines Lasers. Nach [BÜSING, 1987] ergeben sich eine temperaturbedingte Verschiebung der Emissionsachse durch Änderung des Brechungsindex der Laserdiodenschichten ( $dn/dT = 4 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  bei GaAs) und eine Änderung der Feldverteilung in Abhängigkeit von der Strahlungsleistung im Bereich weniger nm. Bei Verwendung einer Kollimatoroptik liefert die Verschiebung des Emissionszentrums in der Brennebene Winkeländerungen des kollimierten Strahls in Abhängigkeit von der Brennweite. Dazu kommen durch die Wärmeableitung der Laserdiode mechanische Lageänderungen von Laserdiode und Kollimatoroptik, die je nach Art und Material der Halterung deutlich größere Richtungsänderungen bewirken können. Ebenfalls nicht vernachlässigbar sind Deformationen des Strahlprofils durch chromatische Einflüsse der Linse auf die verschiedenen (wechselnden) Moden des Diodenlasers. Durch Temperaturstabilisierung der Laserdiode auf  $10^{-3} \text{ K}$  [BÜSING, 1987] sind Laser mit 1µrad Strahlstabilität kommerziell erhältlich. Bei 0,5 m Abstand zwischen Laser und CCD würde der Spot hier um  $0,5 \mu\text{m} / \text{K}$  schwanken. Dies konnte bei Untersuchungen mit dem IQ-Laserdiodensystem von Power Technology Inc. (Modell IQ1H 670-5-CLD-G9) bestätigt werden. Die Temperaturstabilisierung sorgt zudem für eine längere Lebensdauer der Laserdiode.

Richtungsänderungen werden durch eine Kollimatoroptik in Parallelversatz transformiert und umgekehrt. Das Einkoppeln eines temperaturstabilisierten Lasers in eine Single-Mode-Faser reduziert diesen Effekt auf richtungsbedingte Intensitätsschwankungen beim Einkoppeln. Da sich das Licht im Faserkern durch Totalreflexion ausbreitet, bleibt die Richtung des am freien Ende ausgekoppelten Strahles unabhängig von den Richtungsänderungen des Diodenlasers stabil. Voraussetzung ist, dass die Austrittsebene rechtwinklig zur Faserachse verläuft (siehe unten). In Abgrenzung zur Laserdiode wird der aus der Single-Mode-Faser ausgekoppelte freie Laserstrahl nachfolgend als Richtungsnormal bezeichnet.

Einkopplung des Strahls in eine Single-Mode-Faser mit  $5 \mu\text{m}$  Durchmesser liefert im Gegensatz zum Laserdiodenmodul ein gaußförmiges Strahlprofil, d.h. einen symmetrischen Spot, der sich auch gut fokussieren lässt. Letzteres ist bei Detektion durch eine CCD nicht nur vorteilhaft, um den Messbereich zu vergrößern (Spotgröße  $\ll$  CCD), sondern auch um aufgrund der hohen Intensität trotz Graufilter kurze Belichtungszeiten zu realisieren. Bei Fasern mit größeren Kerndurchmessern (Multi-Mode-Fasern) wird ein annäherndes Gauß-Profil durch Scrambling erreicht, d.h. die Faser wird in Schlingen gewickelt, um die höheren transversalen Moden durch seitliches Auskoppeln an den Biegestellen zu eliminieren.

Die Reduktion auf eine longitudinale Mode ist mit einer Single-Mode-Faser nicht erreichbar, d.h. das spektrale Modenprofil bleibt weitgehend erhalten. In diesem Zusammenhang ist die Abhängigkeit der Emissionswellenlänge des Lasers vom Betriebsstrom  $I$  und von der Temperatur  $T$  bedeutsam. Der Temperaturkoeffizient der Wellenlänge beträgt typisch  $d\lambda/dT \approx 0,08 \text{ nm/K}$  und der Stromkoeffizient  $d\lambda/dI \approx 0,007 \text{ nm/mA}$  [PFEIFER/THIEL, 1993]. Dazu kommen die Modensprünge in Abhängigkeit von der Temperatur [HOFBAUER, 2002]. Aus einer Änderung der Emissionswellenlänge resultiert ein anderer Brechungsindex in den durchlaufenen optischen Bauteilen, wie Linsen, Planplatten und Fasern. Ist das Ende einer Faser schräg abgeschnitten, ändert sich der Brechungswinkel beim Austritt aus der Faser mit der Wellenlänge. Gleiches gilt für Linsen, die nicht exakt in der Symmetrieachse passiert werden. Bei Planplatten ergibt sich eine Änderung des Parallelversatzes. Änderungen der Emissionswellenlänge und Modensprünge sollten durch Stabilisierung von Laserdiodenstrom und -temperatur minimiert bzw. verhindert werden.

Wie Tests an einem Spektrometer mit verschiebbarer Eintrittsblende zeigten, muss die transversale Feldverteilung der unterschiedlichen longitudinalen Moden beim Diodenlaser nicht identisch sein, d.h. eine Frequenzdrift bzw. ein Modensprung können Änderungen des Strahlprofils und dadurch kontinuierliche bzw.

sprunghafte Richtungsänderungen des kollimierten Lasers bewirken. Auch Änderungen der Polarisationsverteilung [LOSER, 1993] können thermisch induziert werden. Durch unterschiedliche Reflexion der Polarisationskomponenten an optischen Bauteilen im Strahlengang kann sich daraus eine Änderung des Strahlprofils ergeben. Die Verwendung eines temperaturstabilisierten Lasers und / oder die Koppelung in eine Faser sind auch aus diesen Gründen sinnvoll.

Systeme für die interne Strahlagekorrektur eines optischen Systems wurden z.B. von [GRAFSTRÖM ET AL., 1988], [PFEIFER ET AL., 1993] und [MITCHELL ET AL., 2001] vorgestellt. Hier erfolgt eine Strahlteilung, Messung der Referenzposition in einem Strahlarm z.B. mit Quadrantendiode und Nachregelung der Strahlage über bewegliche Spiegel. Ein solches System ist sinnvoll, wenn die systematischen Messabweichungen nicht durch Kalibrierung eliminiert werden können.

## 8.4 Optische Fehlereinflüsse

### 8.4.1 Strahlage des Richtungsnormals

Störeinflüsse der Luft entstehen durch räumliche Dichteschwankungen und damit Änderungen des Brechungsindex (Refraktion). Sie werden durch Luftturbulenzen und Temperaturgradienten quer zum Messstrahl verursacht [SCHÜBLER, 1971 und 1990]. Daraus resultierende Richtungsschwankungen eines Lasers können bis zu 10  $\mu\text{m}/\text{m}$  unter normalen Bedingungen betragen. Gegenmaßnahmen sind die Kapselung des Strahlenganges und eine Tiefpassfilterung der Messwerte. D.h., um eine höhere Präzision für die Lage des Laserspots auf dem Positionsdetektor zu erreichen, muss auch eine Mittelung mehrerer Messepochen stattfinden. Für entsprechende Tests mit dem Richtungsnormal wurde der Bildausschnitt der Kamera verkleinert, um eine höhere Bildrate zu erzielen. Bei Mittelung über z.B. 100 Messepochen lässt sich so in vertretbarer Messzeit eine deutlich höhere Präzision erzielen.

Wie in Abschnitt 7.1.1 beschrieben, kommt es bei Verwendung einer Planplatte als abbildendes Element in Abhängigkeit vom Kippwinkel zur Deformation des Strahlprofils (Abb. 8.19). Bei Verwendung des Etalons bleibt das Gaußprofil erhalten, Parallelität und Ebenheit der Etalonflächen vorausgesetzt. Während Abbildungsfehler der Fokussierlinse(n) sich in einer konstanten Verzerrung des Strahlbildes äußern, würde eine Krümmung oder Unebenheit der inneren Etalonflächen eine winkelabhängige Verzerrung des Strahlprofils bewirken. Da die Vorgaben an die Fertigung des Etalons sehr hoch waren, können solche Abweichungen beim Prototyp vernachlässigt werden.

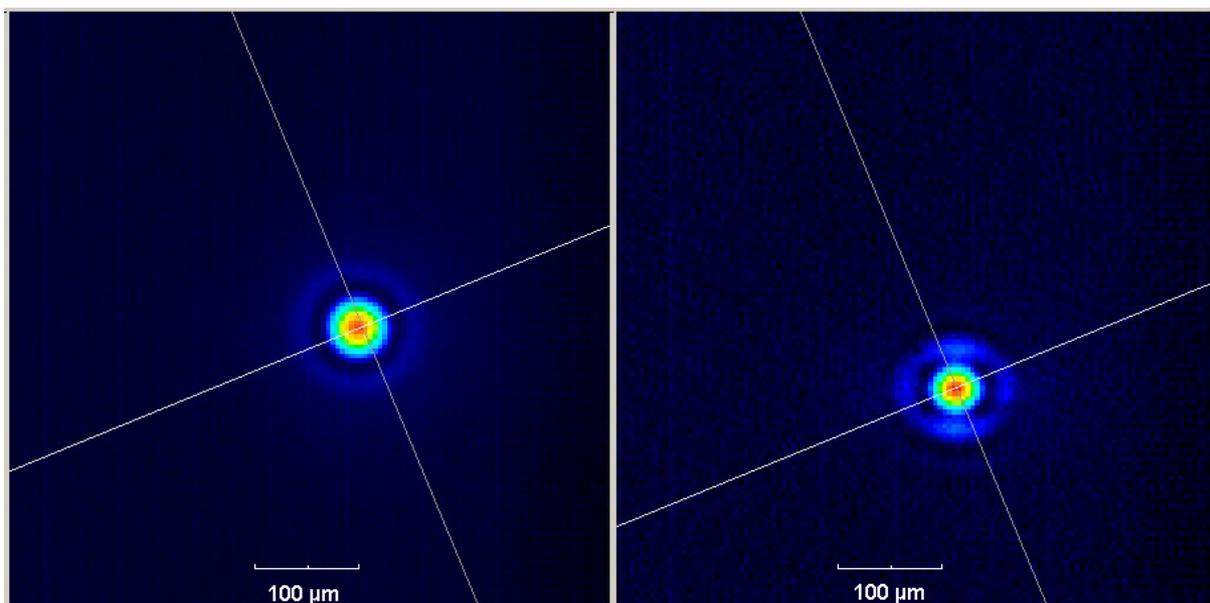


Abb. 8.19 : Gauß-Profil nach Etalon- und nach Planplattendurchgang

Weiterhin können Fehler der CCD (Fehlpixel) bzw. Staub auf der CCD das Strahlprofil und damit die berechnete Spotlage verfälschen. Fehlpixel können bei homogener Ausleuchtung der CCD ermittelt werden. Eine Korrektur ist bei bekanntem Profil durch Interpolation über die Nachbarpixel möglich. Außerdem sollte das Rauschbild der CCD gemessen und von den Messbildern subtrahiert werden.

### 8.4.2 Transversales Pulsprofil des gepulsten Visurlasers

Als transversales Pulsprofil soll hier die zeitliche Verschiebung des Pulses innerhalb des aufgeweiteten Strahles in Abhängigkeit vom Horizontal- und Vertikalwinkel bei konstantem Radius bezeichnet werden. Bei geodätischen Distanzmessern wird hier in der Regel der Begriff „Phaseninhomogenitäten“ verwendet, der im Falle eines Pulses nicht ganz zutreffend ist, da der Puls in der Regel als Anhäufung von Photonen betrachtet wird. Bei Tachymetern der älteren Generationen sind Phaseninhomogenitäten im Dezimeterbereich keine Seltenheit. Dieser Effekt wird in der Literatur oft mit inhomogenen Sendedioden begründet, lässt sich aber im Einzelnen auf Modenverteilung, Dispersion und Diffraktion von Sendediode und Optik zurückführen. Tachymeterhersteller begegnen diesem Phänomen mit guter Kollimation der Zielstrahlen. Der Anwender behilft sich mit Kalibrierung bzw. konstanter Maximumpeilung.

Der für die Streckenmessung verwendete PLP 10 von Hamamatsu weist einen Fenster-Ausgang mit 4 mm Durchmesser und mechanischem Shutter für den Laserpuls auf. Der Strahl hat einen ovalen Querschnitt und eine Divergenz von 20° horizontal bzw. 10° vertikal. Testmessungen mit dem TCSPC-System, dem Sync-Out-Trigger des Lasers als Referenzpuls und einem positionsfesten SPAD-Modul als Sensor ergaben, dass sich bei Kippen des Laserkopfes in der Vertikalebene die Histogrammform stark ändert, bei Schwenken des Laserkopfes um die Stehachse jedoch nicht. Bei differentiellen Messungen zweier Sensoren ergaben sich je nach Anordnung der Sensoren im Strahlprofil starke Verzerrungen der Histogrammform und Lage. Eine steil ansteigende Flanke war bei den Histogrammen nicht mehr zu identifizieren. Dieser Effekt trat allerdings nur bei maximaler Laserleistung auf und kann auf die Relaxationsschwingungen des zeitlich verbreiterten Pulses (siehe Abschn. 6.2.4) zurückgeführt werden. Bei kurzer Pulsbreite (10% der Leistung) trat der Effekt nicht auf. Das Einkoppeln des gepulsten Lasers in eine Single-Mode-Faser homogenisiert bei voller Laserleistung das Strahlprofil soweit, dass die intensitätsabhängigen Änderungen der Histogrammform reduziert werden können und durch geeignete Auswertemethoden die Fehlerwirkung minimiert werden kann. Für entsprechende Tests wurde die Faser drehbar gelagert und gegenüber einem bzw. zwei differentiell messenden Detektoren verschwenkt. Eine Verfälschung der differentiellen Streckenmessung durch das transversale Pulsprofil kann aufgrund der Tests bei Auswertung des gewogenen Histogramm-Mittelwertes mit maximal 10 cm abgeschätzt werden. Bei kurzer Pulsbreite ist der Effekt vernachlässigbar.

### 8.4.3 Effizienz der Faserkopplung

Die Spezifizierung der Single-Mode-Fasern für eine entsprechende Wellenlänge bestimmt den Kerndurchmesser. Jede Kopplung bringt ein gewisses Maß an Leistungsverlust mit sich. Es gilt, mit der Kopplung maximale Effizienz und möglichst stabile Lichtleistung zu erzielen. Durch den höheren Kerndurchmesser schneiden Multi-Mode-Fasern in puncto Kopplungseffizienz besser ab. Die Kopplung von einer Multi-Mode- in eine Single-Mode-Faser ist aber ebenfalls verlustbehaftet. Es existieren zwar sogenannte Taper-Fasern mit konischem Ende, diese funktionieren jedoch nicht als „Lichttrichter“, da der kleinste Kerndurchmesser die numerische Apertur bestimmt.

Die Abbildungsqualität hängt in erster Linie von der Qualität und Sauberkeit des Faserendes ab. Der Faserschneider (Fiber-Cleaver) dient zum exakten Brechen der Glasfasern. Dafür muss das Faserende zunächst mit einem Stripper vom Jackett befreit werden. Folgende Methoden der Faserkopplung stehen zur Auswahl:

#### a) Kopplung vom Laser in die Faser

- *Freistrahlkopplung mit passender Linse in ein freies Faserende :*

Die Optimierung der Kopplungseffizienz ist durch Positionieren und Ausrichten der Linse und Anpassung der numerischen Apertur von Faser und Linse möglich. Die typische Effizienz beträgt 50% bei rundem Strahlprofil. Bei elliptischem Profil kann sie deutlich darunter liegen. Ein Nachteil ist starke Anfälligkeit gegen thermisch bedingte mechanische Schwankungen. Von Vorteil ist der einfache Aufbau, wodurch das Prinzip besonders für den Laboralltag geeignet ist.

*Option:* Der am IAPP entwickelte Otto-Koppler liefert eine typische Effizienz von 20%, was darauf zurückzuführen ist, dass normale Laserdioden kein rundes Strahlprofil liefern und die Abbildungsqualität durch die Kugellinse dementsprechend schlecht ist. Die Vorteile des Otto-Kopplers sind der kompakte, einfache Aufbau und die hohe mechanische Stabilität [OTTO, 2000].

- *Laser koppelt ohne Linse direkt in die Faser*

Die Optimierung der Kopplungseffizienz erfolgt durch mechanische Positionierung der Laserdiode zur Faser. Die typische Effizienz liegt bei über 50%, was klar den Vorteil des Prinzips zeigt. Nachteilig ist, dass die Zerstörung der Faser beim Einrichten leicht möglich ist.

*Option:* Ein Optimieren der Kopplungseffizienz ist durch piezomechanisches Verschieben der Laserdiode gegenüber dem Faserende möglich. Die typische Effizienz liegt hier bei 70%. Der Nachteil, dass das System ohne Nachführung der Piezos im closed loop anfällig gegen mechanische Schwingungen, thermische Einflüsse und Driften der Piezos ist, wird durch die hohe Genauigkeit der Feinjustage und höchstmögliche Kopplungseffizienz aufgewogen.

*Option:* Eine weitere Option ist das Aufkleben der Faser auf die Diode nach Entfernung der Abdeckplatte. Die Optimierung der Kopplungseffizienz erfolgt hierbei durch mechanische Positionierung und Fixierung der Laserdiode zur Faser. Die typische Effizienz ist theoretisch etwas geringer als mit Piezo, aber in erheblichem Maße abhängig vom Verhalten des Klebstoffs beim Aushärten. Der Nachteil des Prinzips besteht in dem hohen Aufwand, der betrieben werden muss bzw. im Preis. Zudem ist die Laserdiode nicht austauschbar. Der Vorteil besteht in der optimalen und stabilen Kopplung.

b) *Kopplung von einer Faser in eine zweite Faser*

Die Fasern werden auf Stoss positioniert. Die dafür notwendige Zentrierung und Klemmung erfolgt üblicherweise mit einem Faserkoppler und Immersionsöl. Die typische Effizienz bei artgleichen Fasern beträgt 90%.

Ein anderes Prinzip ist die bereits in Abschnitt 8.1.4 gezeigte Verwendung eines X- oder Y-förmigen Moden-Kopplers. Durch Biegung der Faser koppelt Licht seitlich aus einer Faser und in die direkt angrenzende Faser ein. Die Effizienz ist konstruktiv vorgegeben und kann bis zu 50 % betragen.

Die angegebenen Effizienz-Daten sind empirische Werte, die am IAPP gesammelt wurden.

## 8.5 Praktische Untersuchungen zur elektrooptischen Pseudostreckenmessung

### 8.5.1 Reichweiten der Pseudostreckenmessung mit ringförmigem Strahlprofil

Die erzielbare Reichweite hängt von der Photonendichte der Pulse und von der Detektorgröße ab. Koppelung des Lasers in eine Multi-Mode-Faser brachte eine Koppelungseffizienz von 50%. Der Verlust im optischen Strahlformungssystem konnte durch Optimierung der Abbildungsparameter auf ca. 10% gesenkt werden. Die Untersuchungen zur Reichweite fanden bei absoluter Dunkelheit im Keller des Beyer-Baus statt. Bei schmaler Pulsbreite (50 ps) konnten über 50 m Reichweite zwar noch 0,05% der Laserpulse detektiert werden, allerdings waren trotz 100 MHz Taktrate zwei Minuten differentieller Messung notwendig um lediglich vier Messwerte im Histogramm zu erfassen. Die unter 6.2.7 berechnete Photonendichte des ringförmigen Strahls von 8,7 Photonen pro mm<sup>2</sup> multipliziert mit der Sensorfläche der 50 µm breiten SPADs von 0,002 mm<sup>2</sup> ergibt eine theoretische Trefferwahrscheinlichkeit des Einzelpulses von 1,7%. Hier wurden allerdings der Lichtverlust innerhalb des Abbildungssystems und die wellenlängenabhängige Photonen-Detektionseffizienz der Empfangsdiode noch nicht berücksichtigt. Letztere beträgt für die SPADs im roten Spektralbereich nur ca. 35%. Damit liegt die Trefferwahrscheinlichkeit des Einzelpulses pro Sensor nur noch bei etwa 0,5%. Die Wahrscheinlichkeit, dass derselbe Puls an zwei Detektoren empfangen wird, liegt bei 0,0025%.

Als Ergebnis kann man festhalten, dass selbst unter optimalen atmosphärischen Bedingungen eine höhere Pulsleistung notwendig ist, um bei Reichweiten von 30 m und mehr ohne zusätzliche Sammellinse vor den SPAD-Sensoren in kurzer Messzeit gute Ergebnisse zu erzielen. Da der Laser divergent genutzt wird, ist das Gefährdungspotential durch höhere Laserpulsleistung geringer als im kollimierten Fall.

Ein Ultrakurzpuls-Laser, wie er in den Bereichen der Materialbearbeitung, der chemisch-biologischen Sensorik und auch bei SLR-Messungen verwendet wird, konnte für die nachfolgenden Untersuchungen leihweise getestet werden. Es handelt sich bei dem verwendeten t-Pulse 500 der französischen Firma Amplitude Systems um einen diodengepumpten Festkörperlaser mit passivem Mode-Locker. Die Wellenlänge von  $\lambda = 1030 \text{ nm} \pm 10 \text{ nm}$  liegt zwar im IR-Bereich, durch Frequenz-Verdoppelung können aber auch Pulse im grünen Spektralbereich erzeugt werden. Die Pulsenergie eines Festkörperlaser kann bei Pulslängen von  $\leq$

10 ps bis um den Faktor  $10^6$  höher sein als beim Diodenlaser. Beim t-Pulse 500 beträgt die Pulslänge weniger als 500 fs und die Pulsenergie etwa 500 nJ, wobei noch ca. 40 % Verlust durch die Frequenz-Verdoppelung einzurechnen sind. Der Diodenlaser von Hamamatsu lieferte im Vergleich dazu nur 6,25 pJ Pulsenergie (ein 64.000-stel). Die Pulswiederholfrequenz liegt bei  $10 \text{ MHz} \pm 2 \text{ MHz}$ . Das transversale Strahlprofil war zumindest nach der Frequenz-Verdoppelung nicht mehr gaußförmig. Die mittlere Leistung beträgt 5 W. Hier musste natürlich mit Laserschutzbrillen und unter Ausschluss von Publikumsverkehr gearbeitet werden.

Bei einer Strahldivergenz von  $10^\circ$  wurden im Hülse-Bau Reichweiten bis 60 m getestet. Die Detektionsraten betragen zwischen 80 und 100 % der Pulsrate. Bei Histogrammbildung über je 5 Sekunden Messzeit war eine sehr genaue Auswertung der Histogramme möglich. Selbst bei einer Strahldivergenz von  $25^\circ$  waren noch Messungen über 60 m Entfernung möglich. Reichweiten von 150 m und mehr dürften daher bei  $10^\circ$  Strahldivergenz ebenso gut erreichbar sein.

Der t-Pulse 500 besteht aus 3 Geräten (Stromversorgung, Wasserkühlung und Laserkopf) mit einer Gesamtmasse von ca. 40 kg und einer externen Frequenzverdopplung. Im Gegensatz zum Titan-Saphir-Laser ist das Equipment schon handlich zu nennen, da einerseits für das Pumpen des Lasers Laserdioden verwendet werden können und andererseits durch den geringen Abstand zwischen Pumpwellenlänge (980 nm) und Emissionswellenlänge (1030 nm) weniger Wärme anfällt. Das System ist anfällig gegen Stoß und Vibrationen, so dass der Aufbau zwar mobil ist, aber trotzdem fest installiert sein muss. Zum Zeitpunkt der Untersuchungen liegen die Anschaffungskosten für solch ein System bei rund 120.000 €.

### 8.5.2 Einrichtung einer Vergleichsstrecke

Für die Genauigkeitsuntersuchung der Pseudostreckenmessung wurde eine Vergleichsstrecke am Geodätischen Institut mit Hilfe eines Lasertrackers LTD 700 und der T-Probe der Firma Leica Geosystems eingerichtet. Hierfür wurde der Mittelgang des geodätischen Institutes gewählt, der eine Länge von 35 m und eine Breite von 4,30 m aufweist. In Abständen von ca. 6 m sind in die 5 m breiten Granitplatten des Fußbodens 16 cm x 16 cm große Metallsockel eingelassen. Die umlaufenden Kanten der Metallsockel wurden mit dem Lasertracker in einem lokalen Koordinatensystem eingemessen. Die SPAD-Module wurden über Wandhalterungen in etwa dem Modellfall entsprechend positioniert und befestigt. Abbildung 8.20 zeigt die Positionen der vier SPAD-Sensoren und die Positionen der Bodenpunkte im lokalen Koordinatensystem, welches seinen Ursprung im Kopf des Lasertrackers hat. Die Vertikalachse ist durch die Aufstellung des Trackers definiert. Da die SPAD-Sensoren zentrisch im ringförmigen vorderen Teil des Gehäuses sitzen und nicht angetastet werden können, wurde die Außenform des Rings gemessen und der Mittelpunkt bestimmt. Von den Metallsockeln wurde eben-

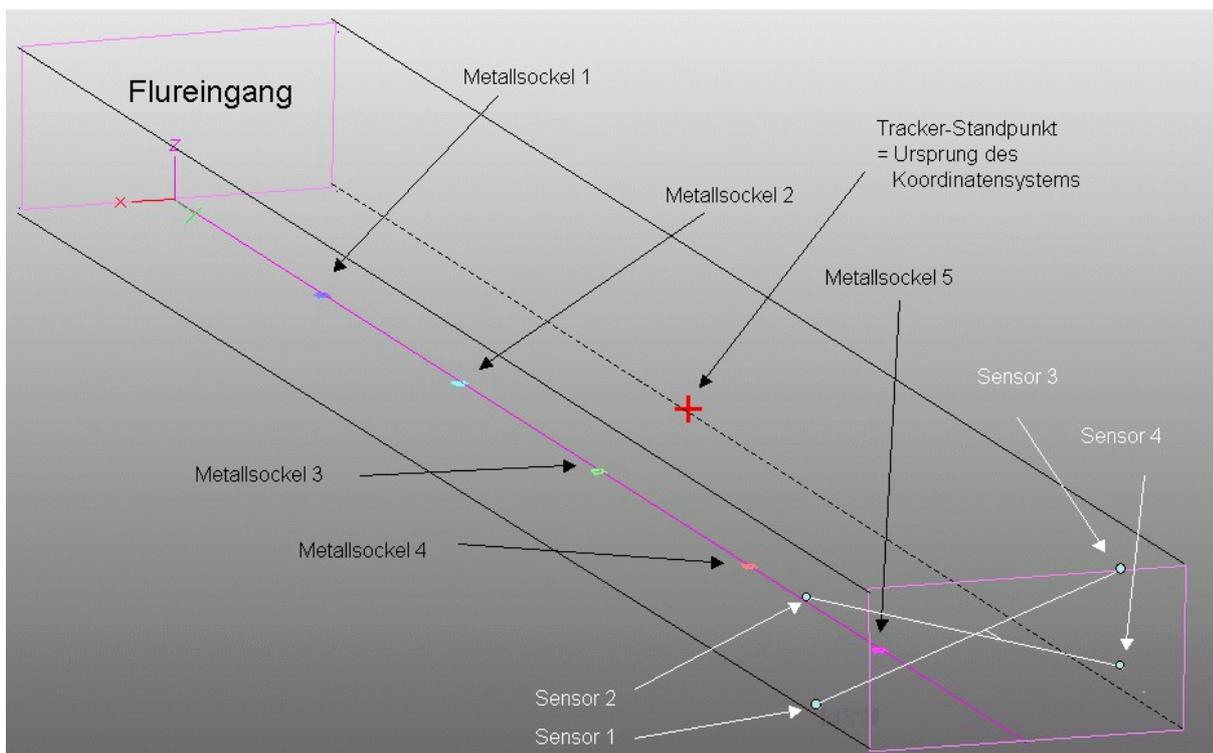


Abb. 8.20 : durch Lasertracker-Messung bestimmte Vergleichsstrecke

falls der Flächenmittelpunkt berechnet und die Neigung relativ zu den anderen Sockelflächen. Ausgehend von der Herstellerangabe zur Messunsicherheit des Lasertrackers dürfte die Koordinatenunsicherheit etwa bei 0,1 mm liegen. Die Abstände der Bodenpunkte zur ersten Basis (Sensoren 2 und 4) betragen 3,6 m, 9 m, 15 m, 20,7 m und 26,3 m. Die Messergebnisse sind in Anlage 7 aufgeführt.

Laut Genauigkeitsvoranschlag für die Punktübertragung bei zwei diagonalen Basen von je 4 m Breite im Abstand von 1 m erhält man bei 30 m Entfernung durch räumlichen Bogenschnitt zu vier Referenzpunkten eine Koordinatenunsicherheit von 5 mm für die Komponenten quer zur Laserachse bei einer Standardabweichung der Pseudostrecken von 0,5 mm. Wie die Messungen in Abschnitt 6.2.6 zeigten, sollte dieses Ergebnis zumindest mit hohen Pulsleistungen und daraus resultierenden hohen Detektionsraten erreichbar sein. Die entsprechenden Untersuchungen über größere Distanzen sind nachfolgend beschrieben.

### 8.5.3 Genauigkeit der Positionsbestimmung mit Pseudostrecken

Die Vergleichsstrecke wurde genutzt, um eine Art Systemkalibrierung vorzunehmen und gleichzeitig Genauigkeitsmaße zu ermitteln. Auf den Metallsockeln wurde nacheinander ein Dreifuß aufgesetzt, mit Hilfe eines Messschiebers mittig ausgerichtet und horizontalisiert. Auf dem Dreifuß wurde jeweils eine Spiegelhalterung mit feststehendem Spiegel zentriert, auf dessen Zentrum der Pulslaser fokussiert wurde. Die Halterung wurde nach der Y-Achse des Koordinatensystems ausgerichtet. Abbildung 8.21 zeigt den Aufbau. Durch Bildung doppelter Differenzen zwischen zwei Bodenpunkten und zwei Sensoren können die unbekannt, aber als identisch für jeden Bodenpunkt anzunehmenden Koordinaten-Offsets zwischen Metallsockelzentrum und dem Kugelzentrum der Pseudostreckenmessung, hier identisch mit dem Reflexionspunkt, eliminiert werden. Näherungswerte für die Offsets wurden mittels Messschieber bestimmt. Durch Hinzunahme eines dritten Punktes können zusätzlich die konstanten Anteile der Laufzeitdifferenzen ermittelt werden, die aus unterschiedlichen Signallaufzeiten von Start- und Stoppsignal innerhalb der Sensorik resultieren, wie z.B. baulichen Unterschieden der Sensoren bzw. Eingänge der TCSPC-Karte und Kabellängen. Der Einfachheit halber fand diese Kalibrierung jedoch vorab im Nahbereich statt. Die Kalibrierwerte für die verschiedenen Sensor-Kabel-Kombinationen sind in Anlage 8 ersichtlich. Die Auswertung der einzelnen Histogramme lieferte zunächst einen Histogramm-Mittelwert für jede Pseudostrecke. Die Differenzen der Histogramm-Mittelwerte



Abb. 8.21 : Messung auf der Vergleichsstrecke mit t-Pulse 500

zu den jeweiligen Kalibrierwerten wurden in Laufzeitdifferenzen umgerechnet. Die Messwerte wurden hierbei als Start- und Stopwert für die Integration der Kanalbreite über die Kanalnummer verwendet, um die logarithmische Abhängigkeit gemäß Abbildung 6.3 zu berücksichtigen. Da die größte Laufzeitdifferenz den Messbereich von 2,5 ns der TCC 900 überstieg, wurde mit 5 ns Messbereich gemessen. Die interferometrische Kalibrierung hierzu ist in Anlage 8 ersichtlich. Mit den gemessenen Laufzeitdifferenzen wurde der räumliche Bogenschnitt gerechnet. Für die Umrechnung der Laufzeitdifferenzen in Pseudostrecken wurde die nach der Formel von *Barrell & Sears* mit  $c_{515\text{ nm}} = 299706892\text{ m/s}$  bestimmte Lichtgeschwindigkeit des grünen Lasers in Standardatmosphäre bei 20°C verwendet. Als Abweichungen zu den Differenzen der Sollpositionen in 26,5 m und 20,7 m Entfernung wurden  $d\Delta X = 23,4\text{ mm}$ ,  $d\Delta Y = -348\text{ mm}$  und  $d\Delta Z = 0,5\text{ mm}$  nach Mittelung der Beobachtungen über je 30 Minuten pro Pseudostrecke berechnet.

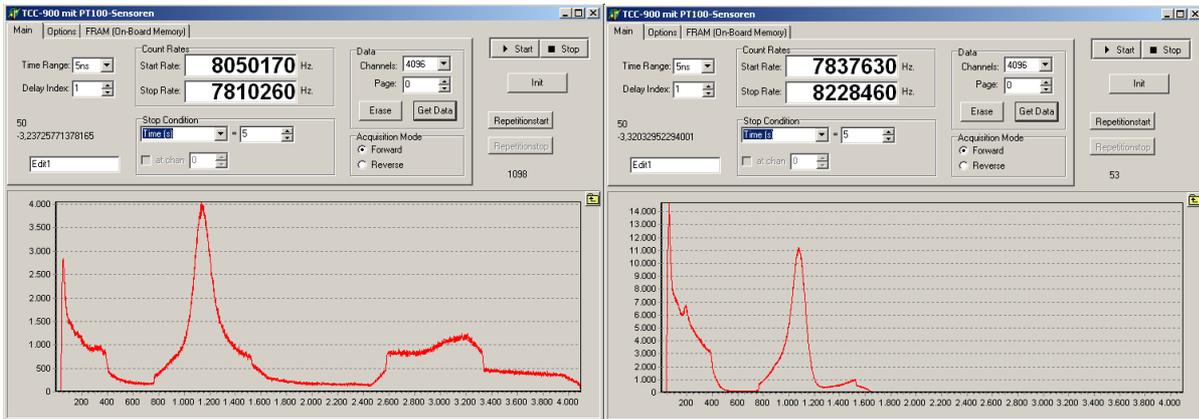


Abb. 8.22a und b: Histogramme mit unterschiedlichen Störeffekten

Nach dem in der DIN 55350 beschriebenen Trefferbild einer Zielscheibe liefern diese Abweichungen eine Aussage über die *Genauigkeit* der Positionsbestimmung, wenn man die Ergebnisse der Lasertracker-Messung als wahre Werte interpretiert. Die *Präzision* der aus einer Einzelmessung berechneten Punktposition betrug dagegen  $s_x = 117\text{ mm}$ ,  $s_y = 1390\text{ mm}$ ,  $s_z = 34\text{ mm}$  bei 20,7 m Entfernung und  $s_x = 104\text{ mm}$ ,  $s_y = 2026\text{ mm}$ ,  $s_z = 54\text{ mm}$  bei 26,5 m Entfernung. Diese empirischen Standardabweichungen wurden über die Varianzfortpflanzung aus den empirischen Standardabweichungen der einzelnen Pseudostrecken berechnet. Bei Einführung einer Näherungskordinate  $Y$  mit  $\sigma_y = 10\text{ cm}$  für den Neupunkt ergaben sich Standardabweichungen  $s_x = 6,8\text{ mm}$  und  $s_z = 9,1\text{ mm}$  bei 20,7 m Entfernung bzw.  $s_x = 6,1\text{ mm}$  und  $s_z = 7,7\text{ mm}$  bei 26,5 m Entfernung.

Eine Zusammenstellung der Messergebnisse ist in Anlage 9 aufgeführt. Die empirischen Standardabweichungen der Pseudostrecken lagen zwischen 0,39 und 1,5 mm bei Auswertung der ansteigenden Histogrammflanke und nach Eliminierung offensichtlicher systematischer Messfehler aus den Messreihen. Das Mittel aus 5 Minuten Messzeit (50 Messwerte) pro Pseudostrecke lieferte bis zu Faktor 1,8 geringere Standardabweichungen. Bei Auswertung des gewogenen Mittels und des Mittels aus ansteigender und abfallender Flanke wurden teilweise empirische Standardabweichungen der Einzelmessung von bis zu 30 mm errechnet. Die Ergebnisse der Genauigkeitsuntersuchung sind daher nicht ganz zufriedenstellend. Die Vermutung, dass Mehrwegeeffekte nach Reflexion an den glatten Wänden und anderen Objekten im Flur die relativ großen Abweichungen mit verursacht haben können, liegt nahe. Auch der wechselnde Einfluss von Streulicht war trotz nächtlicher Messung vorhanden, da ein Notlicht auf dem Flur unregelmäßig an und aus ging.

Ein Großteil der Störeffekte ist sicherlich auf die zu hohe Taktrate der Laserpulse zurückzuführen, die bei etwa 10 MHz lag. Die Totzeit der TCC 900 von 150 ns lässt bei 5 ns Messbereich maximale Taktraten von 6,4 MHz zu. Da die Detektoren nur 65 ns Totzeit haben, liegen an den Eingängen der TCC 900 sofort nach Öffnen des Gates Pulse an, wodurch in den ersten Kanälen systematisch Fehlmessungen registriert werden (Abb. 8.22). Leider ließ sich die Taktrate des Lasers nicht reduzieren. Für praktische Anwendungen ist also bei der Auswahl des Lasers bereits auf die Taktrate zu achten. Ansonsten müsste für jede Messung eine Art Systemanalyse stattfinden, die solcherart Fehlmessungen aus den Histogrammen eliminiert bzw. das eigentliche Signal rechnerisch herausfiltert.

Die Tatsache, dass einige der beobachteten Störeffekte im Histogramm zeitlich nicht konstant Position und Amplitude behielten, weist auch auf andere Driften hin, sei es am Pulsprofil bzw. der Strahlstabilität des Lasers

oder an der Auswerte-Elektronik. Teilweise war die Amplitude der Störeffekte größer als die des Signals (Abb. 8.22b), was vor allem auf das inhomogene Strahlprofil zurückzuführen ist. Da der Laser nur kurzzeitig zur Verfügung stand, konnten die Ursachen leider nicht restlos geklärt werden. Bei Tests mit geringerer Divergenz und Positionierung der Sensoren in der Mitte des Ganges lag jedoch die empirische Standardabweichung der Pseudostrecken durchweg bei 0,3 mm. Daraus würde bei gleicher Geometrie eine Präzision der Koordinaten quer zur Laserachse von  $s_x = 3,6$  mm und  $s_z = 4,5$  mm resultieren. Störeffekte konnten hier wegen deren zu geringer Amplitude nicht mehr beobachtet werden. Dies erhärtet einerseits die Vermutung, dass die Kalibriermessung durch Mehrwegeeffekte beeinträchtigt wurde, zeigt aber andererseits, dass die im Nahbereich erreichten Genauigkeiten auch über größere Distanzen realisierbar sind.

## 9 Einsatzmöglichkeiten

Ziel der Untersuchungen war die Entwicklung von Verfahren für die elektrooptische Pseudostreckenmessung bzw. die zweiachsige Winkelmessung und Erarbeitung der messtechnischen Grundlagen. Die im Rahmen der Arbeit neuentwickelten und getesteten Technologien können separat oder kombiniert angewandt werden. Auch wenn die Grundlagenforschung im Vordergrund stand, sollen nachfolgend verschiedene Einsatzmöglichkeiten aufgezeigt und andiskutiert werden.

1.) Das **Etalon** kann als Vergleichsnormale in industriellen Messaufgaben und in der Instrumententechnik verwendet werden, z.B. in optischen Mikrometern oder in Kompensatoren optischer Instrumente. Für definierte Winkelstellungen ergeben sich ein definierter transversaler und longitudinaler Strahlversatz. Die Vorteile gegenüber der Planplatte wurden in Abschnitt 7.1.1 ausführlich diskutiert. Die aufgezeigten Möglichkeiten einer fertigungsbezogenen Kalibrierung bieten ein extrem hohes Genauigkeitspotential, so dass auch eventuelle Keilfehler bestimmt und gegebenenfalls rechnerisch berücksichtigt werden können.

2.) Das Prinzip der **Laserspot-Positionsbestimmung** mit Hilfe der CCD-Kamera kann bei erfolgreicher Temperaturkompensation auch im Dispersometer eingesetzt werden. Während [BÖCKEM, 2001] für die Bestimmung der Dispersion eine modifizierte Quadrantendiode verwendet und dabei den Gap-Bereich zwischen den Quadranten zur Positionsbestimmung nutzt [GÄCHTER, 1984], ließe sich das Prinzip ebenso mit einer CCD realisieren. Bei Verwendung eines dreidimensionalen Gaußfits ist wie gezeigt eine Präzision von 20 bis 30 nm erreichbar, die [SCHWARZ, 1999] für die Positionsbestimmung im Dispersometer fordert.

3.) Für das **Reflexgoniometer**, d.h. die Kombination aus Kardan, Etalon und Laserspot-Positionsbestimmung, käme eine Nutzung als Abgriffsystem eines zweiachsigen Neigungsmessers bzw. Neigungstisches in Frage. Um den Bezug zur Lotrichtung herzustellen, bietet sich die Autokollimation auf einen Flüssigkeitshorizont in Anlehnung an Abbildung 8.13 an, wobei dies auch mit einem selbsthorizontierenden Laser automatisiert werden könnte. Elektronische Neigungssensoren, wie die Nivel20 von Leica oder die Zeromatic von Wyler, erreichen Auflösungen von 0,06 mgon, während die Präzision von den Herstellern mit Faktor 5 schlechter angegeben wird. Hinzu kommt die Nullpunktsdrift, deren Einfluss aber zumindest bei der Zeromatic durch Messung in zwei Lagen eliminiert wird. Mit Hilfe des Kardans wäre ähnlich wie bei der Zeromatic eine Messung in zwei Lagen möglich. Der eigentliche Vorteil gegenüber diesen Systemen ergibt sich aus dem großen Winkelmessbereich bei annähernd gleicher Auflösung.

Sehr interessant könnte die Anwendung des Reflexgoniometers für ein elektronisches Autokollimationssystem sein. Industrielle Anwendungen ergeben sich im Bereich Optical Tooling, d.h. bei der Prüfung von Werkstücken und Vorrichtungen hinsichtlich Geradheit, Ebenheit, Rechtwinkligkeit, Parallelität etc.. Mit festem Fernrohr bzw. Laser und kardanischer Nachführung des Spiegels (Etalons) zur Autokollimation des Fernrohres bzw. Lasers wäre eine Geradlinigkeitsprüfung realisierbar, wobei in jeder Position des Etalons entlang der zu prüfenden Achse die Abweichungen beider Winkel von der Sollstellung direkt vom Reflexgoniometer gemessen werden. Bestehende elektronische Autokollimatoren, wie z. B. das System Elcomat, messen die Position des Bildes der beleuchteten Strichplatte nach der Reflexion mit einem Positionsdetektor oder Zeilensensor. Der Messbereich eines solchen Systems nimmt mit der Entfernung ab und beträgt weniger als 0,75 gon. Einen Überblick hierzu findet man in [SCHWARZ, 1995]. Im Vergleich zu diesen Systemen wären mit dem oben beschriebenen Verfahren wesentlich größere Winkel bzw. deutlich kleinere Krümmungsradien messbar und Messungen über größere Distanzen möglich, da das Etalon nachgeführt wird, anstatt die Position des reflektierten Strahls zu messen. Somit wird der Messbereich in erster Linie durch die Größe der äußeren Spiegelfläche begrenzt, die annähernd das Limit für die streckenabhängige Änderung des lateralen Abstandes zwischen der zu prüfenden mechanischen Achse und der Zielachse darstellt. Der Betrag dieser Änderung entspricht dem Integral des Winkels zwischen den Achsen über die gefahrene Strecke. Beim 35 mm breiten Prototyp des Etalons dürfte sich der laterale Abstand zwar nur um etwa  $\pm 25$  mm ändern, die Größe einer äußeren Spiegelfläche lässt sich aber durchaus konstruktiv um Faktor 10 steigern.

Bei Verwendung eines Theodolits an Stelle des festen Fernrohres wird der Messbereich der Autokollimation hingegen nicht mehr von der Größe der äußeren Spiegelfläche begrenzt, sondern nur noch vom Winkelmessbereich des Reflexgoniometers. Für die Autokollimation sind dann in jeder Stellung der Theodolit und das Reflexgoniometer nachzuführen. Bei beiden Instrumenten sind in kollimierter Stellung jeweils beide Winkel zu messen. In Kombination mit der Distanz erhält man die Lage des bewegten Achsensystems im Raum. Damit ergibt sich in Erweiterung der Geradlinigkeitsprüfung die Möglichkeit der Prüfung von dreidimensionalen Raumkurven. So etwas wird nach Kenntnis des Autors bislang in der industriellen Messtechnik nur mit dem Lasertracker bzw. mit zielverfolgenden Tachymetern gemessen. Wegen der im

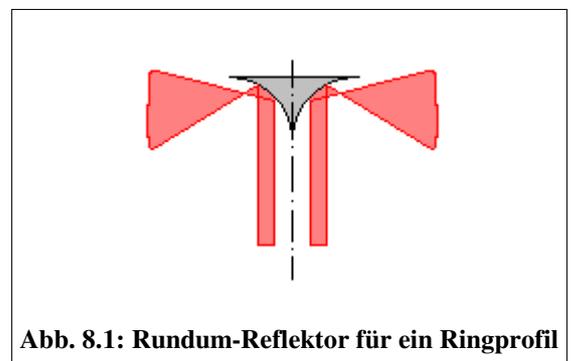
Vergleich zu Tripelprismen deutlich höheren Spiegelqualität des Etalons und der reflexionsbedingten Verdoppelung der Winkelauflösung dürfte bei gleicher Präzision der Winkelsensoren die Präzision der Autokollimation mindestens doppelt so hoch sein wie die Genauigkeit der Zielverfolgung beim Tachymeter. Gegenüber dem Lasertracker werden die Herstellungskosten für ein Reflexgoniometer geringer ausfallen. Während bei der Zielverfolgung eines Tripelprismas durch Tachymeter oder Lasertracker nur die Position des Prismas gemessen wird, erhält man bei dem Verfahren mit Reflexgoniometer und Tachymeter zusätzlich auch die räumliche Ausrichtung des Achsensystems für jede Position. Eine Realisierung ist für nachfolgende Forschungsarbeiten geplant.

4.) Das unter Abschnitt 8.1.4 beschriebene Verfahren der **Autokollimation eines Lasers** ist zur Einrichtung der räumlichen Lage von Laserstrahlen in industriellen Prozessen geeignet. Mit Hilfe von Positionsdetektoren und Strahlanalysesystemen, wie z.B. dem System WinCamD, kann zwar die Abbildung optimiert und die Position eingerichtet werden, an welcher ein Laserstrahl auftreffen soll, jedoch ist nicht die Richtung bestimmbar, aus welcher der Strahl kommt. Hierzu wären zwei Positionsdetektoren vonnöten, wobei einer transparent sein müsste. Das Einrichten eines Lasers im Raum bzw. die Bestimmung der Lage im Raum wäre durch Autokollimation des Lasers von der einen Seite einer verspiegelten Planplatte bei gleichzeitiger Autokollimation eines Theodolits von der anderen Seite der Planplatte sehr genau und mit großem Messbereich zu lösen. Anwendungen ergeben sich hier z. B. bei Laserschneid- oder Laserbohrerrichtungen, in denen mittlerweile auch Ultrakurzpuls-Laser eingesetzt werden [OSTENDORF ET AL., 2000].

5.) Das Reflexgoniometer kann auch dazu genutzt werden, Laser oder optische Zielstrahlen innerhalb eines Bezugssystems definiert auszu lenken. Neben industriellen Aufgaben ist die Auslenkung des tachymetrischen Zielstrahles für ausgewählte Positionierungsaufgaben denkbar. In Verbindung mit einem Tachymeter ist das **Reflexgoniometer zur Schräglotung** von unten und von oben einsetzbar. Hierbei wird der horizontale Strahl des Tachymeters von dem im Lotschacht zu platzierenden Reflexgoniometer vertikal oder schräg ausgelenkt. Die exakte horizontale Ausrichtung der Schwenkachse zum Tachymeter kann durch Autokollimation des Tachymeterfernrohres auf eine der äußeren Spiegelflächen des Etalons erfolgen. In dieser Stellung ist auch die Strecke zwischen Tachymeter und Reflexionspunkt messbar und die Horizontierung des Etalons in Richtung der Schwenkachse kann mit der Horizontierung des Tachymeters abgeglichen werden. Die Umkehrung des Achsensystems des Reflexgoniometers erscheint unproblematisch, solange das System horizontiert werden kann. Im Gegensatz zu dem in Kapitel 3 recherchierten Stand der Technik kann die Schräglotung über einen sehr großen Bereich des Vertikalwinkels erfolgen.

6.) Das Prinzip der **Positionsbestimmung mit Pseudostrecken auf Basis von Laserpulsen** kann zumindest im Nahbereich mit Diodenlasern realisiert werden. Eine Bestimmung der Koordinaten quer zur Laserachse ist mit hoher Genauigkeit möglich. Im Hinblick auf die gezeigte große Koordinatenunsicherheit bei nichtsymmetrischer Anordnung von Neupunkt und Referenzpunkten ist z. B. bei der Messung in geneigten Schächten oder ähnlicher Konfiguration die Einführung einer zusätzlichen Höheninformation zu empfehlen. Deren Genauigkeit bestimmt dann nicht nur die Höhengenaugigkeit, sondern mit zunehmender Neigung auch die Lagegenauigkeit des Neupunktes mit. Analog gilt dies im annähernd horizontalen Einsatzfall für die Koordinate in Richtung der Laserachse.

Die durch die Divergenz des Lasers begrenzte geometrische Anordnung der Referenzpunkte kann durch Entwicklung eines Rundum-Reflektors in Anlehnung an Abbildung 8.1 deutlich verbessert werden. Die Prinzipskizze zeigt die Reflexion eines kollimierten ringförmigen Strahls. Mit derart verbesserter Schnittgeometrie ist eine Lagestandardabweichung im Submillimeter-Bereich durchaus realistisch. Die Präzision der Höhenbestimmung hängt, wie gezeigt, in erster Linie von der vertikalen Verteilung der Referenzpunkte ab. Einsatzmöglichkeiten ergeben sich damit bei zwei- und dreidimensionalen Positionierungsaufgaben in der Industrie, in der Bauwerksüberwachung oder der Maschinensteuerung. Der Stand der Technik hierzu wurde in Kapitel 2 ausführlich dargestellt. Die Genauigkeiten eines Lasertrackers werden vermutlich schwer zu erreichen sein, bei genügender Zahl an Detektoren und damit verbundener Redundanz ist aber die Anfälligkeit gegenüber Signalunterbrechungen, z. B. durch zeitlich oder örtlich variable Abschattungen, wesentlich geringer. Im Unterschied zum Prinzip der X-Station würde nicht die Position des bewegten Empfängers bestimmt, sondern die Position des bewegten Rundum-Reflektors. Führt man diesem die Laserpulse durch Lichtleitfasern zu, ließe sich gegenüber der X-Station ein deutlich kleineres Bedienteil (Probe) realisieren.



**Abb. 8.1: Rundum-Reflektor für ein Ringprofil**

Denkbar ist auch, die differentielle Streckenmessung nur für den eindimensionalen Fall in der Industrie oder Bauwerksüberwachung einzusetzen. Hierfür reicht eine geringere Divergenz des Lasers und damit die Pulsleistung von Diodenlasern aus. Wesentliche Vorteile gegenüber bestehenden Technologien auf Laserbasis sind hier jedoch zunächst noch nicht ersichtlich. Möglicherweise ergibt sich aber für die akustische Streckendifferenzmessung durch Verwendung der TCSPC-Technik ein neuer Ansatz, da hier wegen der geringen Ausbreitungsgeschwindigkeit die Laufzeitdifferenz um mehrere Zehnerpotenzen höher ist als bei Licht. Nach dem Stand der Technik werden akustische Laufzeitdifferenzen bisher nur im ns-Bereich aufgelöst. Durch die TCSPC-Technologie könnte dies im ps-Bereich erfolgen, wobei zu untersuchen ist, ob die Schaltzeiten der akustischen Sensoren solchen Ansprüchen standhalten und die atmosphärischen Parameter solche hohen Genauigkeiten zulassen. Falls ja, wären Streckenmessungen mit Auflösung im Submikrometer-Bereich denkbar. Erste Tests wurden im extremen Nahbereich durchgeführt. Ultraschallsender und -empfänger wurden im Abstand von wenigen Millimetern aufeinander ausgerichtet. Anstelle von Pulsen wurde die akustische Sinusschwingung bei 40 KHz für eine Messung der Laufzeitdifferenz genutzt. Die am Sender ausgekoppelte Sinus-Schwingung diente als Startsignal der TCSPC-Karte und die empfangene akustische Schwingung diente als Stop-Signal. Ohne Kapselung des akustischen Signalweges wurden im Labor Histogrammbreiten von 200 ns gemessen. 3 ns Laufzeit entsprechen etwa 1  $\mu\text{m}$  Laufweg von Schall in Luft bei 20°C und Standardatmosphäre. Mit gekapseltem Strahlengang und Erfassung der meteorologischen Parameter sind bei Kalibrierung des Systems Genauigkeiten im Bereich weniger ns realistisch.

7.) Die bereits in Kapitel 1 avisierte **Kombination der Pseudostreckenmessung mit dem Reflexgoniometer** könnte prinzipiell zur Punkt- und gleichzeitigen Richtungsübertragung in vertikalen oder geneigten Schächten eingesetzt werden. Für die instrumentelle Realisierung der Referenzpunkte ist die Verwendung einer festen geometrischen Anordnung, wie z.B. auf dem vorgeschlagenen Karbonfaserrahmen mit festem Zielfernrohr, sinnvoll. Dass die Winkelmessung in mehreren Spiegellagen erfolgen kann, ist hinsichtlich der Bestimmung und Eliminierung systematischer Messabweichungen sehr nützlich. Vorteilhaft ist auch die Möglichkeit zur automatisierten Dauermessung von Winkeln und Strecken, wodurch eine Anwesenheit des Messpersonals im Schacht nur zum Einrichten und zum Abbau des Instrumentariums notwendig wäre. Anwendungen des Messprinzips sind z. B. bei den ca. 10 m breiten Startschächten für Rohrvorpressungen in 30 bis 40 m Tiefe denkbar. Die bei dieser Schachtgeometrie durch Winkel- und Pseudostreckenmessung zu vier Referenzpunkten erzielbare Präzision für Punkt- und Richtungsübertragung von  $\sigma_{x,y} = 3 \text{ mm}$  bzw.  $\sigma_{\alpha} = 3 \text{ bis } 7 \text{ mgon}$  könnte hier ausreichend sein. Voraussetzung für das Erreichen dieser Präzision ist, dass die Winkel instrumentell tatsächlich mit  $\sigma \leq 0,1 \text{ mgon}$  bestimmt und Probleme infolge von Mehrwegeeffekten behoben werden können. Nachteil ist die große Standardabweichung der Höhenübertragung, so dass die Messung von Absolutstrecken und Winkeln mittels Tachymeter und automatischer Zielerfassung von der Schachtsohle aus hinsichtlich der Genauigkeit als die bessere Lösung angesehen werden muss. In puncto Messgeschwindigkeit dürfte die Pseudostreckenmessung kombiniert mit einer einzelnen zusätzlichen Winkelmessung besser abschneiden.

8.) Mit Hilfe einer **Hydrauliklinse** bzw. **Ringdruckflüssiglinse** ist die variable Fokussierung eines Lasers auf kurze und große Reichweiten möglich. Eine Anwendung dieses Prinzips ist z. B. möglich bei Laserscannern, reflektorlosen Streckenmessern und Lotlasern, um die Spotgröße am Objekt in einem zweistufigen Messprozess zu minimieren und den Remissionsgrad zu maximieren. Hierfür wären nach dem Stand der Technik verschiebbare Linsensysteme notwendig. Im Vergleich dazu könnte die Verwendung elastischer Linsen sehr kurze Fokussierzeiten ermöglichen. Bei Streckenmessung nach dem Zweiweg-Verfahren ist im Gegensatz zur Pseudostreckenmessung die Änderung des optischen Weges innerhalb der verformten Linse zu kalibrieren und rechnerisch zu berücksichtigen. Möglicherweise wurde deshalb ein solcher Ansatz im Instrumentenbau noch nicht verfolgt. Die Flüssiglinsen sind auch deshalb besonders für photophysikalische und optische Anwendungen interessant, weil sowohl konvexe als auch konkave Formen gebildet werden können. Einsatzpotential besteht u. a. in der Holografie. Bei der Pseudostreckenmessung ist die Flüssiglinse zum variablen Aufweiten des Strahls verwendbar.

9.) Mit Hilfe des **3D-Piezotisches und des strahlstabilen Laserdiodenmoduls** kann eine Kalibrierung von Positionsdetektoren und CCD-Kameras erfolgen. Denkbar sind hier Untersuchungen zur Homogenität, zur Auflösung, zur Temperaturstabilität bzw. zur tatsächlich erreichbaren Genauigkeit der Sensoren.

## 10 Zusammenfassung und Ausblick

Ein Ziel der Arbeit war die Entwicklung eines Verfahrens zur 3D-Positionierung auf Basis elektrooptischer Pseudostreckenmessung. Ein zweites Ziel war die Entwicklung eines Reflexgoniometers zur zweiachsigen Winkelmessung. Im Rahmen der Arbeit wurden die Grundlagen zur instrumentellen Umsetzung beider Verfahren erarbeitet, die Genauigkeitspotentiale ermittelt und mögliche Anwendungen für die einzelnen Schlüsseltechnologien und deren Kombination abgeleitet. In einer Prototyp-Entwicklung wurden Vorschläge für die wesentlichen Funktionselemente des räumlichen Weg- bzw. Winkelmesssystems gemacht. Hierzu gehören das kardanisch aufgehängte Etalon, die temperaturstabilisierte Laseroptik und die temperaturkalibrierte CCD der Winkelmesseinheit (Reflexgoniometer), die Systeme zur Erzeugung und Detektion ultrakurzer Laserpulse, das TCSPC-System und die zur Auswertung und Kalibrierung notwendigen Algorithmen.

Nach eingehender Recherche zum Stand der Technik der aktiven Messsysteme zur statischen 3D-Positionsbestimmung und der Technologien der elektronischen Distanz- und Winkelmessung wurden die Messkonzepte für die elektrooptische Pseudostreckenmessung, das Reflexgoniometer und die Kombination beider Technologien vorgestellt. Für die Realisierung dieser Konzepte wurden zunächst die mathematischen Grundlagen der Positionierung mit Pseudostrecken und des räumlichen Rückwärtsschnittes mit Vertikalwinkeln dargelegt. Für einen kombinierten Ausgleichungsansatzes wurde das stochastische Modell entwickelt, welches vor allem die Probleme bei ungünstiger Schnittgeometrie aufzeigte. Hiervon sind besonders die Genauigkeit der Koordinate in Richtung der Laserachse und die Richtungsübertragung betroffen. Anhand je eines Modellfalles für günstige und ungünstige Schnittgeometrie wurden die erreichbaren Genauigkeiten der Punkt- und Richtungsübertragung in Abhängigkeit von den Standardabweichungen der Beobachtungen aufgezeigt. Das Vorhandensein gefährlicher Orte konnte für den kombinierten Ansatz bei symmetrischer Anordnung der Referenzpunkte auf zwei Basen ausgeschlossen werden. Eine Kombination beider Verfahren ist nur bedingt sinnvoll, in erster Linie dann, wenn die Geometrie der Pseudostreckenmessung günstig ist ( $\tau < 6$ ) und vielleicht nur ein oder zwei Punkte bei der Winkelmessung angezielt werden.

Die instrumentellen Grundlagen einer Streckendifferenzmessung mittels Laserpuls wurden in Labortests eingehend untersucht. Die Technologie des TCSPC ist für die Streckendifferenzmessung mittels Laserpuls prinzipiell einsetzbar, da die Hardware-Parameter des TCSPC-Systems per Software leicht an die Messbedingungen angepasst werden können und die Histogrammbildung eine Datenanalyse erleichtert. Die Untersuchungen ergaben, dass das System Picoharp 300 mit TDC gegenüber dem System TCC 900 mit TAC und ADC deutlich besser geeignet ist, da es bei höchster Auflösung nicht nur einen wesentlich größeren Messbereich sondern auch eine konstante Breite der Zeitkanäle und bereits integrierte Temperaturkorrektion aufweist. Dies erleichtert die Auswertung der TCSPC-Histogramme und eine aufwändige Kalibrierung, wie sie hier für die TCC 900 auf einer Interferometerbahn vorgenommen wurde, kann entfallen. Es konnte gezeigt werden, dass mit ultrakurzen Laserpulsen höhere Genauigkeiten erzielbar sind als mit ns-Pulsen. Mit PIN- und MSM-Dioden waren zwar nur Messungen im Nahbereich möglich, jedoch wurden mit ps-Pulsen und der TCC 900 Standardabweichungen der Einzelstreckenmessung (für ein einzelnes Histogramm) von 0,7 mm nachgewiesen. Die vergleichenden Untersuchungen zu verschiedenen Sensortypen zeigten, dass auch mit APD-Modulen und SPAD-Modulen eine Präzision der Streckenmessung im Submillimeter-Bereich erreichbar ist, wobei mit SPAD-Modulen höhere Reichweiten erzielt werden. Die Reichweite der Pseudostreckenmessung hängt in erster Linie von der Laserpulsleistung und der Größe der Detektoren ab, aber auch von der räumlichen Verteilung der Pulsenergie. Möglichkeiten, das transversale Strahlprofil des Lasers in dieser Hinsicht zu optimieren, wurden anhand eines Ringprofils dargestellt und unter Verwendung eines Axicons getestet. Für ein APD-Modul wurde mit Hilfe der TCC 900 durch softwaregesteuerte Variation des Eingangsschwellwertes eine Möglichkeit gefunden, den Einfluss des Time-Walk-Effektes unter 1 ps zu drücken.

Auch zur Technologie einer zweiachsigen Winkelmessung fanden eingehende Untersuchungen statt. Die theoretischen Grundlagen zur geometrischen Optik, zur Verwendung eines Lasers als Richtungsnormal und zur Sensorik wurden vorgestellt und darauf aufbauend der Entwurf eines Reflexgoniometers mit Etalon und Piezotisch. Für das Achsenmodell des Reflexgoniometers wurden Einflüsse und die messtechnische Berücksichtigung möglicher Achsenabweichungen analysiert. Hier konnte gezeigt werden, dass ein Großteil der Abweichungen durch Messung in zwei oder vier Spiegellagen eliminiert werden kann. Die verschiedenen Möglichkeiten zur Bestimmung der Strahlage eines Lasers wurden zunächst mit Hinblick auf die Sensorik diskutiert und dann praktisch untersucht. Es fanden vergleichende Untersuchungen mit CCD, Quadrantendiode und PSD statt. Die Verwendung einer CCD in Verbindung mit einem fokussierten Laserspot erwies sich in puncto Auflösung und Messbereich als optimal. Die Auflösung verschiedener Verfahren zur Schwerpunktfindung des Laserspots auf der CCD wurde durch Montage der CCD auf einem 3D-Piezotisch

untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass die Schwerpunktfindung bei Berechnung des dreidimensionalen Gaußfits die höchste Auflösung erreicht. Alternativ wurde das Pixelscanning als dynamisches Verfahren zur Schwerpunktfindung getestet, welches eine Rasterung erlaubt, deren Auflösung höher als die Pixelgröße der CCD ist. Darüber hinaus wurden die Methodik der Zielerfassung für die Winkelmessung und Möglichkeiten der Automatisierung andiskutiert. Hinsichtlich der Entwicklung einer elastischen Optik für schnelles und variables Umfokussieren und Aufweiten eines Lasers fanden ebenfalls praktische Untersuchungen statt. Mit dem Prototypen einer Hydrauliklinse konnte die Strahldivergenz eines ringförmigen Lasers um  $\pm 5$  gon geändert werden.

Bei der Kalibrierung der Systemkomponenten standen neben der Konstantenbestimmung Untersuchungen zur erreichbaren Präzision und das Aufdecken systematischer Messabweichungen im Vordergrund. Für die Konstantenbestimmung des Etalons konnte durch die Entwicklung eines fertigungsbezogenen Verfahrens auf Basis von Absolutinterferometrie und Atomkraftmikroskopie eine Messunsicherheit von ca. 10 nm erreicht werden. Dagegen wies die in-situ-Kalibrierung auf Basis eines Theodolitmesssystems Abweichungen von 5  $\mu$ m auf. Für die Kalibrierung des Kardans mit Hilfe des eingebauten Etalons wurde ein Verfahren zur Autokollimation eines Lasers auf Basis von Fasertechnologie entwickelt und getestet. Auch für die Definition der Strahlagenullstellung des Etalons ( $\Phi, \vartheta = 0$ ) und die Definition des Kugelzentrums der Pseudostreckenmessung wurden Algorithmen entwickelt.

Die Wirkung und die Berücksichtigung vorwiegend thermisch induzierter mechanischer, elektronischer und optischer Fehlereinflüsse wurden ausführlich diskutiert und praktisch untersucht. Zur Stabilisierung des optischen Aufbaus wurde ein Faserpositionierer mit eingebautem Linsenhalter aus Invar hergestellt. Eine Temperaturerfassung im Innern des Kamera-Gehäuses ermöglichte eine Thermokalibrierung der CCD-Position, zeigte jedoch noch verbleibende Nichtlinearitäten, die nur durch eine bessere Lagerung der CCD-Platine, z. B. auf einem Keramiksubstrat, gelöst werden können. In Zeiträumen, wo die thermische Drift linear war, ergab sich nach Korrektur der Drift eine empirische Standardabweichung in einer Achse von weniger als 100 nm für eine Messzeit von zwei Sekunden (Mittel aus 20 CCD-Bildern). Bei annähernd gekapseltem Strahlengang sank die Standardabweichung um den Faktor 2. Dadurch konnte für das Mittel aus 600 Einzelbildern (1 Minute Messzeit) eine Standardabweichung der Laserspotkoordinaten von  $s_{y,z} = 15$  nm bei einer Fokusslänge des Lasers von 0,5 m empirisch nachgewiesen werden. Das entspräche einer Restabweichung der Kippwinkelmessung von  $s_{\varphi} = 0,06$  mgon. Bei kürzeren Fokusslängen, d.h. kürzerem Abstand zwischen Linse und Kamera, war das Positionsrauschen des Laserspots deutlich geringer und Standardabweichungen unter 10 nm wurden bei Mittelung über 30 s Messzeit erreicht.

Eine durch den Einbau von Temperatursensoren möglich gemachte Thermokalibrierung des TCSPC-Systems ergab lineare Abhängigkeiten der Laufzeitmessung von der Temperatur der TCSPC-Karte im PC von 4 mm/K. Durch Mittelung der Temperaturmessung über den wenige Sekunden langen Zeitraum der Histogrammbildung kann der Einfluss auf die Streckenmessung unter 0,1 mm gedrückt werden. Praktische Untersuchungen zur Pseudostreckenmessung umfassten Reichweitentests und Genauigkeitsuntersuchungen auf einer mittels Lasertracker eingerichteten Vergleichsstrecke. Da der für die Laboruntersuchungen verwendete Diodenpulslaser mit 50 ps Pulsbreite eine zu geringe Pulsleistung aufwies, wurde für die Genauigkeitsuntersuchungen auf der Vergleichsstrecke das System t-Pulse 500 mit 0,5 ps Pulsbreite genutzt. Es wurden wegen starker Mehrwegeeffekte nur empirische Standardabweichungen zwischen 0,4 und 1,5 mm für die Pseudostrecken erzielt, woraus eine Präzision der Koordinatenbestimmung quer zur Laserachse von  $s_x = 6,1$  mm und  $s_z = 7,7$  mm bei 26,5 m Entfernung resultierte. Bei Testmessungen ohne ersichtliche Mehrwegeeffekte lag jedoch die empirische Standardabweichung der Pseudostrecken durchweg bei 0,3 mm. Daraus würde bei gleicher Geometrie eine Präzision der Koordinaten von  $s_x = 3,6$  mm und  $s_z = 4,5$  mm resultieren. Damit konnte gezeigt werden, dass die im Nahbereich erreichte Präzision der Pseudostreckenmessung bei hoher Pulsleistung auch über größere Distanzen realisierbar ist.

Die im Rahmen der Arbeit neuentwickelten und getesteten Technologien können separat oder kombiniert angewandt werden. Während das Etalon als Vergleichsmaßstab in industriellen Anwendungen dienen kann, käme für das Reflexgoniometer eine Nutzung als Abgriffsystem eines zweiachsigen Neigungsmessers bzw. Neigungstisches in Frage. Das Reflexgoniometer kann auch dazu verwendet werden, den Zielstrahl eines Tachymeters definiert auszulenken. Damit wäre der Tachymeter z.B. zur Schräglotung von oben in Schächten aller Art einsetzbar. Sehr interessant könnte die Anwendung des Reflexgoniometers für ein elektronisches Autokollimationssystem sein. Industrielle Anwendungen ergeben sich damit im Bereich Optical Tooling, wo im Vergleich zu bestehenden Systemen deutlich größere Messbereiche abgedeckt werden könnten. Bei Nutzung eines Tachymeters anstelle eines festen Fernrohres zur Autokollimation ergibt sich in Erweiterung der Geradlinigkeitsprüfung die Möglichkeit der Prüfung von dreidimensionalen Raumkurven. Das entwickelte

Verfahren der Autokollimation eines Lasers kann zur Einrichtung der räumlichen Lage von Laserstrahlen in industriellen Prozessen genutzt werden. Bei günstiger Schnittgeometrie, also annähernd horizontalem Einsatz, ist die elektrooptische Pseudostreckenmessung als lokales Positionierungssystem geeignet. Anwendungen sind bei der Maschinensteuerung denkbar. Die Kombination der Pseudostreckenmessung mit dem Reflexgoniometer kann prinzipiell zur Punkt- und gleichzeitigen Richtungsübertragung in vertikalen oder geneigten Schächten eingesetzt werden, ist aber nur bei günstiger Schnittgeometrie sinnvoll. Hier wäre sowohl die Messung von unten nach oben als auch eine Messung von oben nach unten mit demselben Equipment möglich. Nachteilig ist bei einseitiger Verteilung der Referenzpunkte die hohe Standardabweichung in Richtung der Laserachse.

Im Hinblick auf diese aufgezeigten Anwendungen ergeben sich als nachfolgende Aufgaben die Realisierung von feldtauglichen Prototypen für industrielle Messungen bzw. Baumaschinensteuerung und deren Test im praktischen Einsatz. Betreffs der aufgezeigten Anforderungen an die Sensorik sind Hardware-Lösungen zu suchen bzw. zu entwickeln und gemäß den Anforderungen der Praxis in transportable Messsysteme zu integrieren. Dies betrifft in erster Linie den optischen Aufbau des Reflexgoniometers und den Laserpulsler.

Ein Ausblick soll am Schluss auf die Weiterentwicklung der Sensorik gewagt werden. Bezüglich der Winkelmessung ist durch Verwendung großflächiger Sensoren eine Vergrößerung des Winkelmessbereiches möglich. Fullframe-Sensoren gibt es mit sehr großen Abmessungen (aktuell bis 4 cm x 5 cm), was bei hoher Genauigkeit einen sehr großen angularen Messbereich ermöglicht. In der derzeitigen Konfiguration könnte damit der Einfallswinkel theoretisch  $0 \leq \varepsilon < 100$  gon betragen, was für  $\Phi$  den Messbereich  $-100 \text{ gon} \leq \Phi < +100 \text{ gon}$  eröffnen würde. Bei einem Füllfaktor von 100 % und thermisch stabiler Lagerung der CCD, z.B. auf einem Keramiksubstrat, sind hohe Linearitäten und Kalibrierengenauigkeiten zu erwarten. Wegen des mechanischen Shutter ist dann der interne Laser zu pulsen und mit dem Shutter zu synchronisieren.

Da die Entwicklung im Bereich der Ultrakurzpulslaser durch die Einführung neuer Lasermaterialien, wie z. B. dem beim t-Pulse 500 verwendeten Ytterbium-Wolframat, und die Fasertechnologien sehr dynamisch verläuft, ist in absehbarer Zeit mit noch handlicheren und preiswerteren Systemen zu rechnen. Eine interessante Alternative zu den Festkörperlasern wären die von [VOLPE, 1995] vorgestellten Diodenlaser mit 40 ps Pulsbreite und 140 W Pulsspitzenleistung, die durch einen Avalanche-Generator gepulst werden. Sollten diese irgendwann kommerziell erhältlich sein, dürfte damit bei gleicher Konfiguration etwa die 30-fache Reichweite des bei dieser Arbeit verwendeten Diodenlasers erzielbar sein. Noch deutlich höhere Pulsleistungen und kürzere Pulse sind von Faserlasern zu erwarten, die wegen der besseren Möglichkeit zur Kühlung auch kompakter gestaltet werden können.

## Abkürzungsverzeichnis

Abb.	Abbildung	KMG	Koordinatenmessgerät
Abschn.	Abschnitt	LED	Light Emitting Diode
ADC	Analog-Digital-Converter	LIDAR	Light Detection And Ranging
ADI	Absolute Distance Interferometry	LLR	Lunar Laser Ranging
AFM	Atomic Force Microscopy (Atomkraftmikroskopie)	LPS	Local Positioning System
AMCW	Amplitude Modulated Continuous Wave	MCP	Micro Channel Plate
AOM	akusto-optischer Modulator	MoLECL	Mode Locking External Cavity Laser
APD	Avalanche Photodiode	MSM	Metal Semiconductor Metal Diode
APS	Active Pixel Sensor	NIM	Nuclear Instrumentation Module Standard
ATR	Automatic Target Recognition	PDOP	Position Dilution Of Precision
BNC	Bayonet Nut Connector	PIN	Positive Intrinsic Negative Diode
bzw.	beziehungsweise	PMT	Photo Multiplier Tube
CCD	Charge Coupled Device	PTB	Physikalisch-Technische Bundesanstalt
CFD	Constant Fraction Discriminator	S.	Seite
CMOS	Complementary Metal–Oxide– Semiconductor	SESAM	Semiconductor Saturable Absorber Mirror
CPM	Cathode Photo Multiplier	SEV	Sekundär-Elektronen-Vervielfacher
DBR	Distributed Bragg Reflector	SLR	Satellite Laser Ranging
DFG	Deutsche Forschungsgemeinschaft	SMA	Sub-Miniature-A-Steckverbinder
DGPS	Differential GPS	SONAR	SOund Navigation And Ranging
d. h.	das heißt	SPAD	Single Photon Avalanche Diode
DIN	Deutsche Industrienorm	TAC	Time-to-Amplitude-Converter
ECDL	External Cavity Diode Laser	TCSPC	Time Correlated Single Photon Counting
EDM	Elektronische Distanzmessung	TDC	Time-to-Digital-Converter
etc.	et cetera	TOF	Time of flight, Laufzeit eines Laserpulses
FMCW	Frequency Modulated Continuous Wave	TTL	Transistor-to-Transistor Logic
FSI	Frequency Scanning Interferometry	u. a.	unter anderem
FWHM	Full Width Half Maximum, Halbwertsbreite	u. U.	unter Umständen
GPS	Global Positioning System	VDOP	Vertical Dilution Of Precision
GUM	Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement	VECSEL	Vertical External Cavity Surface Emitting Laser
HDOP	Horizontal Dilution Of Precision	z. B.	zum Beispiel
Kap.	Kapitel		

# Literaturverzeichnis

## Optik

- Bahnert, G.: Grundlagen der interferometrischen Messung kleiner Winkel, Vermessungstechnik Heft 30, S. 305 ff., 1982
- Bönsch, G.: Automatic gauge block measurement by phase stepping interferometry with three laser wavelengths In: Recent Developments in Traceable Dimensional Measurements, SPIE Proceedings Vol. 4401 (2001), S. 1-10
- Churin, E.G., Hoßfeld, J., Tschudi, T.: Polarization configurations with singular point formed by computer generated holograms, Optics Communications 99 (1993) S.13-17
- DIN ISO 10110 (vormals DIN 3140) „Optik und optische Systeme – Erstellung von Zeichnungen für optische Elemente und Systeme“
- Eichler, J., Eichler, H.J.: Laser – Bauformen, Strahlführung, Anwendungen; Springer Verlag Berlin / Heidelberg / New York, 4. Auflage 2002
- Funk, S.: Ultraschnelle Reaktionsdynamik an Oberflächen: Desorption und Oxidation von CO auf Ru(001) induziert durch Femtosekunden Laserpulse, Dissertation FU Berlin, 1999
- Gomes, A., Gouveia-Neto, A., Taylor, J. (1988) Optical and Quantum Electronics 20, 95
- Grafström, S. et al. : Fast Laser beam position control with submicroradian precision, Optics Communications, Vol. 65, Nr. 2, 1988
- Grosjean, T., Courjon, D., Spajer, M. : An all-fiber device for generating radially and other polarized light beams, Technical report, 2005
- Haferkorn, H.: Optik; Verlag Johann Ambrosius Barth Leipzig, 3. Auflage 1994
- Kim, Y.S., Lee, C.S., Jin, W.H., Jang, S.S., Nam, H.J., Bu, J.U.: 100×100 Thermo-Piezoelectric Cantilever Array for SPM Nano-Data-Storage Application, Sensors and Materials, issue 17, 57 (2005)
- Kneubühl, F., Sigrist, M.: Laser, Teubner-Verlag Stuttgart, 1995
- Krämer, Horst: Geometrische Optik; Demmig Verlag Nauheim / Groß Gerau 1981
- Krupenkin, T., Yang, S. Mach, P.: Tunable liquid microlens, Applied Physics Letters, Volume 82, Issue 3 (2003), S. 316-318
- Marti, O., Krausch, G.: Nahfeldoptik mit fast-atomarer Auflösung, <http://wwwex.physik.uni-ulm.de/snomweb/snom/Nahfeldoptik/snom.html>, 1995
- Mitchell, P., Griffith, P., Henderson, D.: Fast-steering mirrors improve active beam stabilisation, Optoelectronics world, issue 10 / 2001
- Mollenauer, L.: Laser Handbook, Vol.4, chapter 2, North-Holland, Amsterdam, 1985
- Mushiake, Y., Matsumura, K., Nakajima, N.: Generation of a radially polarized optical beam mode by laser oscillation, Proceedings IEEE 60, S. 1107-1109, 1972
- Naumann, H., Schröder, G.: Bauelemente der Optik; Carl Hanser Verlag München / Wien, 6. Auflage 1992
- Ostendorf, A.; Kamlage, G.; Nolte, S.: Prozeßgeregeltes Präzisionsbohren mit KurzpulsLasern, Abtragen mit Laserphotonen – Bohren, Laserzentrum Hannover, BMBF Forschungsberichte 2000
- Otto, T.: Projektstatus – Faserkoppler, Vortrag am IAPP der TU Dresden, 07/2000
- Petersen, R., Rothe, H.: Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Koordinatenmesstechnik in der Nanometrologie, Dissertation UBW Hamburg, 2003, Schriftenreihe Laboratorium Mess- und Informationstechnik, H. Rothe (Hrsg.) Band 1, SHAKER-Verlag
- Pfeifer, T., Lang, M., Thiel, J.: Geradheitsmessgerät mit interner Strahlagekorrektur, TM 5/1993, S. 192-197 [www.schott.com/optics\\_devices/german/download/](http://www.schott.com/optics_devices/german/download/), Stand 07/2006
- Schröder, G: Technische Optik : Grundlagen und Anwendungen Vogel Verlag Würzburg 1990
- Schübler, H.H. : Die Eignung von Laser-Strahl und photoelektrischen Detektoren zur Messung der Abweichung von Geradlinigkeit und Ebenheit im Maschinenbau, Dissertation RWTH Aachen, 1971

Schüßler, H.H. : Measurement of straightness deviations by means of a laser-beam with multiple position-sensitive photodetectors, IMEKO Symposium on Measurement and Inspection in Industry by Computer Aided Laser Metrology, Hungary 1990

Tidwell, S.C., Ford, D.H., Kimura, W.D.: Generating radially polarized beams interferometrically, Applied Optics 29, S. 2234-2239, 1990

www.mahag.com/srt/sagnac.php, Stand 11/2006

Yablanovitch, E. Goldhar, J.: Applied Physics Letters 25 (1974), S. 580 ff.

### **Diodenlaser:**

Biernat, A., Kompa, G.: Powerful picosecond laser pulses enabling high-resolution pulsed laser radar, Journal of Optics, Volume 29, Issue 3, pp. 225-228 (1998)

Büsing, K.: Untersuchung eines Halbleiterlasers als Strahlquelle für die optische Längenmeßtechnik, Dissertation TH Aachen, 1987

Häring, R.: Miniature Pulsed Laser Sources, Repetition Rates from Kilohertz to Gigahertz, Dissertation ETH Zürich No 14454, 2001

Hofbauer, U.: Zweiwellenlängeninterferometrie mit Laserdioden, Dissertation Universität Stuttgart, 2002

Jahns, J.: Photonik, Oldenbourg Verlag München / Wien 2001

Karamanolis, S.: Das ABC der Lasertechnik; Elektra Verlag Neubiberg 1990

Nakamura, S., Pearton, S., Fasol, G.: The blue laser diode, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, Tokio, 2000

Meschede, D.: Optik, Licht und Laser; B.G. Teubner Stuttgart / Leipzig 1999

Pfeifer, T., Thiel, J.: Absolutinterferometrie mit durchstimmbaren Halbleiterlasern, Technisches Messen Heft 5/1993, Seite 185-191

Soltwedel, O., Salewski, K.-D.: Modellierung der Frequenzdurchstimmung von External-Cavity-Diode-Lasern (ECDL), Vortrag auf der 105. Tagung der Deutschen Gesellschaft für angewandte Optik DGaO 2004, Bad Kreuznach, Elektron. Tagungsband der DGaO

Thiel, J.: Entwicklung eines wellenlängenstabilisierten Halbleiterlaser-Interferometers zur relativen Längen- sowie absoluten Abstandsmessung, Fortschritt-Berichte VDI, Reihe 8 ; Nr. 364, 1993

Thiel, J., Pfeifer, T., Hartmann, M.: Interferometric measurement of absolute distances of up to 40 m, Measurement, 16, 1/1995

Volpe, F.P. : Erzeugung von optischen Pikosekundenimpulsen hoher Leistung mit Halbleiterlasern zur Nahbereichs-Entfernungsmessung mit Submillimetergenauigkeit Fortschrittsberichte VDI, Reihe 9, Elektronik, Nr. 202, VDI-Verlag

Xiaoli, D., Katuo, S.: High-accuracy absolute distance measurement by means of wavelength scanning heterodyne interferometry, Measurement Science and Technology, 9, 1031, (1998)

### **Empfangssensorik:**

Becker, W. Bergmann, A.: Detectors for High-Speed Photon Counting, www.becker-hickl.de

Becker&Hickl: OCF400 Manual, becker-hickl.de/docphotoncounters.htm, 2004

Bertone, N., Biasi, R., Dion, B.: Overview of photon counting detectors based on CMOS processed single photon avalanche diodes (SPAD), InGaAs APDs, and novel hybrid (tube + APD) detectors, Proceedings of SPIE, Volume 5726 (2005), S. 153-163

Edwards, I.: Using photodetectors for position sensing, Sensors, Issue 12/1988, S.26-32

Fortin, J., Chevrette, P.C.: Realization of a fast microscanning device for infrared focal plane arrays, Proceedings of SPIE Vol. 2743 (1996), pp.185-196

Kirchner, G., Koidl, F., Blazej, J., Hamal, K., Prochazka, I.: Time-walk-compensated SPAD: multiple-photon versus single-photon operation, Proceedings of SPIE Vol. 3218, p. 106-112, 12/1997

Laser2000: Produkt-Katalog 2004

Löken, M.: Herstellung und Charakterisierung von ultraschnellen Photodetektoren, Dissertation Universität Köln, 1999, Berichte des Forschungszentrums Jülich, 3687

Photek: Firmeninformation in Europhotonics, Heft 2/3 2005

Reeb, W.: Über Kimme und Korn, LASER+PHOTONIK 2/2003

Roper Scientific, Technical Note zu CoolSNAP Interline Cameras, 2002

Schreiber, U.; Schlicht, A.; Haufe, K.H.: Systematic Biases in Laser Ranging Measurements, Symposium on Satellite Remote Sensing, 20.-24. Sept. 1999, Florence, Italy, Proceedings of the SPIE, Vol. 3865, Seite 64-73

Wood R., Appleby G.: Detecting and Eliminating Errors in the EUROLAS Network, EUROLAS Workshop, Herstmonceux, UK, 2002

### **Programmierung, Ausgleichung, Fehlertheorie:**

Benning, W.: Statistik in Geodäsie, Geoinformation und Bauwesen, Wichmann Verlag Heidelberg, 2002, S.107

Bleich, P., Illner, M.: Strenge Lösung der der räumlichen Koordinatentransformation durch iterative Berechnung, AVN Heft 4 / 1989, S.133-144

DIN Deutsches Institut für Normung e.V., „Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen“ (Deutsche Fassung), DIN V ENV 13005, Beuth Verlag GmbH, Juni 1999

DIN Deutsches Institut für Normung e.V., „Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement“ (Deutsche Übersetzung), Beuth Verlag GmbH, 1995

Grafarend, E., Lohse, P., Schaffrin, B.: Dreidimensionaler Rückwärtsschnitt, Teil I bis IV, ZfV 1989, Heft 2,3,4 und 5

Gotthardt, E.: Zur Unbestimmtheit des räumlichen Rückwärtsschnitts, Mitteilungen der Deutschen Gesellschaft für Photogrammetrie 5 / 1940

Häßler, J., Wachsmuth, H.: Formelsammlung für den Vermessungsberuf, 5. Auflage, Wilhelm Bing Verlag Korbach, 1994

Heister, H.: Zur Angabe der Meßunsicherheit in der geodätischen Meßtechnik, in : Qualitätsmanagement in der geodätischen Messtechnik, DVW-Schriftenreihe Heft 42, Wittwer-Verlag, 2001

Heister, H.: Zur Messunsicherheit im Vermessungswesen, Geomatik Schweiz, Heft 11 und 12 / 2005

Hofmann-Wellenhoff, B., Lichtenegger, H., Collins, J.: GPS Theory and Practice, 3.Auflage, Springer-Verlag Wien NewYork, 1994

Killian, K.: Der gefährliche Ort des überbestimmten räumlichen Rückwärtseinschneidens, ÖzfVuPh 78. Jahrgang 1990, Heft 1

Linkwitz, K.: Über fehlerzeigende Figuren, AVN 11-12 1985, S.434-454

Rothe, H., Steinbach, M.: BASIC-Programmbausteine; VEB Verlag Technik Berlin 1989

Scheffler, T.: Probleme mit Transformationen ?, Druckschrift, Wernigerode 2001

Weißhaar, E., Küveler, G., Bianda, M.: Schnelle und genaue Methode zur Schwerpunktfindung in Messreihen, Photonik 1/2003

Wunderlich, T.: Die gefährlichen Örtter der Pseudostreckenortung (Habilitationsschrift), Wissenschaftliche Arbeiten der Fachrichtung Vermessungswesen der Universität Hannover Nr.190, 1992

### **Mechanik:**

Bayer-Helms, F., Darnedde, H., Exner, G.: Längenstabilität bei Raumtemperatur von Proben der Glaskeramik „Zerodur“, Metrologica 21, S. 49-57, Springer-Verlag, 1985

Beckert, E.: Ebene Keramiksubstrate und neue Montagetechnologien zum Aufbau hybrid-optischer Systeme, Dissertation TU Ilmenau, 2005

Bergmann, L.: Der Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik, VDI-Verlag Berlin, 1937

Kranzer, Walter: So interessant ist Physik, Aulis-Verlag Deubner Köln, 1982

- Londig, O., Pannhorst, W.: Thermal expansion and length stability of Zerodur in dependence on temperature and time, *Applied Optics*, Vol. 24, No. 20 (1985), S. 3330-3334
- Marth, H., Donat, M., Pohlhammer, C.: Latest experience in design of piezoelectric-driven fine-steering mirrors, *Proceedings of SPIE Vol. 1543*, pp. 248-261
- Moore, W.R.: *Die Grundlagen der mechanischen Genauigkeit*, technischer Verlag Günter Großmann, 1985
- Roark, R. J.: *Formulas for stress and strain*, McGraw-Hill 1965, New York, S. 214ff.
- Zangl, H., Brasseur, G.: Winkelmessung mit planaren kapazitiven Sensoren, *TM 5/2003*, S. 233-237

## Geodäsie

- Albert, J., Schwarz, W.: Messtechnische Entwicklungen für die Zukunftsprojekte „Linearbeschleuniger“, in : *Ingenieurvermessung 2004, 14th International Course on Engineering Surveying*, ETH Zürich, Hrsg.: H. Ingensand
- ArcSecond: Constellation 3D-i Error budget and specifications, White paper 063102 von Arc Second Inc., 2002
- Bayoud, F.: Leica`s Pinpoint EDM Technology with Modified Signal Processing and Novel Optomechanical Features, *Proceedings of the XXIII. FIG Congress, München 2006*, [www.fig.net/pub/fig2006/papers/ts24/ts24\\_03\\_bayoud\\_0828.pdf](http://www.fig.net/pub/fig2006/papers/ts24/ts24_03_bayoud_0828.pdf)
- Berg, M., Jörg, K.W., Paulick, J.-P.: 3D Ultraschall-Entfernungsmessung mit Pseudo-Random Sequenzen, *Autonome Mobile Systeme 1999*, 15. Fachgespräch, München, 26.-27. November 1999. *Informatik Aktuell*, Springer Verlag 2000, S. 78-87
- Bienert A.: *Auswertung von Höhenmessungen und Automatisierung der Seespiegelfixierung*, Studienarbeit TU Dresden 2003
- Böckem, B.: *Development of a Dispersometer for the Implementation into Geodetic High-Accuracy Direction Measurement Systems*, Dissertation, IGP Mitteilung Nr. 73, Zürich 2001
- Bohnenstingl: [www.bohnenstingl.de](http://www.bohnenstingl.de), Stand Juli 2004
- Borenstein, J., Koren, Y.: Error Eliminating Rapid Ultrasonic Firing for Mobile Robot Obstacle Avoidance, *IEEE Transactions on Robotics and Automation*, 1995, Vol. 11 No. 1, Page 132-138
- Buchmann, P.: *Entwicklung eines Meßsystems zur automatischen polaren Objekterfassung*, DGK Reihe C, Heft 456, 1996
- Burgarth, V., Thang, C., Abou-Zeid, A.: Absolut messendes Diodenlaserinterferometer, *TM 2/2003*, S.53-58
- Claus, M.: *Experiences with InduSURF in 3D Measurement of industrial Surfaces*. *Int. Archives of Photogrammetry and Remote Sensing*, Vol. 27 (1988), Part B5
- de Groot, P. : *Unusual techniques for absolute distance measurement*, *Optical engineering* Vol. 40 Nr. 1 (2001), S. 28-32
- Dicke, W.: *Untersuchungen über die optische Richtungsübertragung in Schächten, insbesondere in Blindschächten, mit Nivellierinstrument und Objektivprisma*, Dissertation, TU Berlin, 1970
- Ehlebracht, H.. *Untersuchungen zur optischen Lotung*, Dissertation TH Aachen, 1964
- Eichholz, K., Korittke, N., Niemeier, W.: *Optimierung markscheiderischer Messungen über und unter Tage*, *Mitteilungen der WBK*, 1985
- Eichholz, K., Schäfler, R.: *Zur Dynamik elektronischer Neigungsmesser (Teil I)*, *AVN Heft 1 / 1982*, S. 29-45
- Elmer, H., Schweinzer, H. Magerl, G.: *Hochauflösende Ultraschall-Entfernungsmessung für große Distanzen*, *Technisches Messen Heft 4/2003*, S.173-179
- Evers, H., Kahmann, A.: *Stand und Trend in der GSM-gestützten Positionierung*, *POSNAV 2003, DGON Symposium Positionierung und Navigantion*, Schriftenreihe des Geodätischen Instituts der TU Dresden, Band 3, 2003, S.49 – 62
- Farkas-Jandl, T.: *Einführung in die Inertialvermessung*, Wichmann Verlag Karlsruhe, 1986
- Fischer, A., Stelzer, A., Söser, A.: *Local Position Measurement System (LPM), a basic technology for precise measurement of position in real-time*, *POSNAV 2003 DGON Symposium Positionierung und Navigation*, Dresden, Germany, March 18–19, 2003, pp. 63–74

- Fischer, E., Ittner, T., Sodnik, Z., Tiziani, H.J.: Heterodynverfahren für hochgenaue Vermessung im Nahbereich, ZfV 117 (1992) 1, S.46-55
- Fraunhofer Institut für Physikalische Messtechnik, Werbebroschüre, 2004
- Frey, S.: Laser-Fernerkundung der planetaren Grenzschicht, Dissertation FU Berlin, 2002
- Friel, G.J., Conroy, R.S., Kemp, A.J., Sinclair, B.D., Ley, J.M.: Q-switching of a diode-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> laser using a quadrupole electro-optic deflector, Applied Physics B 67 (1998) 2, 267-270
- Fuhrland, M.: Das passive Exzentrum - Streckenmessung um die Ecke, Vermessungsingenieur 6/2004, S. 478
- Fuhrland, M.: Das Tachymeter-Aufsatzsystem ArgusTAT, Vermessungsingenieur 6/2005
- Fuhrland, M.: Bestimmung unterirdischer Punkte mit dem Tachymeter-Aufsatzsystem ArgusTAT, Vortrag zum 7. Geokinematischen Tag der TU Freiberg, 11.-12.05.2006, Schriftenreihe des Institutes für Markscheidewesen und Geodäsie der TU Bergakademie Freiberg
- Fuhrland, M., Eng, L., Möser, M.: 3D-Positionierung mit indirektem Sichtkontakt, Ingenieurvermessung 2004, 14th International Course on Engineering Surveying, ETH Zürich, S. 349-354
- Graesser, C.: Prinzipien der elektronischen Distanzmessung und Anforderungen an die EDM in Laserscannern, Vortrag beim 5. Jenaer GeoMessdiskurs „Laserscanning und Alternativen“, 16.10.2003
- Grosche, R.: Mehrzielfähige optische Entfernungsmessung mit einem FMCW-Laser-Distanzsensor, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum 2005
- Gühning, J.: 3D-Erfassung und Objektrekonstruktion mittels Streifenprojektion, Dissertation Universität Stuttgart 2002, DGK Reihe C Heft 560
- Hamfeld, H.: HandyScan3D, handgeführter 3D-Scanner zur Erfassung von Objekten, 7. ABW-Workshop 3D-Bildverarbeitung, Technische Akademie Esslingen, 5.-6.2.2002
- Hampel, U.: Photogrammetrische Verformungs- und Rissmessungen bei kurz- und langzeitigen Belastungsversuchen im bautechnischen Versuchswesen. In: VDI-Berichte 1757, GESA - Symposium 2003 - Sicherheit und Wirtschaftlichkeit durch Messtechnik, Monitoring und Beanspruchungsanalyse, Braunschweig, 12.-13.6.2003, S. 59-66.
- Härtig, F. et al.: Selbstnachführendes Laserinterferometer für die Koordinatenmesstechnik, Technisches Messen 4/2004, S. 227-232
- Heger, W.: Untersuchungen zum Einsatz inertialer Vermessungssysteme in ‚strapdown‘-Technik bei der Schachtvermessung, Dissertation Universität Hannover, 1992
- Herrmann, H.: Untersuchungen zur vertikalen Richtungsübertragung mit einem Tachymeteraufsatz, Diplomarbeit TU Dresden, 2005
- Hipp, J.: Eine neue Entfernungsmesserfamilie mit Puls-Laufzeit-Meßverfahren (FEN 2000), AVN Heft 11-12/1983, S.461-464
- Hof, A.: Theorie und Realisierung eines Abbe´-Fehler-freien, selbstkalibrierenden räumlichen Wegmesssystems, VDI-Fortschrittsberichte, Reihe 8 Nr.1, 1987
- Horch, G., Haas, H., Bauer, G.: Ein mobiles Messgerät für den universellen Einsatz – Bericht zur Konzernfachtagung „Optoelektronische Meß- und Prüftechnik für die Fertigung“, Audi Ingolstadt, 1991
- Hug, C.: Entwicklung und Erprobung eines abbildenden Laseraltimeters für den Flugeinsatz unter Verwendung des Mehrfrequenz-Phasenvergleichsverfahrens, Dissertation Universität Stuttgart, 1996, DGK Reihe C, Heft 457
- Huggett, G.R., Slater, L.E.: Electromagnetic Distance-Measuring Instrument accurate to 110-7 without Meteorological Corrections, Proceedings of the Int. Symp. on Terr. EDM and Atmospheric Effects on Angular Measurements, Stockholm, 1974, Bd.1 Nr.11
- Ingensand, H.: Robotertachymeter - Polare Positionierungssysteme der Zukunft, VDI-Berichte Nr. 1454, S.33-45
- Jacobs, E. : Präzisionslotungen und Richtungsübertragungen mittels Zenitdistanzmessung, Vermessungsingenieur Heft 3 / 1991
- Jakob, G.: Fehlereinflüsse bei der optischen Lotung, Vermessungstechnik 1973, Heft 6
- Jiang, X, Bunke, H.: Dreidimensionales Computersehen: Gewinnung und Analyse von Tiefenbildern, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1997

- Journet, B., Bazin, G.: A low-cost laser range finder based on an FMCW-like method, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Vol. 49, Nr.4, 2000.
- Juretzko, M., Scherer, M.: Ein System zur hochgenauen polaren Fassadenvermessung, Ingenieurvermessung 2000, XIII. International Course on Engineering Surveying, Wittwer Verlag Stuttgart, S. 400-405
- Just, A.: Untersuchung eines neu entwickelten Winkelinterferometers zur Kalibrierung kleiner Winkel, PTB Forschungsnachrichten der Abteilung 5, [www.ptb.de/de/org/5/nachrichten5/archiv/2006/wirtschaft/abteilung5\\_16.htm](http://www.ptb.de/de/org/5/nachrichten5/archiv/2006/wirtschaft/abteilung5_16.htm), Stand 30.10.2006
- Kahmen, H.: Hochpräzise Zielerfassung durch Robotertheodolite, in: Ingenieurvermessung 1992, XI. Internationaler Kurs für Ingenieurvermessung, ETH Zürich, 1992
- Kang, S., Tesar, D.: A Noble 6-DOF Measurement Tool With Indoor GPS For Metrology and Calibration of Modular Reconfigurable Robots, IEEE ICM International Conference on Mechatronics, Istanbul, 2004
- Kinder, Th.; Sparrer, G.; Salewski, K.-D.: Test eines absolutmessenden Interferometers am 50m-Längenkomparator der PTB, Vortrag auf der 105. Tagung der Deutschen Gesellschaft für angewandte Optik DGaO 2004, 1.-5. Juni 2004 Bad Kreuznach, Elektronischer Tagungsband der DGaO
- Kinder, Th.: Beiträge zur absoluten Distanzinterferometrie mit variabler synthetischer Wellenlänge (VSW-ADI), Dissertation Universität Greifswald, 2003
- Kirchner, G., Koidl, F. : Graz KHz SLR System: Design, Experiences and Results, Vortrag beim 14th International Laser Ranging Workshop 7. - 11.6.2004, San Fernando, Cadiz, Spain
- Kleeman, L.: Fast and accurate sonar trackers using double pulse coding, IEEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems, Kyongju, Korea, October 1999, pp.1185-1190
- Kleeman, L.: Optimal estimation of position and heading for mobile robots using ultrasonic beacons and dead-reckoning, IEEE International Conference on Robotics and Automation, Nice, France, pp 2582-2587, 1992
- Knorr, F.: Beitrag zur markscheiderischen Schachtkontrolle, Freiburger Forschungsheft A 810, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, 1990
- Kratzsch, H.: Ein vereinfachtes Verfahren der optischen Richtungsübertragung, Mitteilungen aus dem Markscheidewesen Heft 71, 1964, S.45-48
- Kröger, P.: Den Sprecher stets im Blick, Elektronik 08/2005
- Landgraf, C.: Genauigkeitsuntersuchungen zur X-Station, Diplomarbeit TU Dresden, 2007
- Leica Geosystems GmbH, Werbebroschüre, 2004
- Lengemann, A.: Lotung durch lotrechten Schuß, Mitteilungen a. d. Markscheidewesen 74 (1967), S.91
- Liu, Xiongfei: Untersuchung eines neuartigen Abstandsmessverfahrens basierend auf der Bestimmung von Laserpuls wiederhol frequenzen, VDI Fortschrittberichte, Reihe 8 Nr. 566 (1996)
- Loser, R.: Laser-Tracking-System für 3D-Messungen bewegter Objekte, TM 5/1993, S.198-202
- Loser, R.: Weiterentwicklung eines absoluten, hochpräzisen und trackingfähigen Distanzmessers für industrielle Anwendungen, Diss., ETH Zürich, Nr. 14099, 2001
- Loser, R., Meier, D., Münch, K.-H., Schwarz, W.: Das Funktionsprinzip des Mekometers ME 5000, AVN 10/1991
- Loser, R., Meier, D., Scholian, T.: Instrumentation of the Nineties. Proceedings of the First International Workshop on Accelerator Alignment, July 31- August 2 1989, page 184-199, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford (California)
- Luhmann, T.: Photogrammetrie und Laserscanning, Wichmann Verlag Heidelberg, 2002
- Maas, H.-G.: Photogrammetrische Oberflächenbestimmung mit strukturiertem Licht, AVN Heft 8/9 1992
- Maas, H.-G., Schneider, D., 2004 (Eds.): Panoramic Photogrammetry. Proceedings ISPRS WG V/1 workshop, International Archives of Photogrammetry and Remote Sensing Vol. 34, Part 5/W16
- Mansfeld, W.: Funkortungs- und Funknavigationsanlagen. Hüthig Verlag, Heidelberg, 1994
- Marti, U., Schlatter, A., Schätti, I.: Lokale Schwerefeldstudien am AlpTransit Gotthard-Basistunnel, XIV. Kurs für Ingenieurvermessung, Zürich. Herausgeber: H. Ingensand, geomETH, Zürich 2004, S. 283-288
- Maurer, W., Schnädelbach, K.: Kalibrierung geodätischer Präzisionsmeßinstrumente mit dem Laser-Interferometer HP5526A, VIII. Internationaler Kurs für Ingenieurvermessung, ETH Zürich 1980

- Meyer, R.: Der Einsatz automatisierter Theodolite zur Parameteridentifikation bei Industrierobotern, Dissertation Universität Hannover, 1994
- Minoshima, K., Matsumoto, H.: High accuracy measurement of 240-m distance in an optical tunnel by use of a compact femtosecond laser, Applied Optics Vol. 39, No. 30 (2000)
- Möbius, J. et al.: MoLECL – Mode Locking External Cavity Laser Sensor, ein innovatives Messverfahren für die hochauflösende Metrologie, Photonik Heft 6 / 2003 S.2-5
- Möbius, J. et al.: Untersuchung der Messgenauigkeit eines modengekoppelten Lasers im externen Resonator als Abstandssensor für raue Oberflächen, Vortrag auf der 105. Tagung der Deutschen Gesellschaft für angewandte Optik DGaO 2004, 1.-5. Juni 2004 Bad Kreuznach, Elektronischer Tagungsband der DGaO
- Moonen, J.G.D.: Die Anwendung des Alignierverfahrens bei Orientierungsmessungen, Mitteilungen aus dem Markscheidewesen, 1955, S. 117
- Morlot, J.-J.: Méthode et construction di lien fixe transmanche : méthodes et instruments topométriques. X,Y,Z-Association Francaise de Topographie, No. 40, Juillet 1989
- Möser, M. u.a.: Handbuch Ingenieurgeodäsie, Maschinen- und Anlagenbau, 2. völlig neu bearbeitete und erweiterte Auflage, Wichmann Verlag Heidelberg, 2002
- Niemeier, W., Katrycz, W.: Geodätische Sensoren und Methoden zur Bauwerksüberwachung, Abschlussbericht zum Teilprojekt C4 des SFB 477, 2003
- Niese, J.: Entwicklung und Einsatz einer kreiselgestützten Vermessung mit inertialen Sensoren im Spezialtiefbau, Dissertation TU Bergakademie Freiberg, 2002
- Nöding, M.: Frequenzmoduliertes Dauerstrich-Laser-Radar mit abstimmbaren Laserdioden, Dissertation Universität Kassel, 1999
- Regensburger, K.: Photogrammetrie, VEB Verlag für Bauwesen, Berlin, 1990
- Retscher, G., Thienelt, M.: Die Zukunft des Einkaufens – Was können Geodäten dazu beitragen, AVN 11-12 / 2004
- Riepl, S.: Lasermessungen nach Erdsatelliten auf zwei Wellenlängen unter Verwendung einer Streak-Kamera, DGK Reihe C, Heft 495, 1998
- Ritter, R.: Moiré-Verfahren. In: Rohrbach, C. (Hrsg.): Handbuch für experimentelle Spannungsanalyse, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf, 1989
- Ruland, R. et al.: The Chesapeake Laser Tracker in Industrial Metrology, in : Proceedings of the Third Int. Workshop On Accelerator Alignment, 28.9.-1.10.1993 Annecy
- Ryf, A.; Haag, R.; Schätti, I.: AlpTransit Gotthard-Basistunnel: Aktueller Projektstand, ingenieurgeodätische Aspekte XIII. Kurs für Ingenieurvermessung, München. Herausgeber: Schnädelbach, Schilcher, Wittwer Verlag, Stuttgart 2000, S. 51-62
- Rymarzyk, H.: Refraktionseinfluss auf Laserlote in Schächten, Das Markscheidewesen, 97. Jahrgang (1990), S. 391-395
- Schäfer, W.: Untersuchung der Punktgenauigkeit bei Schachtabseigerung unter Benutzung eines Schachtvermessungsgerätes mit polarisiertem Licht, Mitteilungen der westfäl. Berggewerkschaftskasse Nr. 19, 1960
- Schätti, I.; Ryf, A.: Hochpräzise Lotung im Schacht Sedrun des Gotthard-Basistunnels, XIV. Kurs für Ingenieurvermessung, Zürich. Herausgeber: H. Ingensand, geomETH, Zürich 2004, S. 289-294
- Scherer, M.: Ein Expertensystem zur Architekturaufnahme – Bausteine auf dem Weg dorthin, ZfV Heft 3 / 1995, S.134-143
- Schluchter, A.: Entwicklung und Erprobung eines Systems zur objektbezogenen tachymetrischen Datenerfassung mittels Telemetrie, Dissertation Uni Stuttgart 1998, DGK Reihe C Heft 498
- Schmidt, G.: Die Vermessung von Schächten nach dem SVP-Verfahren, Mitteilungen aus dem Markscheidewesen Nr. 70 (1963), S.89-97
- Schneider, C.-T.: Lasertracer – a new type of self tracking laser interferometer, Proceedings of the IWAA2004, Cern, Genova, 2004
- Schneider, W.: Die Richtungsübertragung mittels optischer Ebenen, Mitteilungen aus dem Markscheidewesen 1937, S.159-196

- Schwarz, W.: Genauigkeitsmaße richtig interpretieren, Beiträge zum 61. DVW-Fortbildungsseminar, 27.-28. 09. 2004 Bauhaus-Universität Weimar. DVW-Schriftenreihe Band 46, Wißner Verlag, Augsburg, S. 77-96
- Schwarz, W.: Neuere Entwicklungen in der Ingenieurgeodäsie, Vermessung und Raumordnung Vol. 61, Heft 4+5 1999, S. 251 ff.
- Schwarz, W.: Vermessungsverfahren im Maschinen- und Anlagenbau, DVW Schriftenreihe Band 13, 1995
- Schwarz, W.: Zur Ermittlung der integralen Temperatur der Atmosphäre mit Ultraschall für Refraktionsbestimmungen im Nahbereich, Veröffentlichung des Geodätischen Institutes der RWTH Aachen Nr. 38, Dissertation, 1985
- Seib, M., Höfler, H.: Überblick über die verschiedenen Moiré-Techniken, Vision & Voice Magazine, Vol. 4, No. 2, 1990
- Seitz, G., Tiziani, H., Litschel, R.: 3D-Koordinatenmessung durch optische Triangulation, Feinwerktechnik & Messtechnik 94/7, 1986
- Sparla, P.: Der Laserimpuls-Distanzmesser Distomat Wild DI3000 – Meßprinzip und Genauigkeitsuntersuchung, AVN 4 / 1987, S. 133-146
- Stann, B., Ruff, W., Sztankay, Z.: Intensity-modulated diode laser radar using frequency-modulation / continuous-wave ranging techniques, Optical Engineering Vol. 35, issue 11 / 1996, pp. 3270-3278
- Stempfhuber, W.: Synchronisation von zielverfolgenden Servotachymetern für kinematische Anwendungen, 58. DVW-Seminar 17.-18.02.2004 Stuttgart, DVW-Schriftenreihe Band 45, S. 151-164
- Stempfhuber, W., Zinsberger, S., Bergmann, N.: Online Monitoring historischer Kirchen mit einem Präzisionstachymeter mittels reflektorloser, direkter oder indirekter Winkel- und Streckenmessung, Ingenieurvermessung 2004, XIII. Int. Course on Engineering Surveying, ETH Zürich, S. 432-436
- Stier, K.H.: Ein verbessertes Verfahren zur Schachtvermessung mit Hilfe polarisierten Lichtes, Glückauf 93 (1957), Heft 21/22, S. 644 – 647
- Stockmann, M., Schneider, R., Thürmel, P.: Distance measurement of moving objects by frequency modulated laser radar, Optical Engineering, Volume 40, Issue 1 2001, pp. 33-37
- Straßburg, L.: Optische Punktabseigerung und optische Richtungsübertragung in Schächten, Glückauf 1956, S.1233 – 1243
- Strutz, T. et al.: Tiefendatengewinnung mit dem codierten Lichtansatz – Einsatzmöglichkeiten in der Automobilindustrie, Deutsche Gesellschaft für zerstörungsfreie Prüfung, Berichtband 29, Seminar Bildverarbeitung, 1992
- Suzuki, T., Iwana, T., Sasaki, O.: Real-time range finder based on phase- and modulation-amplitude-locked laser diode interferometry, Optical Engineering 11 / 2004, Volume 43, Issue 11, pp. 2742-2746
- Tiziani, H.: Optical 3D Measurement Techniques – a Survey. Optical 3D Measurement Techniques (Eds.: Grün, A. and Kahmen, H.), Wichmann Verlag Karlsruhe 1989
- Wallstab-Freitag, St.: Untersuchungen zum Einsatz von Laser-Tracker und digitaler Photogrammetrie in der 3D-Industrievermessung, Diplomarbeit TU Dresden, 2006
- Wanninger, L.: Präzise kinematische Positionierung mit GPS, in : Kinematische Messmethoden, DVW-Schriftenreihe Band 45, Wißner-Verlag Augsburg, 2004
- Weise, H.: Hydrokinematisches Nivellement. Vermessungstechnik, Heft12/1985, S. 406 - 409
- Witte, B.: Genaue Messung von beliebig im Raum orientierten Strecken mit elektrooptischen Nahbereichsentfernungsmessern, ZfV Heft 1/1975 S.21-29
- Wunderlich, Th.: Schräglotung mit dem Theodolit, in: Neue Technologien in der Geodäsie, TU Istanbul, 1995
- Wunderlich, T.: Oblique Plumbing with a Theodolite, in: Proc. of the FIG-Symp. on Surveying of Large Bridges and Tunnels, Royal Road Directorate, Kopenhagen, Denmark, 1997
- Wunderlich, T., Neuhierl, Th.: Erfahrungen mit einem hochwertigen INS im ingenieurgeodätischen Einsatz, in: Chesi / Weinold (Hrsg.), XIII. Int. Geodätischen Woche Obergurgl, Wichmann Verlag, Heidelberg, 2005
- Wunderlich, T., Schäfer, T.: Neuartige Ortungstechniken – Konzepte und Tatsachen, in : Kinematische Messmethoden, DVW-Schriftenreihe Band 45, Wißner-Verlag Augsburg, 2004
- Yin, L.: Untersuchungen zur Arbeitsweise und Genauigkeit von elektrooptischen Distanzmessern nach dem Impulslaufzeitverfahren, Veröffentlichung des Geodätischen Institutes der RWTH Aachen Nr. 48, Dissertation, 1992

Ziegler, C.: Entwicklung und Erprobung eines Positionierungssystems für den lokalen Anwendungsbereich, Dissertation TU Darmstadt 1998, DGK Reihe C Nr. 446

Ziegler, M., Hofmann, M., Sacher, J., Elsässer, W., Göbel, E.: Phase and amplitude stability of an external cavity diode modelocked by optoelectronic feedback, *Electronics letters* 31, 371-372, 1995

## TCSPC

Marx, B.: Laser ranger measures to 17 km, *Laser Focus World* 9/2004

Massa, J.S., Buller, G.S., Walker, A.C., Cova, S., Umasuthan, M. and Wallace, A.M.: A time-of-flight optical ranging system using time-correlated single photon counting, *Applied Optics*, 37(31), pp. 7298-7304, 1998

Massa, J., Buller, G.S., Walker, A.C., Smith, G., Cova, S., Umasuthan, M. and Wallace, A.M.: Optical design and evaluation of a 3D imaging and ranging system based on time-correlated single photon counting, *Applied Optics*, 41(6), pp1063-1070, 2002.

O'Connor, D.V.O., Phillips, D.: *Time-correlated Single Photon Counting*, Academic Press, London, 1984

Pellegrini, S., Buller, G.S., Smith, J.M., Wallace, A.M. and Cova, S.: Laser-based distance measurement using picosecond resolution time-correlated single photon counting, *Measurement Science and Technology*, issue 11, pp. 713-716, 2000.

Umasuthan, M., Wallace, A.M., Massa, J.S., Buller, G.S. and Walker, A.C.: Processing time-correlated single photon data to acquire range images, *IEE Proceedings: Vision, Image and Signal Processing*, issue 145(4), pp. 237-243, 1998.

Wahl, M.: *Instrumentation for Time-Correlated Photon Counting and Fluorescence Lifetime Imaging*, 2<sup>nd</sup> European Short Course on Principles and Applications of Time-resolved Fluorescence Spectroscopy, 2004

Wallace, A.M., Buller, G.S. and Walker, A.C.: 3D imaging and ranging by time-correlated single photon counting, *IEE Journal of Computing and Control*, 12(4), pp.157-168, 2001.

## Patentschriften :

Duvall, III, Robert L.; Halmos, Maurice J.; Henderson, David M.: Linear FM chirp laser, US Patent 4666295, 1984

Gächter, B.F.: Verwendung eines positionsempfindlichen analogen Strahlungsdetektors und Vorrichtung zur Bestimmung der Position eines Strahlungsfleckes, Patent DE 3424789C1, 1984

Hinderling, J., Benz, P., De Lange, M. (Erfinder), Leica Geosystems AG (Anmelder): Verfahren und Vorrichtung zur Ableitung geodätischer Entfernungsinformationen, EP 1450128 A1, 2003

Jünemann, O. (Erfinder), Jenoptik AG (Anmelder): Schaltungsanordnung zur Laufzeitmessung von reflektierten Lichtimpulsen, Patent DE 4321207 C2, 1996

Knittel, Th. (Erfinder), Pepperl & Fuchs GmbH (Anmelder): Verfahren zur Entfernungsmessung mittels Schall-Laufzeitmessung, sowie Vorrichtung zur Durchführung des Verfahrens, Patent DE 19854336, 2000

Rehse, H., Börgert, W. (Erfinder), IBAK GmbH (Anmelder): Kamera-Rohrwagen, Patent DE19651433 C1, 1997

Schiele, G. et al.: Transportables Meßgerät zur Überprüfung der Positioniergenauigkeit eines programmgesteuerten Gerätearmes, Patent DE 3504064 C1, 1986

Wadley, T.: Determining Relative Position by Means of Transit Time of Waves, U.S. patent 2,907,999, 1959

Wallace, A.M., Massa, J. S., Buller, G.S., Walker, A.C.: Laser ranging using time correlated single photon counting, UK Patent GB 2 306 825A, 2000.

Harper, D.C. (Erfinder), Xerox Corp. (Anmelder): Optische Linse, Patent DE1572893, 1966

Pladdies, R.: Flüssigkeitslinse, Patent DE 3135181 A1, 1981

Schreiber, H.: Optische Linsen mit veränderbarer Dioptrie, insbesondere bei Brillengläsern, Patent DE 10102906 A1, 2001

Silver, J.D.: Optisches Verfahren und Vorrichtung, Patent DE 69631477 T2, 1996

Wagner, C., Becker, J., Xalter, S., Holderer, H., Büнау, R.v., Hummel, W. (Erfinder), Carl Zeiss AG (Anmelder): Optisches System, Patent DE 10000193 A1, 2000

# Anlage 1

## Herleitung des stochastischen Modells für die Transformation in Abschnitt 5.4 (S. 47)

Die Bestimmung der Transformationsparameter erfolgt nach dem Ansatz

$$\alpha = \frac{1}{4} \cdot \sum_{i=1}^4 (t_{Ziel} - t_{Start})_i$$

$$\Delta X = \frac{1}{4} \cdot \sum_{i=1}^4 (X_i - \xi_i)$$

$$\Delta Y = \frac{1}{4} \cdot \sum_{i=1}^4 (Y_i - \psi_i)$$

$$\Delta Z = \frac{1}{4} \cdot \sum_{i=1}^4 (Z_i - \zeta_i),$$

wobei  $t_i$  der Richtungswinkel zwischen Schwerpunkt der Referenzpunkte und dem i-ten Referenzpunkt im Start- bzw. Zielsystem ist und der Schwerpunkt in beiden Systemen durch Mittelung der jeweiligen Referenzkoordinaten bestimmt wird, liefert die Koeffizientenmatrix

$$\underline{A}_0 = \begin{bmatrix} a_1 & b_1 & 0 & a_2 & b_2 & 0 & a_3 & b_3 & 0 & a_4 & b_4 & 0 & c_1 & d_1 & 0 & c_2 & d_2 & 0 & c_3 & d_3 & 0 & c_4 & d_4 & 0 \\ \frac{1}{4} & 0 & 0 & -\frac{1}{4} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{4} & 0 & 0 & -\frac{1}{4} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{4} & 0 & 0 & -\frac{1}{4} \end{bmatrix}$$

mit den Koeffizienten :  $a_i = \frac{d\alpha}{dX_i}$   $b_i = \frac{d\alpha}{dY_i}$   $c_i = \frac{d\alpha}{d\xi_i}$   $d_i = \frac{d\alpha}{d\psi_i}$

Als Beispiel sollen die Koeffizienten für einen Referenzpunkt im Modellfall b) berechnet werden. Der horizontale Abstand zwischen Referenzpunkt i und Schwerpunkt S beträgt im Modellfall immer  $b/2$ , wobei die Länge der Basis  $b$  mit 4 m eingesetzt wird.

$$a_i = \frac{1}{16} \cdot \left[ \frac{-3 \cdot (Y_1 - Y_S)}{\left(\frac{b}{2}\right)^2} + \frac{(Y_2 - Y_S)}{\left(\frac{b}{2}\right)^2} + \frac{(Y_3 - Y_S)}{\left(\frac{b}{2}\right)^2} + \frac{(Y_4 - Y_S)}{\left(\frac{b}{2}\right)^2} \right] = \frac{1}{64} \cdot [Y_2 + Y_3 + Y_4 - 3 \cdot Y_1]$$

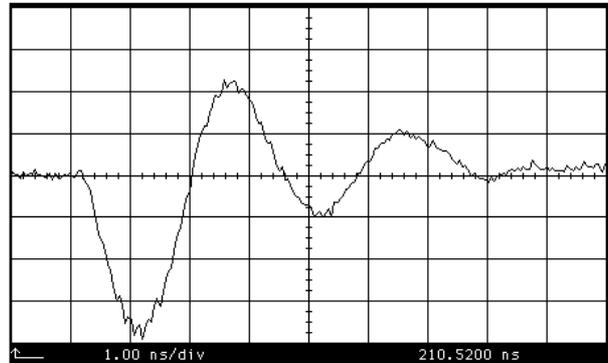
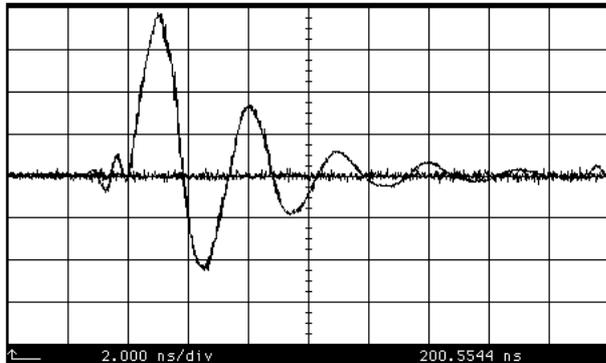
$$b_i = \frac{1}{64} \cdot [3 \cdot X_1 - X_2 - X_3 - X_4]$$

$$c_i = \frac{1}{64} \cdot [3 \cdot \psi_1 - \psi_2 - \psi_3 - \psi_4]$$

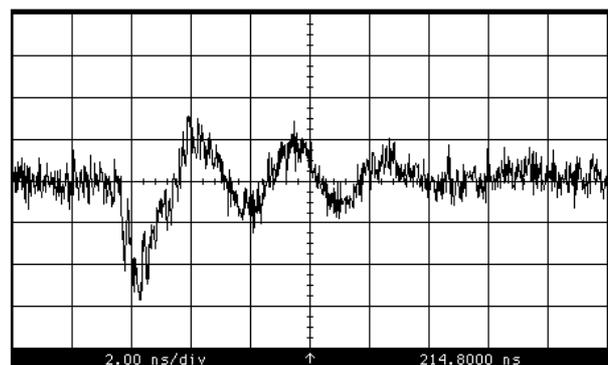
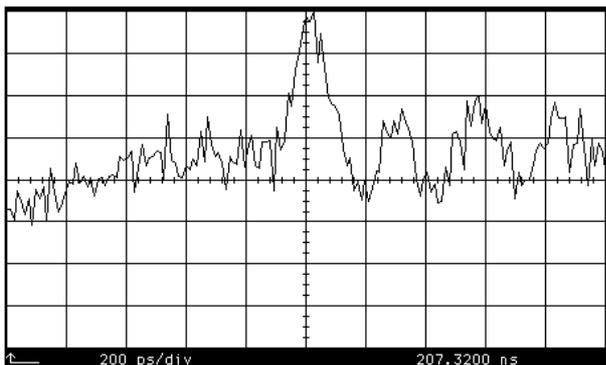
$$d_i = \frac{1}{64} \cdot [\xi_2 - \xi_3 - \xi_4 - 3 \cdot \xi_1]$$

## Anlage 2

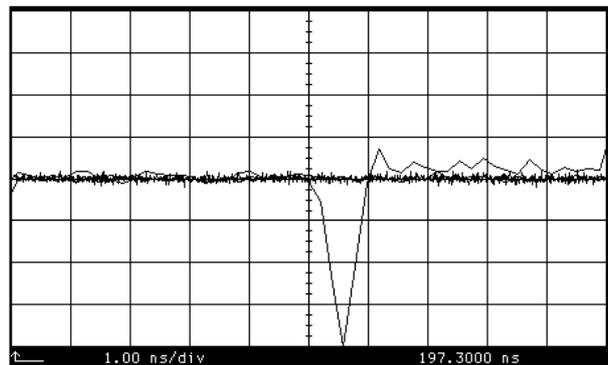
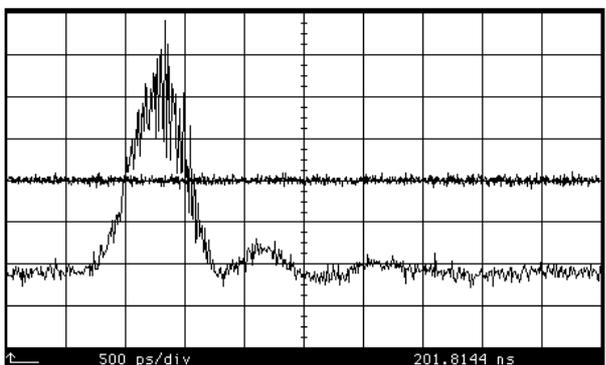
Antwortverhalten von PIN-, MSM- und Avalanchedioden auf ps-Laserpulse gemessen mit Oszilloskop HP\_54750A (unterschiedliche Rasterweite beachten)



**PIN-Diode S5972 (1 GHz Bandbreite) ohne und mit 40 GHz-Verstärker**



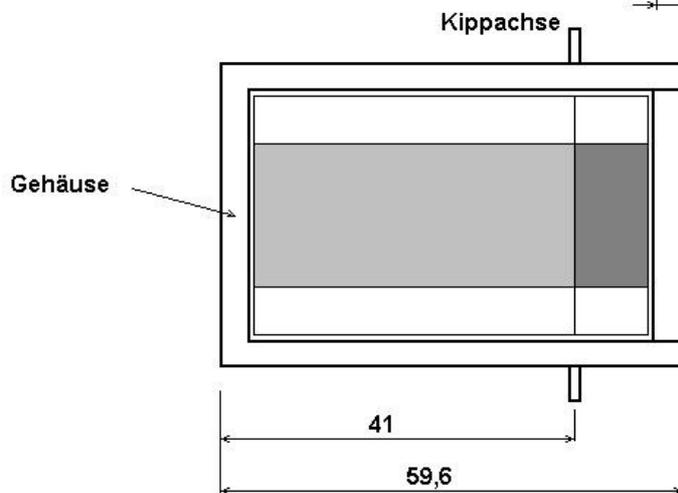
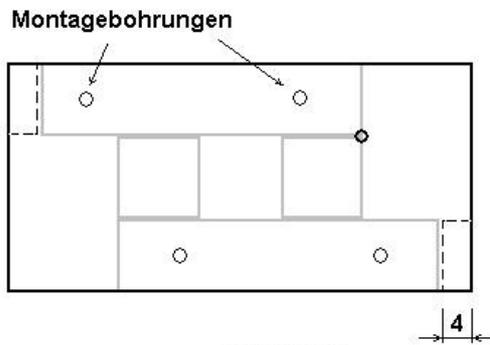
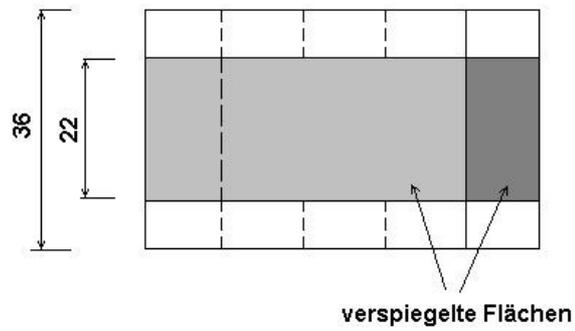
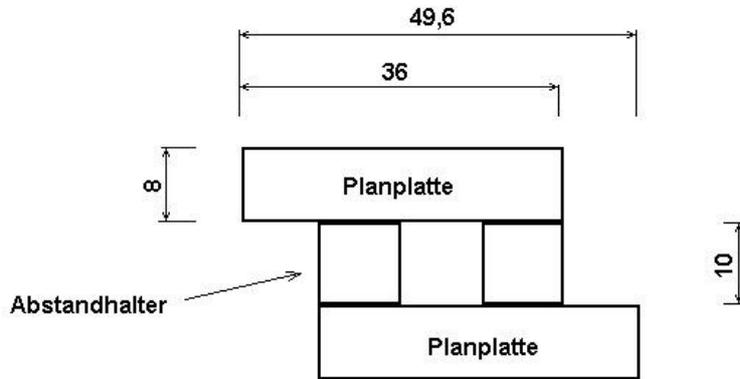
**MSM-Diode G4176 (25 GHz Bandbreite) ohne und mit 40 GHz-Verstärker**



**APD-Modul C5658 (1 GHz Bandbreite) ohne und mit 40 GHz-Verstärker**

# Anlage 3

## Fertigungsmaße des Etalons



# Anlage 4

## Interferometrische Kalibrierung der Länge von 4 Zerodurmaßen (8 mm x 5 mm x 10 mm)

Zusammenstellung 39/06

Einsender : TU - Dresden

Hersteller : ohne Zeichen

Material : Zerodur

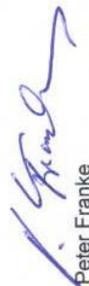
Nennmaß in mm	Ident-Nr.	Alpha-Wert	Anschub :				Mittelwert der Abweichung vom Nennmaß in µm	Messwert der Länge in mm	Temp. min. °C	Temp. max. °C
			1. Messung untere Meßl.	2. Messung 180° gedreht	3. Messung obere Meßfl.	4. Messung 180° gedreht				
10	Nr. 1	0,00	0,857	0,859	0,859	0,860	10,000859	19,988	20,002	
10	Nr. 2	0,00	0,859	0,859	0,858	0,858	10,000859	19,988	20,002	
10	Nr. 3	0,00	0,862	0,861	0,859	0,860	10,000861	19,988	20,002	
10	Nr. 4	0,00	0,857	0,855	0,857	0,856	10,000856	19,988	20,001	

Messunsicherheit für die gemessene Länge :  
(Mittenmaß)

$U = 10 \text{ nm}$  für  $k = 2$

Zusammenstellung : Ernst 24.05.2006

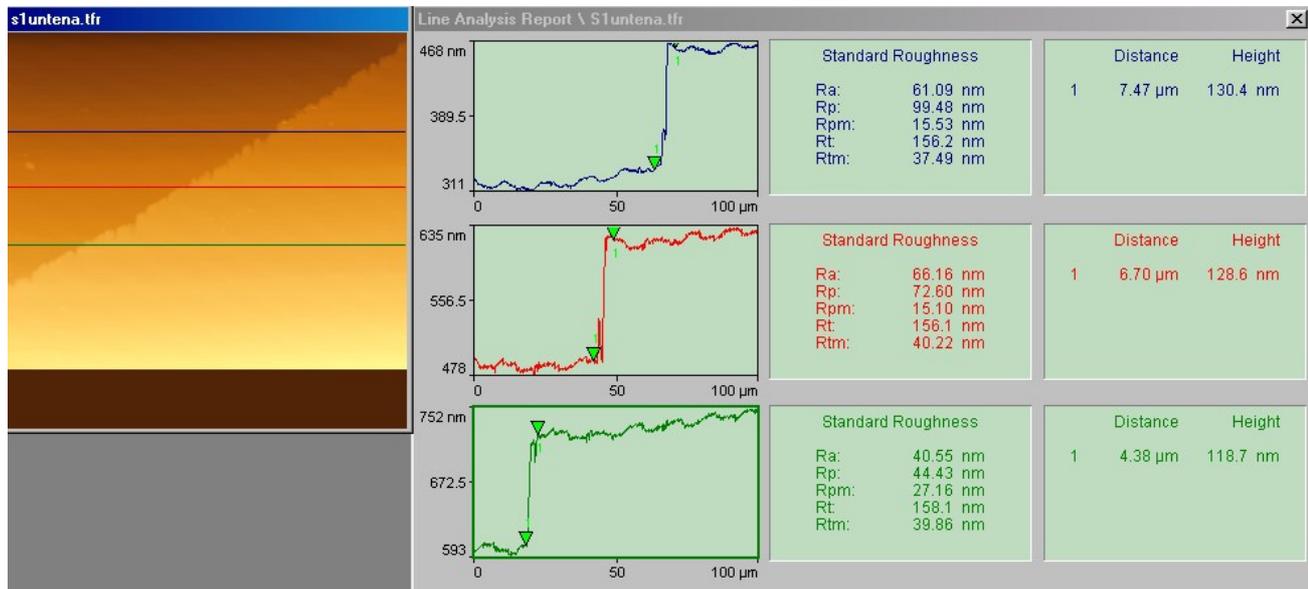
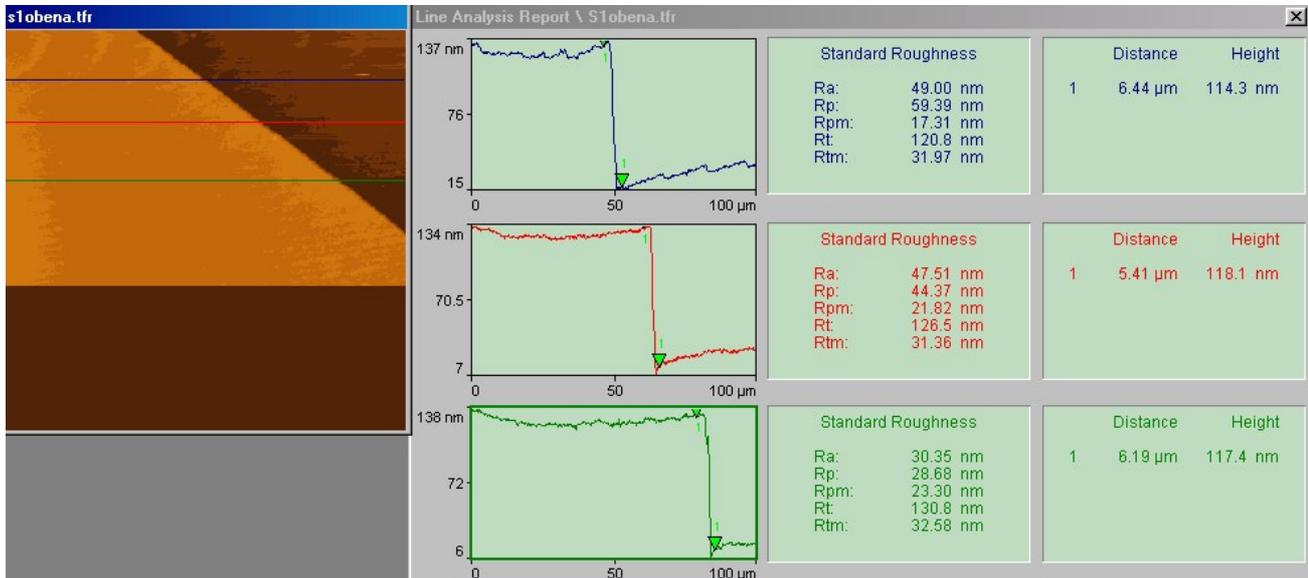
Braunschweig, den 06.06.2006

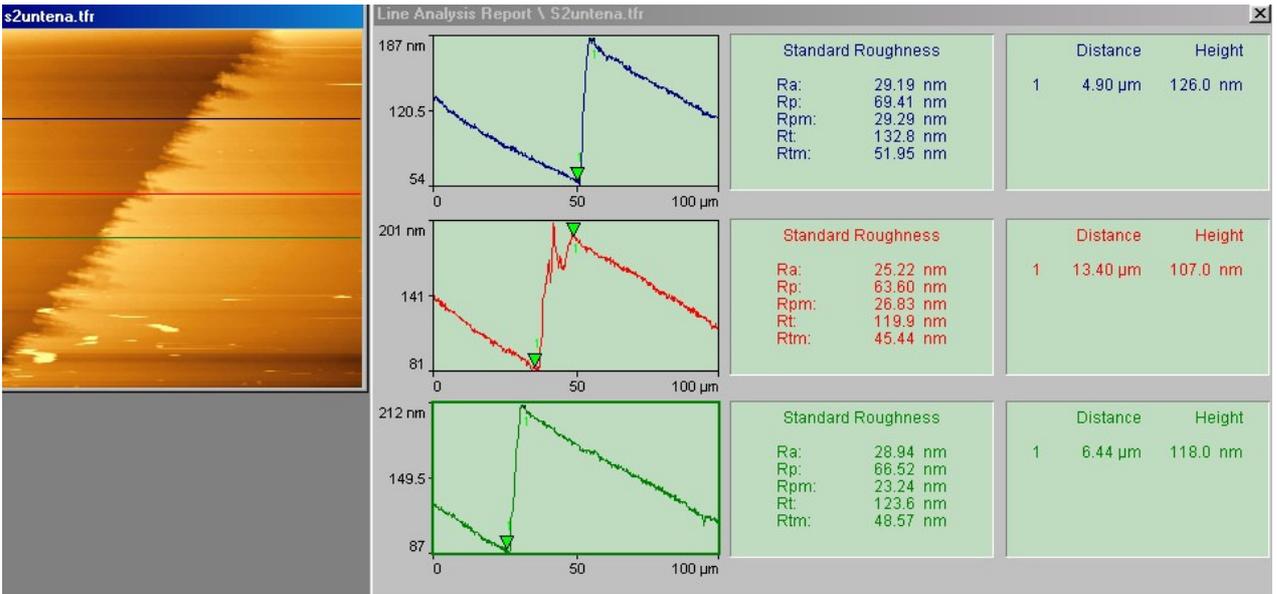
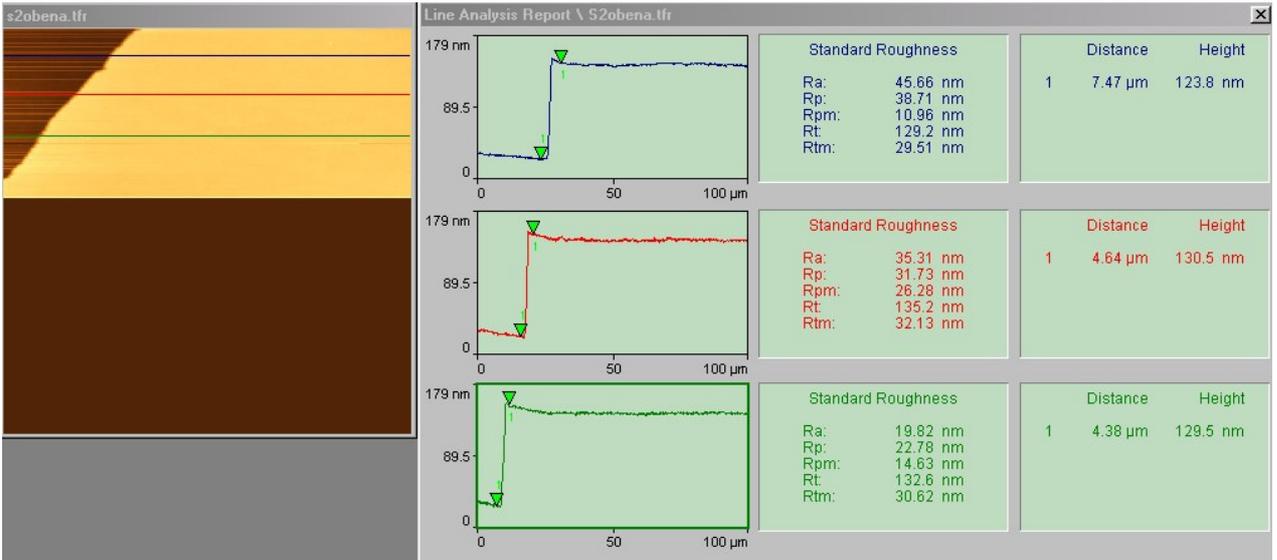
  
Peter Franke

5,43 Kalibrierung von Parallelendmaßen  
(Calibration of gauge blocks)  
Physikalisch-Technische Bundesanstalt PTB  
Bundesallee 100  
38116 Braunschweig  
Deutschland (Germany)  
Tel.: ++49 (0)531 592 5430  
Fax: ++49 (0)531 592 4305  
E-Mail: peter.franke@ptb.de

# Anlage 5

## Topometrix-Messungen zur Bestimmung der Spiegelschichtdicken

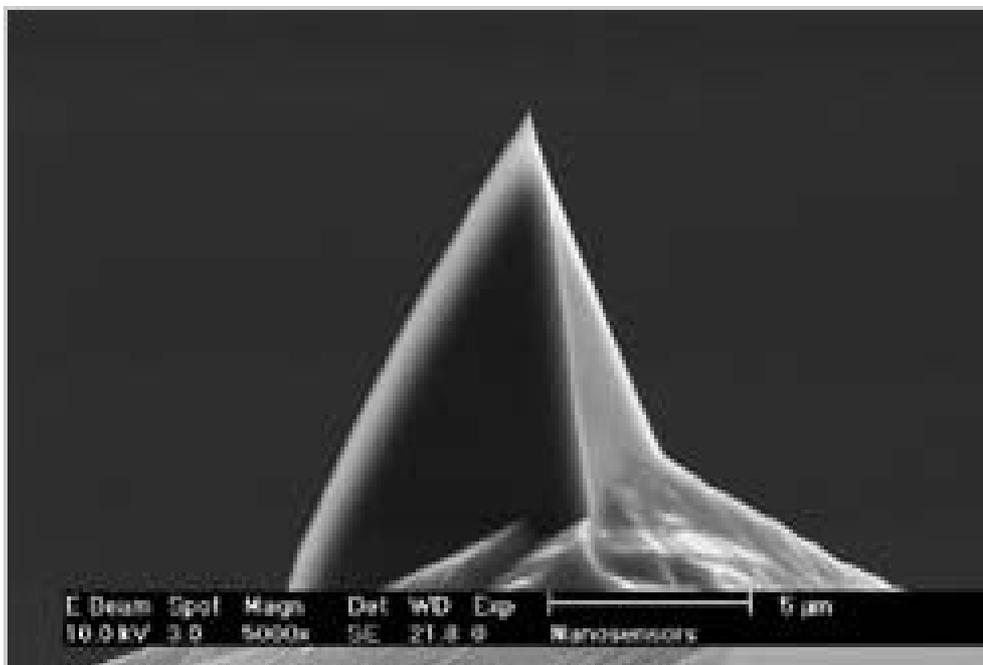
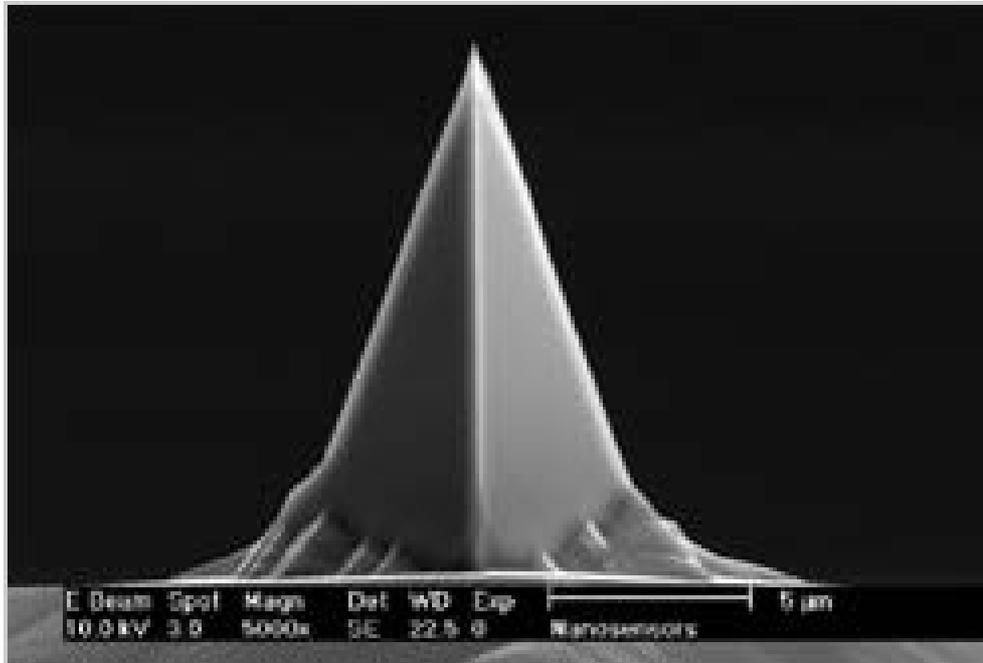




## Anlage 6

Form des bei der Topometrix-Messung verwendeten Tips

Quelle: [www.nanoandmore.de](http://www.nanoandmore.de)



## Anlage 7



Einrichtung einer Kalibrierstrecke auf dem Gang des Geodätischen Institutes im Hülse-Bau

### Ergebnisse der Tracker-Messung : Koordinaten der Kalibrierstrecke

Punkt	X [mm]	Y [mm]	Z [mm]	Rotation um X	Rotation um Y
Metallsockel 1	1265,176	-13867,218	-1294,349	1,115°	-0,067°
Metallsockel 2	899,325	-8229,513	-1339,926	0,375°	0,466°
Metallsockel 3	517,700	-2569,049	-1383,602	2,483°	-0,059°
Metallsockel 4	102,323	3558,655	-1426,459	0,676°	0,638°
Metallsockel 5	-245,387	8895,961	-1475,652	1,760°	0,066°
Sensor 1	1651,685	12627,426	-1360,233	-	-
Sensor 2	1594,916	13494,427	508,847	-	-
Sensor 3	-2732,709	12301,981	578,501	-	-
Sensor 4	-2776,787	13014,765	-1295,943	-	-

## Anlage 8

### Kalibrierwerte für die verschiedenen Sensor-Kabel-Kombinationen

	SPAD 100 $\mu\text{m}$ (1)	SPAD 100 $\mu\text{m}$ (2)	SPAD 50 $\mu\text{m}$ (1)	SPAD 50 $\mu\text{m}$ (2)
<b>Kabel 1 (BNC)</b>	0	11,1 mm	103,9 mm	84,3 mm
<b>Kabel 2 (SMA)</b>	716,6 mm	727,8 mm	820,5 mm	800,9 mm

Seriennummern: SPAD 100  $\mu\text{m}$  (1) ... SN 00158  
SPAD 100  $\mu\text{m}$  (2) ... SN 00155  
SPAD 50  $\mu\text{m}$  (1) ... SN 016  
SPAD 50  $\mu\text{m}$  (2) ... SN 018

Kabel 1 und 2 : von der Firma MicroPhotonDevices mitgelieferte Teflonkabel mit 3,09 m bzw. 3,55 m Länge für den Timing-Output der SPADs

### Interferometrische Kalibrierung der TCC 900 bei 5 ns Messbereich

Für die Umrechnung der Wegdifferenzen in Signallaufzeit wurde die nach der Formel von *Barrell & Sears* mit  $c_{635\text{ nm}} = 299708805,6$  m/s bestimmte Lichtgeschwindigkeit des roten Lasers in Standardatmosphäre bei 20°C verwendet.

## Anlage 9

Messwerte und Ergebnisse der Genauigkeitsuntersuchung der Pseudostreckenmessung über 20,7 m (Neupunkt 2) und 26,5 m (Neupunkt 1) Entfernung

Neupunkt	Streckendifferenz	Näherungswerte für Pseudostrecken	temperaturkorrigiertes Mittel bei Auswertung der ansteigenden Histogrammflanke	empirische Standardabweichung	Standardabweichung des Mittels über 5 min.
1	A1-A1	0 m	0 m	0,47 mm	0,32 mm
1	A1-A2	0,90634591 m	0,90649 m	1,1 mm	1 mm
1	A1-A3	0,02153149 m	0,02203 m	0,39 mm	0,3 mm
1	A1-A4	0,68635328 m	0,68699 m	0,39 mm	0,39 mm
2	A1-A2	0,91906489 m	0,91897 m	0,47 mm	0,29 mm
2	A1-A3	0,04263307 m	0,04302 m	0,6 mm	0,34 mm
2	A1-A4	0,68919721 m	0,68879 m	1,46 mm	1,35 mm

		X [m]	Y [m]	Z [m]
Neupunkt 1	Messergebnis	1,194450	-12,802728	-0,997973
	Sollwert +/- 1 mm	1,265176	-13,825718	-1,014549
	<b>Differenz</b>	<b>0,070726</b>	<b>-1,022990</b>	<b>-0,016576</b>
Neupunkt 2	Messergebnis	0,852079	-7,513393	-1,042982
	Sollwert +/- 1 mm	0,899325	-8,188013	-1,060126
	<b>Differenz</b>	<b>0,047246</b>	<b>-0,674620</b>	<b>-0,017144</b>
<b>relative Differenz</b>		<b>0,023480</b>	<b>-0,348370</b>	<b>0,000569</b>

# **Dank**

Ich bedanke mich bei allen, die mit Ihren fachlichen Diskussionen, Anregungen und kritischen Hinweisen zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, insbesondere meinen Kollegen am Geodätischen Institut und am IAPP, außerdem Prof. Scheffler, Prof. Schwarz und Prof. Ingensand. Mein besonderer Dank gilt Prof. Möser und Prof. Eng für die Betreuung der Arbeit und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung der finanziellen Mittel. Meiner Familie danke ich vor allem für ihre Geduld.