

INAUGURAL – DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlichen – Mathematischen
Gesamtfakultät
der Ruprecht – Karls – Universität
Heidelberg

vorgelegt von
Dipl.-Phys. Marco Hering
aus Heidenheim an der Brenz

Tag der mündl. Prüfung: 27. Juni 2007

**Angewandte statistische Optik
in der Weißlicht-Interferometrie:
Räumliches Phasenschieben und
Einfluss optisch rauer Oberflächen**

Gutachter:

Prof. Dr. Bernd Jähne

Prof. Dr. Dr. Christoph Cremer

Zusammenfassung

In dieser Dissertation wird eine Methode zur simultanen, optischen Objektvermessung basierend auf Weißlicht-Interferometrie vorgestellt. Das Verfahren beruht auf dem Prinzip des räumlichen Phasenschiebens und profitiert gegenüber herkömmlichen sequentiellen Techniken vom Verzicht beweglicher mechanischer Komponenten. Als statischer optischer Aufbau zeichnet es sich durch seine Robustheit aus und eignet sich somit für Anwendungsgebiete außerhalb des Labors. Auf Grund der simultanen Signalerfassung ist es nicht nur für die berührungslose Qualitätskontrolle interessant, sondern auch für medizinische Applikationen und zur quantitativen Beobachtung dynamischer Oberflächenprozesse.

Im ersten Teil der Arbeit wird die Entwicklung des Systems im Kontext physikalischer Voraussetzungen und technischer Randbedingungen diskutiert. Darauf folgt die Untersuchung einzelner Komponenten und deren Einflusses auf das Gesamtsystem. Ein weiterer Schwerpunkt der Arbeit liegt in den statistischen Eigenschaften der Speckle-Felder, die sich durch Reflexion diffus streuender Medien ausbilden. Bereits existierende Theorien, die den Einfluss von Speckle auf die longitudinale Auflösung der Weißlicht-Interferometrie beschreiben, werden mit dieser Arbeit vervollständigt. Mit Hilfe der entwickelten Methoden zur Simulation und experimentellen Überprüfung lassen sich die theoretischen Vorhersagen verdeutlichen und verifizieren. Sowohl für simultane als auch sequentielle Verfahren sind diese Ergebnisse insbesondere bei der Entwicklung hochaperturiger Systeme entscheidend.

Abstract

This thesis describes a novel one-shot white-light interferometer for three-dimensional sensing. The method is based on spatial phase shifting which renders mechanical phase shifting unnecessary. Due to the absence of any mechanical transducers, its static optical setup is well suited for applications outside the laboratory. Its one-shot ability is of great interest for contactless and high precision quality inspection as well as for medical applications. Also, it allows a quantitative monitoring of dynamic surface processes.

The first part of this thesis describes the development of the optical setup in context of physical limitations and technical requirements, followed by a detailed discussion of single components and their influence onto the accuracy of the system. Furthermore, the statistical properties of speckle patterns, which appear for diffusely scattering samples, are derived. Thus, existing theories, relating the measurement uncertainty of white-light interferometry to the influence of speckle, are extended. By means of simulations and experimental techniques presented in this thesis, it is possible to verify the theoretical predictions and to clarify the consequences. Especially in context of high numerical apertures, these results have to be taken into account to improve the optical setup as well as the performance of signal processing algorithms.

Erklärung entsprechend der Promotionsordnung

Hiermit erkläre ich, Marco Hering, dass ich die vorgelegte Dissertation selbst verfasst und mich dabei keiner anderen als der von mir ausdrücklich bezeichneten Quellen und Hilfen bedient habe.

Stuttgart, 24. April 2007

Inhaltsverzeichnis

ZUSAMMENFASSUNG.....	5
ABSTRACT.....	7
ERKLÄRUNG ENTSPRECHEND DER PROMOTIONSORDNUNG	9
INHALTSVERZEICHNIS	11
1 EINLEITUNG	15
1.1 Kontext	15
1.2 Eigener Beitrag	16
1.3 Gliederung	17
2 OPTISCHE BESTIMMUNG DER TOPOGRAPHIE.....	21
2.1 Triangulation	21
2.1.1 Aktive und passive Triangulation	22
2.1.2 Tiefe aus Fokussierung und das konfokale Prinzip	23
2.1.3 Physikalische Grenzen.....	25
2.2 Laufzeit-Verfahren	26
2.3 Interferometrie	27
2.3.1 Klassische Interferometrie	27
2.3.2 Heterodyn-Interferometrie	28
2.3.3 Weißlicht-Interferometrie	29

3	METHODEN UND ANWENDUNG DER STATISTISCHEN OPTIK	33
3.1	Stochastik und Wahrscheinlichkeit.....	33
3.1.1	Zufallszahlen.....	34
3.1.2	Zufallsvektoren	35
3.1.3	Erwartungswert und Momente.....	35
3.1.4	Funktionen von Zufallsvariablen	36
3.1.5	Zufallsfelder	37
3.2	Laser-Speckle.....	39
3.2.1	Mathematische Beschreibung	40
4	WEIßLICHT-INTERFEROMETRIE MIT RÄUMLICHEM PHASENSCHIEBEN.....	45
4.1	Messprinzip der phasenschiebenden Weißlicht-Interferometrie.....	46
4.1.1	Signalentstehung	46
4.1.2	Signalverarbeitung	48
4.2	Experimenteller Aufbau.....	51
4.3	Komponenten des Interferometers.....	56
4.3.1	Projektionsoptik	56
4.3.2	Abbildungsoptik.....	61
4.3.3	Sensoren.....	68
4.3.4	Lichtquellen	75
4.4	Systemkonfiguration.....	80
5	SYSTEMCHARAKTERISIERUNG.....	85
5.1	Einfluss von Rauschen auf die longitudinale Auflösung	85
5.2	Laterale Auflösung des anamorphotischen Systems.....	91
5.2.1	Laterale Auflösung durch Projektion – Gauß’scher Strahl	94
5.2.2	Laterale Auflösung durch Abbildung – Kohärente Übertragung.....	94
5.3	Linearität der Distanzmessung.....	97
5.4	Schlussfolgerung.....	99

6	KORRELIERTES RAUSCHEN DURCH SPECKLE	101
6.1	Speckle in der Weißlicht-Interferometrie	103
6.2	Einschränkung der longitudinalen Auflösung	105
6.3	Mathematisches Modell.....	107
6.3.1	Speckle-Rauschen in der WLI	107
6.3.2	Signal-zu-Rausch Verhältnis durch Speckle.....	111
6.4	Numerische Simulation	115
6.4.1	Numerisch generiertes Speckle-Rauschen.....	115
6.4.2	Schätzung des Speckle-SNR aus simulierten Daten.....	116
6.5	Experimentelle Untersuchung	117
6.5.1	Messunsicherheit durch Speckle-Rauschen.....	117
6.5.2	Proben isotroper Mikrostrukturierung	119
6.5.3	Experimentell bestimmte Messunsicherheit	122
6.6	Zusammenfassung	125
7	RESÜMEE UND AUSBLICK	127
7.1	Resümee	127
7.2	Ausblick.....	130

ANHANG.....	133
A Ausgewählte Dichtefunktionen.....	133
A.1 Gleichverteilung	133
A.2 Gauß-Verteilung	133
A.3 Rayleigh-Verteilung	134
A.4 Chi-Quadrat-Verteilung.....	134
A.5 Exponential-Verteilung	134
A.6 Poisson-Verteilung	135
B Alternativer optischer Aufbau.....	136
C Varianz des Speckle-Rauschens	138
D Spektrale Darstellung des Messfehlers	140
E Spektrum und Kohärenzlänge.....	142
REFERENZEN	143
DANKSAGUNG.....	151

1 Einleitung

1.1 Kontext

In den vergangenen Jahrzehnten haben sich die unterschiedlichsten Verfahren der optischen Messtechnik sowohl im wissenschaftlichen Bereich als auch im industriellen Umfeld etabliert. Diese Methoden finden beispielsweise bei der Untersuchung neuer Materialien Anwendung oder bei der Erforschung dynamischer Oberflächenprozesse. Ebenso sind sie häufig ausschlaggebend für die Entwicklung technischer Lösungen und neuartiger Produkte. Ein weiterer wichtiger Anwendungsschwerpunkt der optischen Messtechnik findet sich auf dem Gebiet der zerstörungsfreien Prüfung kritischer Bauteile. Mit Hilfe dieser Verfahren lässt sich häufig die Funktionsfähigkeit industrieller Erzeugnisse kontrollieren, ohne die Bauteile zu zerstören oder sie enormen Belastungen, wie hohem Druck oder starken Temperaturgradienten, aussetzen zu müssen. Da praktisch keine Wechselwirkung zwischen Sensor und Probe bzw. Bauteil auftritt, ist die optische Messtechnik im Vorteil gegenüber den seit Jahrzehnten eingesetzten taktilen Verfahren, die zwar ebenfalls sehr genau sind, durch den mechanischen Kontakt zur Oberfläche jedoch Beschädigungen bei empfindlichen Bauteilen verursachen können. Optische Verfahren sind zudem häufig hochgradig parallelisiert und erfassen dadurch in kurzer Zeit bereits einen zweidimensionalen Datensatz, der bedeutend mehr Information enthält als die Anzahl an Datenpunkten, die für gewöhnlich aus taktilen Messungen stammt.

Für die industrielle Qualitätskontrolle hat sich insbesondere die Weißlicht-Interferometrie als bedeutendes Verfahren der optischen Messtechnik erwiesen. Ihrer Bezeichnung zufolge ist sie den interferometrischen Methoden zuzuordnen, die auf Grund ihrer extrem hohen Genauigkeit, beispielsweise zur Prüfung optischer Systeme, bereits erfolgreich eingesetzt werden. Die hohe Genauigkeit klassischer Interferometrie beruht auf den kurzen Wellenlängen, die mit 400 nm bis zu 1 μm typischerweise im sichtbaren Bereich oder nahen Infrarot liegen. Auf Grund der Periodizität des Signals ist der Eindeutigkeitsbereich solcher Messungen jedoch lediglich auf die halbe Wellenlänge begrenzt. Durch den Einsatz kurz-kohärenter und damit weißer Lichtquellen verfügt die interferometrische Distanzmessung über zusätzliche Information in Form des Kohärenzgrades. Da der Kohärenzgrad kein periodisches Signal darstellt, ist der Eindeutigkeitsbereich unbegrenzt. Die Topographie lässt sich somit sowohl auf nicht stetigen, als auch auf rauen Oberflächen bestimmen, deren optische Eigenschaften zur Entstehung von Speckle führen.

Raue Oberflächen treten in der industriellen Fertigung häufig auf. Ihren Ursprung haben sie jedoch nur äußerst selten auf Grund der Grobheit von Bearbeitungsprozessen. Vielmehr ist diese zufällige Mikrostrukturierung im Mikrometer- oder Sub-Mikrometerbereich für die Funktionalität der Bauteile notwendig. Sie gewährleistet beispielsweise die geforderte Verteilung von Schmierstoffen bei Prozessen mit starker Reibung oder die Dichtheit einer Verbindung selbst bei hohem Druck. Weicht die Mikrostrukturierung von der vorgegebenen Rauheit ab oder weist die Oberfläche feinste Beschädigungen auf, so kann dies die Funktion des Bauteils maßgeblich beeinflussen oder sogar zu seinem vollständigen Ausfall führen. Die Abweichungen und Fehler liegen dabei selbst meist nur im Bereich weniger Mikrometer oder darunter und lassen sich daher nur mit Hilfe entsprechend genauer Messtechnik bestimmen. Für deren Einsatz sind neben der Genauigkeit aber auch die Robustheit gegenüber einer rauen Fertigungsumgebung und die Geschwindigkeit des Verfahrens von entscheidender Bedeutung.

Die Herausforderungen, denen sich die optische Messtechnik in der industriellen Qualitätskontrolle zu stellen hat, sind noch weit höher, sobald die zu prüfenden Bauteile in ihrer makroskopischen Gestalt von der planen Form abweichen. Typische Vertreter solcher Aufgabenstellungen sind beispielsweise die Kontrolle umlaufender Mikroschweißnähte und die Prüfung von Oberflächen innerhalb feinsten Bohrungen. Eben diese Anforderungen bilden den Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit. Ihre wissenschaftliche Zielsetzung untergliedert sich in zwei wesentliche Teile. Zum einen soll ein optischer Zeilen-Sensor basierend auf Weißlicht-Interferometrie entwickelt werden. Im Hinblick auf die kurzen Taktzeiten, in denen Bauteile geprüft werden müssen, sind dabei geringe Messzeiten im Bereich weniger Millisekunden einzuhalten. Dennoch erfordern die Applikationen mit einer longitudinalen Messunsicherheit von unter $1\ \mu\text{m}$ und einer lateralen Auflösung von weniger als $10\ \mu\text{m}$ extrem hohe Genauigkeiten. Der zweite Teil der Arbeit widmet sich der Beschreibung des Systems und der ausführlichen Charakterisierung seiner Eigenschaften. Der Schwerpunkt liegt dabei auf Einflüssen, die sich auf Grund der zufälligen Natur von Speckle bei optisch rauen Oberflächen ergeben.

1.2 Eigener Beitrag

Der erste entscheidende Beitrag dieser Arbeit ist die Entwicklung eines Zeilen-Sensors basierend auf Weißlicht-Interferometrie. Während konventionelle Methoden relevante Oberflächenbereiche entweder auf einem Gitternetz abrastern oder simultan flächig erfassen, lässt sich mit Hilfe dieser Variante über ein starres optisches System die Topographie der Probe in Profilschnitten sukzessive abtasten. Besitzt die Probe bzw. das Bauteil Zylindersymmetrie, so wird durch Rotation um die Symmetrieachse die Oberfläche vollständig erfasst und aufwendige Positioniereinheiten zur punktweisen Abtastung entfallen. Andere Methoden, die über spezielle Optiken die Oberfläche der Probe in eine plane konjugierte Ebene abbilden, leiden insbesondere bei großen Durchmessern des Zylinders an einer geringen lateralen Auflösung. Die zeilen-

förmige Abtastung zeichnet sich indes durch eine einfache Handhabung bei Oberflächen aus, die im Allgemeinen stark von der planen quadratischen Form abweichen. Auf Grund der Funktionsweise des Messprinzips, lässt sich die Topographie der Profilschnitte bereits innerhalb einer einzelnen Belichtungsphase von wenigen Millisekunden vollständig erfassen. Damit erweist sich das System nicht nur als unempfindlich gegenüber Vibrationen im Bereich einiger 100 Hz und somit als geeignet für eine raue Fertigungsumgebung. Vielmehr lassen sich auf Grund dieser geringen Messdauer auch dynamische Oberflächenprozesse beobachten.

Der zweite Beitrag dieser Arbeit liegt in der experimentellen Verifikation und Charakterisierung des Verfahrens. Die Grenzen, die sich sowohl aus technischen Randbedingungen als auch aus der zugrundeliegenden Physik ergeben, werden theoretisch formuliert und mit dem Experiment verglichen. Es zeigt sich, dass das Verfahren von seiner starren Optik profitiert und sowohl im Experiment als auch in der Theorie eine Wiederholgenauigkeit von wenigen Nanometern aufweist. Die Genauigkeit konventioneller Systeme ist für gewöhnlich geringer, da ihre Funktionsweise auf mechanischen Komponenten basiert, deren Bewegung zu zusätzlichem Rauschen während der Messung führt.

Im Widerspruch zur hohen Wiederholgenauigkeit stehen Messungen technischer und damit optisch rauer Oberflächen, die sich durch die Ausbildung von Speckle und damit durch eine gewisse Zufälligkeit auszeichnen. Die statistische Beschreibung dieser Prozesse liefert den Schwerpunkt dieser Arbeit und ist als ein weiterer entscheidender Beitrag anzusehen, der sich in mehrere Punkte untergliedert. Zum einen werden die Speckle-Felder selbst, die sich durch die anamorphotische Optik des Systems ausbilden, bestimmt und experimentell überprüft. Zum anderen wird ihr Einfluss auf das Signal-zu-Rausch Verhältnis in der Weißlicht-Interferometrie erstmals vollständig analytisch beschrieben. Um diese theoretischen Vorhersagen zu überprüfen, werden numerische Methoden zur Simulation von Speckle-Feldern mit vorgegebener Statistik eingeführt. Damit lässt sich das Signal-zu-Rausch Verhältnis der sogenannten Interferogramme auch numerisch generieren. Während sich Simulation und theoretische Vorhersage in guter Übereinstimmung befinden, ist der experimentelle Zugang zum einen auf Grund weiterer Rauschquellen und zum anderen durch die Zufälligkeit des Phänomens direkt kaum möglich. Stattdessen wird die Streuung gemessener Profile im Vergleich zur tatsächlichen Höhenverteilung geläppter Oberflächen betrachtet und damit der statistische Fehler der Distanzmessung durch Speckle quantifiziert. Diese ersten Ergebnisse entsprechen der theoretischen Erwartung, eine rigorose experimentelle Überprüfung ist jedoch nicht Thema dieser Arbeit, sondern bleibt nachfolgenden Arbeiten vorbehalten.

1.3 Gliederung

Beim inhaltlichen Aufbau dieser Arbeit wurde darauf geachtet, dass jedes Kapitel für sich eine geschlossene Einheit bildet. Dadurch tauchen an einigen wenigen Stellen der Arbeit knappe Wiederholungen auf und einzelne Kapitel umspannen zum Teil einen größeren Bereich, als er

gesamtheitlich betrachtet nötig wäre. Ebenso lässt sich auf Grund dieser Gliederung der eigene Beitrag nicht vollständig vom Stand der Technik bzw. von bekanntem Fachwissen trennen. Deshalb sei an dieser Stelle nochmals auf den vorherigen Abschnitt 1.2 verwiesen.

Das folgende Kapitel befasst sich mit den verschiedenen optischen Verfahren zur Gewinnung dreidimensionaler Information über Form und Gestalt von Objekten. In Bezug zur industriellen Fertigungskontrolle liegt der Schwerpunkt nicht auf tomographischen Methoden sondern auf Techniken, mit deren Hilfe sich die Topographie der betrachteten Objekte oder Proben und damit die Gestalt ihrer Oberfläche bestimmen lässt. Auf Grund der Vielzahl an existierenden Methoden und deren ständiger Weiterentwicklung kann dieser Abschnitt jedoch lediglich einen groben Abriss bieten und ist keineswegs als vollständig anzusehen. Ebenso wird darauf verzichtet, einzelne technische Details zu behandeln. Stattdessen soll vielmehr ein Überblick über die zugrundeliegenden physikalischen Prinzipien vermittelt werden. Um die Beiträge dieser Arbeit besser in Zusammenhang mit bereits bestehenden Techniken und Entwicklungen zu bringen, konzentriert sich Kapitel 2 vor allem auf interferometrische Verfahren und insbesondere auf das Prinzip der Weißlicht-Interferometrie.

Kapitel 3 liefert zu Beginn eine Übersicht über die mathematischen Konzepte, mit deren Hilfe sich statistische Optik in Form von Zufallszahlen, Erwartungswerten und Momenten darstellen lässt. Zudem werden darin die grundlegenden statistischen Eigenschaften von Speckle-Feldern erarbeitet, die in den folgenden Kapiteln Verwendung finden.

Als zentraler Teil der Arbeit beschreibt Kapitel 4 die entwickelte Variante der Weißlicht-Interferometrie. Dazu wird in den ersten Abschnitten die Signalentstehung und –verarbeitung eingeführt, die sämtlichen phasenschiebenden Weißlicht-Interferometern gemein sind. Die beschriebenen Algorithmen stehen in direktem Zusammenhang mit den zugrundeliegenden physikalischen Phänomenen. Einflüsse durch Photonen-Rauschen, Dispersion und Speckle lassen sich durch die Kenntnis der Funktionsweise dieser Algorithmen leicht verstehen und erklären.

In den darauf folgenden Abschnitten wird die Grundidee des räumlichen Phasenschiebens mit Hilfe eines Mach-Zehnder Interferometers anhand des experimentellen Aufbaus in allgemeiner Form eingeführt. Erst durch diesen Überblick lassen sich im Anschluss die Anforderungen formulieren, die an einzelne Komponenten des Gesamtsystems auf Grund technischer oder physikalischer Randbedingungen zu stellen sind. Diese reichen von den Kohärenzeigenschaften der Lichtquelle, über die Projektions- und Abbildungseigenschaften der Optik, bis hin zur Charakteristik des Bildsensors in der Beobachtungsebene. Darauf basierend wurde die Konfiguration des Interferometers gewählt, die zum Schluss des Kapitels betrachtet und in Verbindung mit seinen Grenzen diskutiert wird.

Kapitel 5 beschreibt die Charakterisierung des Systems. Die verschiedenen Parameter, die beispielsweise die Sensitivität des Verfahrens kennzeichnen, werden experimentell bestimmt und in Zusammenhang mit verschiedenen Einflüssen betrachtet. Neben diesen Ergebnissen, die die Grundlage für eine konsequente Weiterentwicklung des Verfahrens bilden, sind auch die

Methoden, Vorgehensweisen und erarbeiteten Zusammenhänge des Kapitels wichtig, um die Fähigkeiten nachfolgender Systeme bestimmen oder abschätzen zu können.

Ergänzt werden diese Betrachtungen in Kapitel 6. Über die bereits eingeführten und sowohl theoretisch etablierten als auch experimentell bestätigten Beschreibungen von Speckle, ist ihr Einfluss innerhalb der Weißlicht-Interferometrie theoretisch zugänglich. Mit Hilfe statistischer Methoden wird in den ersten Abschnitten das Signal-zu-Rausch Verhältnis durch Speckle, entsprechend seiner Darstellung im Frequenzraum, abgeleitet. Im Folgenden werden diese Ergebnisse durch Simulationen untermauert, die ebenfalls auf die etablierten Modelle der statistischen Optik zurückgreifen. Es zeigt sich, dass die Stärke dieses Speckle-Rauschens sowohl von den Eigenschaften der Lichtquelle abhängt, als auch von der zugrundeliegenden Statistik des Speckle-Feldes selbst. Dementsprechend unterschiedlich fällt der Einfluss von Speckle auf die Distanzmessung in verschiedenen Interferometern aus. Dieser Einfluss, der sich als statistischer Fehler der Messung überlagert, wird am Ende des Kapitels mit ersten experimentellen Ergebnissen verglichen.

Den Abschluss der Arbeit bildet Kapitel 7. Neben der Zusammenfassung der Ergebnisse und einem kurzen Ausblick beinhaltet es abschließende Bemerkungen über die Aufgaben, die nachfolgenden Arbeiten vorbehalten sind, um sowohl das entwickelte Verfahren als auch die erarbeiteten Grundlagen zum Speckle-Rauschen weiterzuverfolgen.

2 Optische Bestimmung der Topographie

Entsprechend der Vielfalt an Anwendungsgebieten existieren unzählige optische Verfahren zur Bestimmung von Form und Gestalt einer Oberfläche im Raum. Um dieser Vielfalt eine gewisse Struktur zu geben, lassen sich den Verfahren unterschiedliche Kategorien zuordnen. Eine Möglichkeit der Kategorisierung besteht in der Einteilung in Flächen-, Zeilen- und Punkt-Sensor. Während der Flächen-Sensor für sein gesamtes zweidimensionales Bildfeld die Distanz zur Oberfläche bestimmt, erfasst der Zeilen-Sensor bei einer Einzelmessung lediglich einen Profilschnitt der Topographie. Der Punkt-Sensor muss die Oberfläche sogar auf einem Gitternetz abrastern, um ebenfalls einen zweidimensionalen Datensatz der Oberfläche zu erzeugen.

Diese Einteilung kann durchaus sinnvoll sein, um erste Einschätzungen hinsichtlich Geschwindigkeit und Handhabung der Verfahren zu treffen, die im Hinblick auf mögliche Anwendungsgebiete von Bedeutung sind. Sie liefert jedoch weder Informationen über die Genauigkeit des Verfahrens noch über die Randbedingung, die an die optischen Eigenschaften einer Oberfläche zu stellen sind. Erst aus der Kenntnis des physikalischen Prinzips lassen sich Aussagen treffen, ob sich die Probe bei einer Messung „kooperativ“ oder „unkooperativ“ verhält und welche Genauigkeiten¹⁻⁴ bei einer gegebenen Oberfläche zu erreichen sind. Dementsprechend werden in der Literatur^{5,6} die vielen Verfahren für gewöhnlich gemäß ihrer Funktionsweisen untergliedert, die sich auf drei wesentliche Grundprinzipien reduzieren lassen. Diese sollen im Folgenden kurz eingeführt oder anhand typischer Vertreter erläutert werden.

2.1 Triangulation

Ihren Ursprung hat die Triangulation in der Geodäsie. Sobald ein Objekt sehr weit entfernt ist, lässt sich seine Distanz vom Beobachtungspunkt nicht mehr direkt bestimmen. Stattdessen wird zum ersten Beobachtungspunkt ein zweiter gewählt, dessen Entfernung genau bekannt ist. Diese Verbindungslinie bildet die Triangulationsbasis des Systems, die zusammen mit dem Objektpunkt ein Dreieck aufspannt. Von den beiden Beobachtungspunkten aus erscheint das Objekt im Bezug zur Basis unter unterschiedlichen Blickwinkeln. Aus den Winkeln und der Basislänge b lassen sich über trigonometrische Beziehungen die beiden weiteren Kantenlängen des Dreiecks bestimmen. Damit ist nicht nur der Abstand zum Objekt bekannt, sondern auch dessen genaue Position mit Bezug zur Triangulationsbasis.

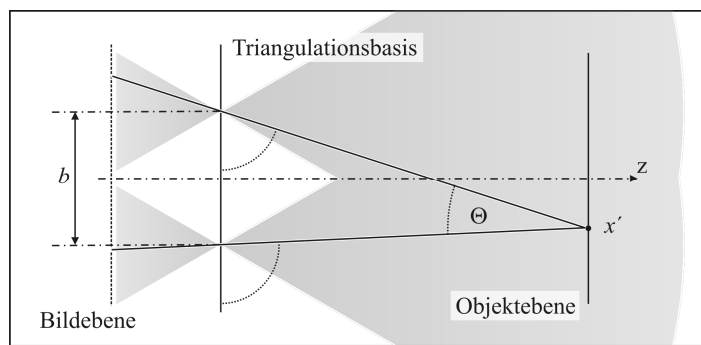


Abb. 2-1: Schematische Darstellung der Triangulation in zwei Dimensionen.

2.1.1 Aktive und passive Triangulation

Das menschliche Sehen stellt ein System passiver Triangulation dar, dessen technische Umsetzung als Stereoskopie bezeichnet wird. Während an Stelle der Beobachtungspunkte die Pupillen des optischen Systems treten, entsprechen die Hauptstrahlen den Kanten des Dreiecks. Auf Grund der unterschiedlichen Blickrichtungen wird das Objekt an verschiedenen Positionen in die beiden Bildebenen projiziert. Diese Differenz wird als Disparität oder Paralaxe bezeichnet. Aus den Positionen lassen sich leicht die Triangulationswinkel bestimmen, woraus sich indirekt die Lage des Objektpunktes im Raum ergibt. Schematisch sind diese Zusammenhänge in Abb. 2-1 dargestellt. Die exakten Beziehungen finden sich beispielsweise im Lehrbuch zur digitalen Bildverarbeitung von B. Jähne.⁷

Die Schwierigkeit solch passiver Stereo-Verfahren⁸ besteht in der Praxis darin, die Abbildung ein und desselben Objektpunktes in den Bildebenen zu identifizieren. Zwar wurden in den vergangenen Jahren die Algorithmen zur Bestimmung der Paralaxe stetig weiterentwickelt, dennoch kommen diese Verfahren ohne eine entsprechende Strukturiertheit des Objekts nicht aus. Da die Oberflächen, die im Zusammenhang zur Aufgabenstellung aus Kapitel 1.1 stehen, diese Randbedingung nicht erfüllen, lassen sich die Verfahren der passiven Triangulation in diesen Fällen nicht anwenden.

Im Unterschied zur passiven Form beruht die aktive Triangulation darauf, dass die Oberfläche des Objekts strukturiert beleuchtet wird. In diesem Fall ersetzt die Lichtquelle eines der beiden optischen Systeme aus Abb. 2-1 und bildet mit dem jeweils anderen die Triangulationsbasis. Ist die Richtung bekannt, aus der der betrachtete Objektpunkt beleuchtet wird, so lässt sich in Verbindung mit der Basis erneut die Position des Objekts bestimmen. Anstatt korrespondierende Punkte in der Bildebene zu finden und daraus die Paralaxe zu berechnen, ist es nun entscheidend, jedem Objektpunkt den zugehörigen Lichtstrahl zuzuordnen. Wird lediglich ein einzelner Strahl, beispielsweise in Form eines Lasers verwendet, so ist dies trivial und die Distanz zum beleuchteten Objektpunkt lässt sich unmittelbar ermitteln. Um die Oberfläche flächig zu erfassen, ist die Projektion mehrerer Muster nötig. Über eine solche Kodierung lässt sich, ausgehend von der Lichtquelle, jedem Objektpunkt ein entsprechender Strahl zuordnen.

Daraus können wiederum die Triangulationswinkel und in Folge die Positionen der Objektpunkte im Raum bestimmt werden. Häufig wird zur Projektion die binäre Hell-Dunkel-Abfolge eines Graycodes genutzt (vgl. Abb. 2-2), die eine eindeutige Korrespondenz zwischen Strahl und Objektpunkt zulässt.

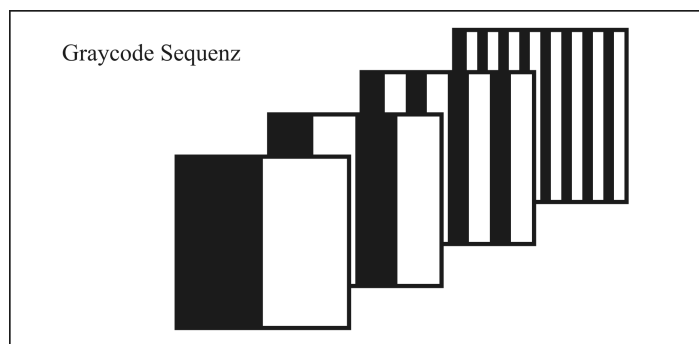


Abb. 2-2: Binäre Intensitätsverteilung einer Graycode Sequenz.

Andere Verfahren basieren beispielsweise auf der Ausbildung von Moiré-Mustern^{9, 10} oder auf der Bestimmung der lokalen Phasenlage eines projizierten sinusförmigen Intensitätsverlaufs, um Information über Lage, Form und Gestalt der Objekte zu ermitteln.^{11, 12} Ungeachtet dieser Unterschiede unterliegen alle Methoden der optischen Triangulation den selben physikalischen Grenzen, die in Kapitel 2.1.3 diskutiert werden. Die longitudinale Messunsicherheit von $\sigma_z \approx 10 \mu\text{m}$, die V. Srinivasan et al.¹¹ für ihr System angeben, liefert daher einen guten Anhaltspunkt, welche Genauigkeiten aktive und passive Triangulation für gewöhnlich erzielen ohne Abschattungen an Kanten in Kauf nehmen zu müssen. Im Gegensatz dazu sind fokussuchende und konfokale Verfahren auf Grund ihres kollinearen Strahlengangs für Beleuchtung und Abbildung nicht von Abschattungseffekten betroffen. Daher lassen sich bei diesen Verfahren auch in der Praxis Genauigkeit im Bereich eines Mikrometers erreichen.

2.1.2 Tiefe aus Fokussierung und das konfokale Prinzip

Im vorherigen Abschnitt wurde bereits erwähnt, dass die Stereoskopie ihr Vorbild in der Natur hat. Während viele Lebewesen über zwei Augen verfügen, mit deren Hilfe sie ihr Umfeld stereoskopisch und somit dreidimensional erfassen, genügt es einem Chamäleon bereits ein einzelnes Auge auf Beute zu richten, um die Distanz für einen Angriff richtig abschätzen zu können. Es gewinnt die Information aus der Fokussierung seiner Beute, die auf Grund der begrenzten Tiefenschärfe optischer Systeme eine Voraussetzung für die scharfe Abbildung darstellt.

Dass dieses Prinzip auch technisch umzusetzen ist, zeigen moderne Digitalkameras. Sie fokussieren die Objekte anhand vertikaler und horizontaler Strukturen im Bildfeld. Durch Ablesen der Entfernungsangabe auf dem Fokusserring des Objektivs lässt sich unmittelbar eine mehr

oder weniger genaue Einschätzung über die Distanz geben. Wird der technische Aufwand gesteigert, so kann über diese Methode das Profil des gesamten Bildfeldes automatisiert erfasst werden.

Ein anderes Verfahren, das die begrenzte Tiefenschärfe nutzt, ist das konfokale Prinzip.¹³ Dieses macht sich die zweifache Raumfrequenzfilterung sowohl in der Projektions- als auch in der Abbildungsoptik zu Nutze. Die Oberfläche des Objekts wird durch diese Anordnung mit einer Punktlichtquelle beleuchtet und praktisch über dieselbe Optik auf einen punktförmigen Detektor abgebildet. Befindet sich die Oberfläche in der Fokalebene der Optik, so ist die Intensität am Detektor maximal. Mit steigendem Abstand z der Oberfläche zur Fokalebene nimmt gemäß Gl. (2.1) die Intensität I mit z^{-4} ab.¹⁴

$$I(z) \approx [\text{sinc}(u/2)]^2 \quad (2.1)$$

Als Funktion von z hängt u zudem von der numerischen Apertur NA und der Wellenlänge λ , der üblicherweise monochromatischen Beleuchtung ab.

$$u = \frac{2\pi}{\lambda} NA^2 \cdot z \quad (2.2)$$

Um die Distanz zur Oberfläche zu bestimmen, nimmt der konfokale Punkt-Sensor den charakteristischen Intensitätsverlauf aus Gl. (2.1) durch Ändern des Relativabstandes zum Objekt auf. Wird anstatt monochromatischer Beleuchtung eine polychromatische Lichtquelle verwendet, so lässt sich über forcierte chromatische Aberration die Änderung des Objektabstandes während der Messung vermeiden.¹⁵ Anstelle der Intensitätsabhängigkeit von der Distanz z tritt nun der spektrale Intensitätsverlauf $I(\lambda)$, der über ein Spektrometer bestimmt und hinsichtlich der Distanz zur Oberfläche ausgewertet werden kann (vgl. Abb. 2-3).

Mit Hilfe des Einsatzes von Mikrolinsen und Nipkow-Scheiben konnte das Prinzip des Punkt-Sensors durch die schiere Aneinanderreihung zu Zeilen- bzw. Flächen-Sensoren erweitert werden. Einen anderen Weg gehen A. K. Ruprecht et al.¹⁶ bei ihrem Entwurf eines konfokalen Zeilen-Sensors. Sie erzeugen mit Hilfe einer anamorphotischen Optik eine Brennlinie, deren chromatische Aufspaltung durch diffraktive Elemente auf über 700 μm verstärkt wird. Durch die Abbildung der Brennlinie auf die Spaltblende eines Linien-Spektrometers lassen sich aus dem erzeugten Farbverlauf einzelne Profilschnitte des Objekts mittels einer einzelnen Aufnahme vollständig bestimmen. Im Vergleich zur Lochblende konventioneller Systeme fällt die konfokale Diskriminierung einer Spaltblende jedoch geringer aus. Damit steigt unweigerlich die longitudinale Messunsicherheit dieser Verfahren gegenüber dem Prinzip des Punkt-Sensors.

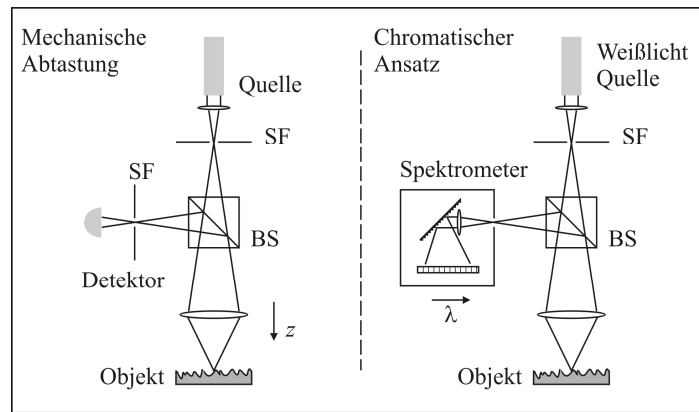


Abb. 2-3: Schematische Darstellung des konfokalen und chromatisch konfokalen Ansatzes. Nachdem der Strahlteiler (BS) das an der Oberfläche reflektierte Licht aus dem Projektionsstrahlengang auskoppelt, erfolgt die konfokale Diskriminierung über den Raumfrequenzfilter (SF).

2.1.3 Physikalische Grenzen

Obwohl sich die Fokus-Verfahren und die konfokalen Ansätze auf den ersten Blick von den Verfahren aus Abschnitt 2.1.1 unterscheiden, lassen sie sich dennoch der Triangulation zuordnen. Sämtliche dieser Techniken, von denen zahlreiche weitere existieren, haben als Gemeinsamkeit die Triangulationsbasis, von deren Blickpunkt aus die Disparität bzw. Paralaxe bestimmt wird. Bei den Fokusverfahren entspricht die Triangulationsbasis dem Durchmesser der Optik und die Paralaxe lässt sich mit dem Unschärfekreis assoziieren, der bei defokussierter Abbildung entsteht. Daher besitzen all diese Verfahren dieselben physikalischen Grenzen. Dorsch et al.¹⁷ konnte sowohl experimentell als auch theoretisch zeigen, dass auf Grund der Ausbildung von Speckle (vgl. Kapitel 3.2) eine fundamentale Messungenauigkeit σ_z triangulierender optischer Verfahren existiert.

$$\sigma_z = c \frac{1}{2\pi} \frac{\lambda_0}{NA \cdot \sin \Theta} \quad (2.3)$$

Für aktiv und passiv triangulierende Verfahren ist Θ der Winkel, unter dem der Objektpunkt von der Triangulationsbasis aus gesehen wird. Der Kontrast des Speckle-Feldes wird durch c wiedergegeben und die Schwerpunkswellenlänge mit λ_0 bezeichnet. Im Falle konfokaler Prinzipien und fokussuchender Verfahren ist generell $c=1$ und der Winkel Θ ist identisch zur Beleuchtungs- und Abbildungsapertur NA der Optik.² Damit beschreibt σ_z die longitudinale Ausdehnung der Punktantwort des optischen Systems, die auch intuitiv als maßgeblich für die Messgenauigkeit zu erwarten ist.

Zwar lässt sich σ_z in guten Systemen durch eine Erhöhung von Θ oder der numerischen Apertur NA auf Werte bis zu $1 \mu\text{m}$ reduzieren, jedoch können in diesen Fällen vermehrt

Abschattungen auftreten, die in der Praxis die Messung einschränken. Daher liegt die Messungenauigkeit bei aktiven und passiven Triangulationsverfahren üblicherweise in der Größenordnung von $\sigma_z = 10 \mu\text{m}$ oder mehr. Erst Fokusverfahren und konfokale Techniken können Genauigkeiten im Bereich von lediglich $1 \mu\text{m}$ erreichen, da sie auf Grund des kollinearen Beleuchtungs- und Abbildungsstrahlengangs nicht durch Abschattungen begrenzt sind. Somit besitzen diese Verfahren das Potential, die in Kapitel 1.1 skizzierten Anforderungen hinsichtlich der geforderten Genauigkeit zu erfüllen. Fokussuchende Verfahren leiden jedoch bisher an einer zu geringen Messgeschwindigkeit, um zur Fertigungskontrolle innerhalb der gegebenen Taktzeiten eingesetzt werden zu können. Bedeutend schneller arbeiten verfügbare konfokale Prinzipien. Jedoch sind auch hier die Messgeschwindigkeiten nicht ausreichend, um die relevanten Oberflächenbereiche hinreichend dicht Abzutasten. Dies liegt schlicht an der Arbeitsweise der Sensoren, die bisher nur wenige Messpunkte simultan erfassen können. Ist zur Messung zudem die Änderung des Relativabstandes zum Objekt notwendig, so sind die Verfahren häufig anfällig gegenüber Vibrationen und erscheinen somit weniger für die raue Fertigungsumgebung geeignet.

2.2 Laufzeit-Verfahren

Laufzeit-Verfahren werden seit langem technisch genutzt, um Entfernungen zu bestimmen. Beim Echolot wird die Verzögerungszeit zwischen Aussenden und Empfangen eines Ultraschall-Pulses gemessen, der vom Objekt reflektiert wird. Aus der Gruppengeschwindigkeit des Pulses lässt sich direkt die zurückgelegte Strecke berechnen. Um aus den Laufzeiten optischer Signale Distanzen hinreichend genau bestimmen zu können, muss die Verzögerungszeit auf Grund der enorm hohen Geschwindigkeit sehr präzise gemessen werden. Eine Möglichkeit dazu liefert die sinusförmige Modulation des ausgesendeten und empfangenen Messsignals (vgl. Abb. 2-4). In der Bildebene entsteht auf Grund der Modulation eine Intensitätsverteilung, die vom Laufzeitunterschied τ und der Phasenlage des Referenzsignals $\Delta\varphi$ abhängt. Wird während der Messung der Intensitätsverlauf in Abhängigkeit von $\Delta\varphi$ bestimmt, so lassen sich über bekannte Phasenschiebe-Methoden die Differenz $\varphi_E - \varphi_S$ und damit verbunden der Abstand zum Objekt Δz ermitteln.

Trotz des enormen Fortschrittes, der in den vergangenen Jahren bei der technischen Umsetzung dieser und anderer Methoden erzielt werden konnte, liegen die Messungenauigkeiten σ_z der Verfahren noch im Bereich mehrerer Millimeter. Für die industrielle Fertigungskontrolle besitzen diese Verfahren daher noch geringe Relevanz. Auf anderen Gebieten jedoch, in denen die dreidimensionale Umfelderkennung auf größeren Skalen von Bedeutung ist, gewinnen insbesondere die sogenannten 3D Echtzeit-Kameras basierend auf PMD- Technik^{18, 19} (photonic mixer device) stark an Bedeutung. Da solche Anwendungen jedoch nicht den Fokus dieser Arbeit repräsentieren, sei an dieser Stelle auf den Übersichtsartikel von R. Schwarte⁶ und die Dissertation von H. G. Heinol²⁰ verwiesen und auf die darin befindlichen Literaturhinweise.

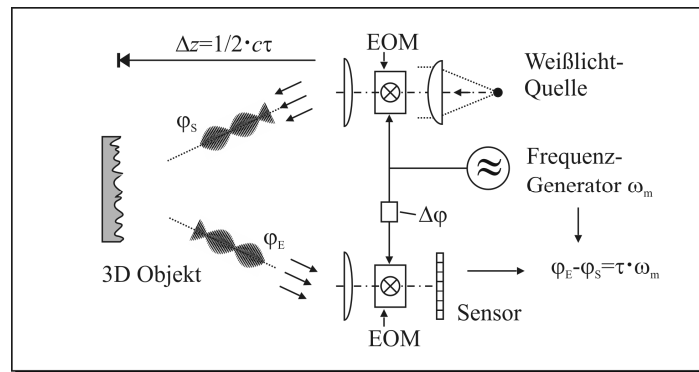


Abb. 2-4: Schematische Darstellung eines Verfahrens zur Bestimmung des Laufzeitunterschiedes τ . Der Elektro-Optische Modulator (EOM) sorgt für die sinusförmige Intensitätsmodulation der Beleuchtung mit Frequenz ω_m . Die Phasendifferenz $\varphi_E - \varphi_S$ zwischen Sender und Empfänger lässt sich über die erneute Intensitätsmodulation der rückgestreuten Welle über Methoden des Phasenschiebens bestimmen.

2.3 Interferometrie

Bei der Interferometrie handelt es sich ebenfalls um ein Verfahren, das die Laufzeit optischer Signale bestimmt. Im Gegensatz zu den Erläuterungen aus Abschnitt 2.2 ist dazu jedoch keine künstliche Modulation des Signals im Sinne einer Intensitätsänderung notwendig. Stattdessen wird die inhärente Periodizität der elektromagnetischen Welle selbst verwendet. Auf Grund der hohen Frequenzen ihrer Felder sind diese einer Messung jedoch nicht direkt zugänglich. Um dennoch die Phasenlage des an der Probe reflektierten Signals bestimmen zu können, werden im Interferometer die Wellenzüge derselben Quelle einander überlagert. Ist die Überlagerung kohärent, so kommt es zur Ausbildung von Interferenz. Der zugehörige Intensitätsverlauf $I(z)$ ist abhängig von der Laufzeitdifferenz bzw. vom optischen Gangunterschied $z - z_0$, der im Interferometer zwischen Proben- und Referenzwelle herrscht.

2.3.1 Klassische Interferometrie

Da die klassische Interferometrie auf monochromatischer Beleuchtung basiert, folgt der Intensitätsverlauf $I(z)$ im Idealfall einer reinen Sinus-Funktion. Wird dieses sogenannte Interferogramm an mindestens drei verschiedenen Stellen abgetastet, so lässt sich die lokale Phase des Signals bis zu einer Genauigkeit von $\lambda/100$ bestimmen, die ähnlich den Laufzeitverfahren aus Abschnitt 2.2 auf die Distanz zum Objekt schließen lässt. Dazu wird während der Messung der optische Gangunterschied $z - z_0$ und damit die Phasenlage des Signals geändert. Daraus leitet sich der Begriff der phasenschiebenden Interferometrie ab.

Auf Grund der Periodizität des Signals ist der Eindeutigkeitsbereich der Messung auf die halbe Wellenlänge λ begrenzt. Bei glatten und stetigen Oberflächen, die beispielsweise bei der Asphärenprüfung auftreten, lassen sich jedoch die lokalen Phasen benachbarter Objektpunkte zueinander in Beziehung setzen. Wird die Oberfläche ausreichend dicht abgetastet, so dass deren Differenz unterhalb der Eindeutigkeit von $\lambda/2$ bleibt, so lässt sich daraus die Topographie der Probe bzw. des Objekts vollständig rekonstruieren.

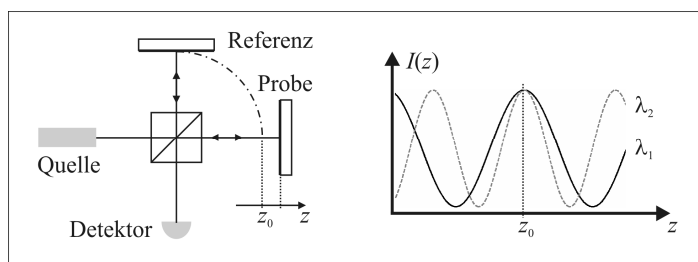


Abb. 2-5: Schematische Darstellung eines Michelson-Interferometers. Der Intensitätsverlauf $I(z)$ hängt sowohl vom optischen Gangunterschied als auch von der Wellenlänge λ ab.

In der Übersicht zur Interferogramm-Analyse von D. Malacara et al.²¹ finden sich neben mehreren Varianten des Phasenschiebens und der zugehörigen Algorithmik auch viele weitere Anwendungen der klassischen Interferometrie. Das Buch liefert zudem einen Überblick über verschiedene Interferometer-Typen, die vom Michelson-Aufbau (vgl. Abb. 2-5) über die Mach-Zehnder Konfiguration bis hin zum Lateral Shear-Interferometer reichen.

2.3.2 Heterodyn-Interferometrie

Mit steigendem Eindeutigkeitsbereich des Interferometers lassen sich auch komplexere Topographien erfassen, die in zunehmendem Maße Unstetigkeiten aufweisen dürfen. Die entsprechenden Wellenlängen werden dazu häufig über das Prinzip der Heterodyn- oder Mehrwellenlängen-Interferometrie generiert. Wird gemäß Abb. 2-5 die Distanz zur Oberfläche anhand der Phasenlagen zweier unterschiedlicher Wellenlängen λ_1 und λ_2 bestimmt, so erhöht sich der Eindeutigkeitsbereich auf die Hälfte der synthetischen Wellenlänge

$$\Lambda^{-1} = \left| \lambda_1^{-1} - \lambda_2^{-1} \right|. \quad (2.4)$$

Diese synthetische Wellenlänge Λ entspricht der niederfrequenten Modulation der zugehörigen Schwebungsfrequenz. Unter idealen Bedingungen ist es somit möglich, Entfernungen im Bereich mehrerer Meter eindeutig zu bestimmen, ohne auf die hohen Genauigkeiten der klassischen Interferometrie im Nanometer-Regime verzichten zu müssen.

2.3.3 Weißlicht-Interferometrie

Der Einsatz mehrerer monochromatischer Lichtquellen ist mit einer erhöhten Komplexität des optischen Systems verbunden. Weit weniger komplex sind Systeme, die das Spektrum einzelner breitbandiger Quellen nutzen. Darunter fallen sowohl thermische Lichtquellen als auch Leuchtdioden (LED: light emitting diode), deren Wellenlängenbereiche typischerweise einen geringen Teil des sichtbaren Spektrums oder nahen Infrarotbereichs abdecken. Obwohl die Quellen damit alles andere als weiß erscheinen, ist diese Technik dennoch unter der eigenständigen Bezeichnung der Weißlicht-Interferometrie^{22, 23} oder des Kohärenzradars²⁴ geläufig. Aus physikalischer Sichtweise betrachtet, lässt sie sich jedoch als Variante der Heterodyn-Interferometrie auffassen, die über ein Kontinuum an Wellenlängen verfügt, anstatt auf mehreren Linienspektren zu basieren. Aus Gl. (2.4) lässt sich daher sofort ableiten, dass die Weißlicht-Interferometrie durch ihr kontinuierliches Spektrum mit der synthetischen Wellenlänge Λ über einen unendlich ausgedehnten Eindeutigkeitsbereich verfügt.

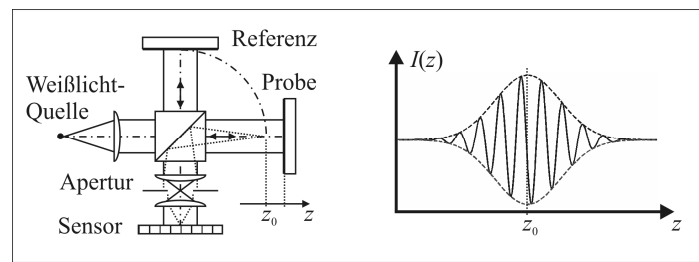


Abb. 2-6: Prinzip der Weißlicht-Interferometrie. Der Verlauf des Interferogramms $I(z)$ hängt maßgeblich vom Spektrum der breitbandigen Lichtquelle ab.

Für das Verhalten des Interferogramms $I(z)$ wird in Kapitel 4.1.1 gezeigt, dass die Frequenz des Trägersignals der Schwerpunktswellenlänge λ_0 der Lichtquelle entspricht. Die niederfrequente Modulation oder auch Einhüllende des Signals ist direkt mit dem emittierten Spektrum verknüpft, das für gewöhnlich als gaußförmig angenommen wird. Daraus leitet sich für den Verlauf der Einhüllenden ebenfalls ein gaußförmiger Verlauf ab, der sein Maximum im Falle des abgeglichenen Interferometers mit optischem Gangunterschied $z - z_0 = 0$ annimmt. Somit ist es im Falle der Weißlicht-Interferometrie möglich, aus dem Verlauf des Interferogramms selbst die Information über die Distanz zur Oberfläche der Probe zu gewinnen, ohne die lokale Phase $\theta(k)$ der einzelnen Frequenzkomponenten selbst zu kennen.

Während sich das Trägersignal sehr schnell mit z ändert, ist der Verlauf der Einhüllenden bedeutend schwächer vom optischen Gangunterschied abhängig. Dementsprechend schwerer ist es, die Position der Einhüllenden und damit die Distanz zu bestimmen, als es eine Schätzung der lokalen Phase θ selbst zulässt.²⁵ Daher wirkt es auf den ersten Blick unverständlich, die Weißlicht-Interferometrie der Heterodyn-Interferometrie vorzuziehen, die im vorherigen Abschnitt 2.3.2 beschrieben wurde. Verständlich wird dies erst bei einer Betrachtung der Reflexions-

eigenschaften bestimmter Objekte bzw. Oberflächen. Ist die Oberfläche optisch rau, so führt die Ausbildung von Speckle dazu, dass θ zufällige Werte annimmt, die selbst für benachbarte Messpunkte keinerlei Beziehung aufweisen (vgl. Kapitel 3.2). Die lokale Phase ist damit nicht mehr ausreichend, um auf Gestalt und Form der Oberfläche zu schließen. Nach wie vor lässt sich jedoch aus der Position der Einhüllenden die Distanz zur Probe bestimmen. Mit diesem Prinzip sind der Interferometrie auch raue Oberflächen zugänglich, die das Hauptanwendungsgebiet der Weißlicht-Interferometrie darstellen.

2.3.3.1 *Phasen- und frequenzschiebende Weißlicht-Interferometrie*

Die wohl am häufigsten eingesetzte Variante der Weißlicht-Interferometrie stellt die Twyman-Green Konfiguration aus Abb. 2-6 dar. Dieses Interferometer entspricht in seinen wesentlichen Merkmalen dem Michelson-Interferometer, verwendet jedoch ein ausgedehntes, kollimiertes Strahlenbündel anstelle eines schmalen Strahls. In Abb. 2-6 lässt sich die Probe longitudinal bewegen. Dabei ändert sich mit der Position z auch der optische Gangunterschied $z - z_0$, und der Verlauf des Interferogramms $I(z)$ wird mechanisch abgetastet. In Analogie zur klassischen Interferometrie lässt sich diese Methode somit als phasenschiebendes Verfahren bezeichnen.

Die unterschiedlichen Anforderungen aus wissenschaftlichen Bereichen und dem industriellen Umfeld haben in den vergangenen Jahren zur Entwicklung und Erforschung weiterer Konfigurationen der Weißlicht-Interferometrie beigetragen. Dazu gehört unter anderem die frequenzschiebende oder dispersive Weißlicht-Interferometrie,²⁶ die auf das Prinzip der Müllerschen bzw. Talbotschen Streifen²⁷ zurückgeht. Diese Verfahren basieren im Wesentlichen auf der Analyse des Signalspektrums, dessen Verlauf ebenfalls vom optischen Gangunterschied im Interferometer abhängig ist. Da dieser im Gegensatz zu phasenschiebenden Methoden nicht mehr variiert werden muss, sind solche Systeme nicht mehr von präzisen mechanischen Komponenten abhängig. Stattdessen ist der Intensitätsverlauf in Abhängigkeit von der Wellenlänge mit hoher Genauigkeit zu bestimmen.

2.3.3.2 *Sequentielle und simultane Signalerfassung*

Unabhängig von phasenschiebender oder frequenzschiebender Interferometrie lassen sich erneut zwei Untergruppen ausmachen. Der Unterschied beider Gruppen liegt in der Erfassung des Signals selbst, die entweder sequentiell oder simultan erfolgen kann. Im Schema der phasenschiebenden Weißlicht-Interferometrie aus Abb. 2-6 erfolgt die Änderung des Gangunterschiedes im zeitlichen Verlauf und ist somit sequentiell. Es ist jedoch auch möglich im optischen Aufbau eine kontinuierliche optische Verzögerung zu erzeugen und damit das Signal räumlich anstatt zeitlich aufzuspalten.²⁸⁻³² Durch dieses räumliche Phasenschieben ist die simultane Erfassung des Signals möglich.

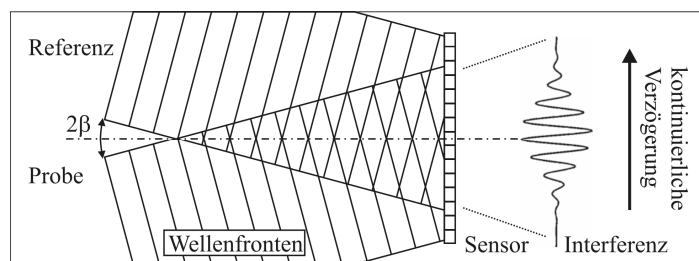


Abb. 2-7: Schematische Darstellung (nach P. Koch et al.³³) der simultanen phasenschiebenden Interferometrie. Die kontinuierliche optische Verzögerung ergibt sich auf Grund der geneigten Wellenfronten aus Proben- und Referenzarm des Interferometers.

Leichter zu verstehen ist der prinzipielle Unterschied im Zusammenhang mit frequenzschiebender Interferometrie. Einerseits lässt sich über durchstimmbare Lichtquellen³⁴ oder schmalbandige Frequenzfilter³⁵ das Signal zeitlich kodiert (time encoded) darstellen. Andererseits ist es mit Hilfe eines Spektrometers am Ausgang des Interferometers möglich, die einzelnen Frequenzkomponenten räumlich kodiert (spatially encoded), d.h. räumlich aufgespalten, zu erfassen.

Der Vorteil der Verfahren simultaner Signalerfassung liegt zum einen in ihrer Unabhängigkeit von beweglichen Teilen, die meist die Genauigkeit der Systeme erheblich beeinflussen. Zum anderen sind sie gerade auf Grund der simultanen Signalerfassung extrem robust gegenüber Vibrationen, die vom Umfeld auf die Probe oder das Interferometer übertragen werden, und eignen sich damit weit besser für den industriellen Einsatz als sequentielle Verfahren. Ziel dieser Arbeit ist es daher, einen interferometrischen Zeilen-Sensor zu entwickeln, der auf räumlichem Phasenschieben basiert. Zwar sind ähnliche Ansätze bereits aus den Arbeiten von I. Zeylikovich et al.³⁶ sowie aus der Gruppe um M. Hart³⁷ bekannt, diese wurden jedoch nicht in Zusammenhang mit diffus streuenden Medien oder optisch rauen Oberflächen diskutiert. Die entsprechenden Einflüsse, die Speckle auf interferometrische Messungen besitzen, werden deshalb im Rahmen dieser Arbeit nicht nur allgemein sondern in direkter Verbindung mit der entwickelten Interferometer-Variante aus Kapitel 4 betrachtet.

3 Methoden und Anwendung der statistischen Optik

Wie im vorherigen Kapitel beschrieben, basiert Weißlicht-Interferometrie im Gegensatz zur klassischen Interferometrie nicht auf monochromatischer Beleuchtung, sondern auf Quellen mit ausgedehnten Spektren. Sowohl durch experimentelle Untersuchungen als auch aus theoretischen Überlegungen^{25, 38} heraus haben sich Kohärenzlängen im Bereich weniger Mikrometer als optimal hinsichtlich des Einflusses von Rauschen auf die Messgenauigkeit erwiesen.

Neben der zeitlichen Kohärenz ist für die interferometrische Messung auch die räumliche Kohärenz entscheidend, da sich entsprechend dem Kohärenzgrad der Beleuchtung Interferenzen ausbilden. Ein hoher Kohärenzgrad führt demnach zu einem hohen Signal-zu-Rausch Verhältnis (SNR: signal-to-noise ratio) und damit verbunden zu einer präziseren Messung. Werden jedoch Proben beleuchtet, deren Oberfläche diffus streut, so führt ein hoher Grad an Kohärenz auch zur stärkeren Ausbildung von Speckle, deren granulare Intensitäts- und Phasenverteilung das Interferenzsignal beeinflusst.

Da sich die Eigenschaften von Speckle nur über Methoden der Statistik bestimmen lassen, ist auch deren Einfluss auf die Genauigkeit interferometrischer Messungen nur über statistische Größen beschreibbar. Die notwendigen Grundlagen und Werkzeuge werden deshalb im folgenden Abschnitt eingeführt. Ebenso werden die Begriffe definiert, die für die späteren Betrachtungen benötigt werden. Darauf schließt sich die Diskussion der wichtigsten statistischen Charakteristika typischer Speckle-Felder in Kapitel 3.2 an.

3.1 Stochastik und Wahrscheinlichkeit

Analog zum Ausgang eines Würfelspiels oder zur Vorhersage des Wetters für einen Zeitraum von Monaten scheint auch der Ausgang bestimmter Experimente unvorhersagbar. Ebenso fehlt für das Auftreten von Speckle ein mathematisches Modell, das eine deterministische Beschreibung erlaubt. Erst die Wahrscheinlichkeitstheorie ermöglicht es, Schlussfolgerungen über den Ausgang solcher Experimente zu treffen. Sie verknüpft das Eintreten eines bestimmten Ereignisses ω aus dem Ensemble $\Omega = \{\omega_1, \omega_2, \omega_3, \dots\}$ aller möglichen Ereignisse mit der entsprechenden Wahrscheinlichkeit P dieser Realisierung.

3.1.1 Zufallszahlen

Bei Zufallsprozessen sind meist nicht die Elementarereignisse oder Realisierungen ω selbst von primärem Interesse, die aus einzelnen Experimenten resultieren, sondern die Schlussfolgerungen, die sich aus dem zufälligen Ausgang der Experimente ergeben. Abhängig von der Art des Experiments kann mit ihm eine Variable $X(\omega)$ verknüpft werden, die für jede mögliche Realisierung des Zufallsprozesses einen bestimmten Wert x annimmt. Eine solche Größe wird als Zufallszahl bezeichnet.

Mit der Zufallszahl $X(\omega)$ wird das Ensemble aller möglichen Realisierungen in Verbindung mit der Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens assoziiert. Dabei werden die beiden Klassen der diskreten und der kontinuierlichen Zufallsvariable unterschieden. Alle Aussagen, die im Folgenden für kontinuierliche Zufallsvariablen getroffen werden, lassen sich auch für den diskreten Fall formulieren.

Im Allgemeinen sind die Wahrscheinlichkeiten, dass X bestimmte Werte annimmt, abhängig vom jeweiligen Unterraum, in dem diese Werte liegen. Quantitativ lassen sich solche Eigenschaften mit Hilfe der Verteilungsfunktion $F_x(x_b)$ ausdrücken, welche die Wahrscheinlichkeit angibt, dass die Realisierung von X einen Wert x_b nicht überschreitet. Sie ist verknüpft mit der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF: probability density function) $f_x(x)$, die das zufällige Verhalten kontinuierlicher Zufallsvariablen vollständig beschreibt.

$$F_x(x) = \int_{-\infty}^x f_x(u) du \quad (3.1)$$

Die Wahrscheinlichkeit P , dass die Zufallsvariable einen Wert aus dem Intervall $[a, b]$ annimmt, ist demnach gegeben durch

$$P(a \leq X \leq b) = F_x(b) - F_x(a) = \int_a^b f_x(u) du \quad (3.2)$$

und die Wahrscheinlichkeit, dass die Realisierung einem Wert aus der Gesamtheit des Ensembles entspricht, ist normiert.

$$\int_{-\infty}^{\infty} f_x(u) du = 1 \quad (3.3)$$

Die im Bereich der statistischen Optik bedeutendsten Verteilungen sind mitsamt deren wichtigsten Eigenschaften im Anhang A aufgeführt. Dabei ist insbesondere die Gauß-Verteilung hervorzuheben, da sich durch sie eine Vielzahl physikalischer Phänomene beschreiben lässt. Die Ursache hierfür liegt im zentralen Grenzwertsatz der Wahrscheinlichkeitstheorie, demzufolge sich die Verteilung einer großen Summe identisch verteilter Zufallsvariablen beliebiger Wahrscheinlichkeitsdichte der Gauß-Verteilung annähert.^{39, 40}

3.1.2 Zufallsvektoren

Werden Zufallsexperimenten verschiedene Zufallsvariablen zugeordnet, können diese mit einer gemeinsamen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion assoziiert werden. Unter der Annahme zweier Zufallsvariablen $X(\omega)$ und $Y(\omega)$, die jeweils Werte in \mathbb{R} annehmen, ist die Dichtefunktion $f_{x,y}$ nun mit der Lage des Zufallsvektors (X, Y) im zweidimensionalen Raum \mathbb{R}^2 verknüpft. Für die Verteilungsfunktion gilt entsprechend

$$F_{x,y}(x, y) = \int_{u=-\infty}^x \int_{v=-\infty}^y f_{x,y}(u, v) du dv. \quad (3.4)$$

Ist die gemeinsame Dichtefunktion bekannt, so lässt sich daraus die Verteilung einer einzelnen Zufallsvariable unabhängig vom Wert der anderen bestimmen. Diese so genannte Randdichtefunktion ergibt sich im Falle des zweidimensionalen Zufallsvektors aus

$$f_x(x) = \int_{-\infty}^{\infty} f_{x,y}(v) dv \quad (3.5)$$

und durch vertauschen der Variablen lässt sich ebenso die Randdichtefunktion f_y bestimmen. Sind die Zufallsvariablen statistisch unabhängig voneinander, so ergibt sich die gemeinsame Dichtefunktion aus der Multiplikation ihrer Randdichtefunktionen. Analog zu \mathbb{R}^2 lässt sich die komplexe Zahlenebene \mathbb{C} behandeln. Dabei stellen Real- und Imaginärteil jeweils die Komponenten des Zufallsvektors dar. Auf Grund des zentralen Grenzwertsatzes ist auch im Falle komplexer Zufallsvariablen die Gauß-Verteilung zur Modellierung physikalischer Prozesse von besonderem Interesse.

3.1.3 Erwartungswert und Momente

Während die Verteilungsfunktion oder die Wahrscheinlichkeitsdichte eine Zufallsvariable vollständig charakterisiert, werden deren Eigenschaften häufig, wenn auch nur unvollständig, über einige wenige Werte wiedergegeben.

$$\bar{x} = \int_{-\infty}^{\infty} x f_x(x) dx. \quad (3.6)$$

Der Wert \bar{x} der kontinuierlichen Zufallsvariable X gibt das Ensemble-Mittel über alle möglichen Realisierungen wieder und entspricht somit dem Erwartungswert von X , der im Folgenden mit eckigen Klammern $\langle X \rangle$ gekennzeichnet ist. Aus der Definition der Momente einer Zufallsvariable lässt sich das Ensemble-Mittel auch als Moment erster Ordnung von X bezeichnen.

$$\langle X^k \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} x^k f_x(x) dx \quad (3.7)$$

Häufiger sind jedoch die Fluktuationen einer Zufallsvariable um ihren Erwartungswert von Interesse. Dies führt auf die Definition der zentralen Momente, deren größte Bedeutung das zentrale Moment zweiter Ordnung besitzt. Diese, auch als Varianz bezeichnete Größe, entspricht dem Quadrat der Standardabweichung und beschreibt die Streuung der Zufallsvariable.

$$\langle (X - \bar{x})^2 \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} (x - \bar{x})^2 f_x(x) dx \quad (3.8)$$

Analog zur Definition gemeinsamer Wahrscheinlichkeitsdichten existieren die gemischten Momente

$$\langle X^n Y^m \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x^n y^m f_{x,y}(x, y) dx dy \quad (3.9)$$

und die gemischten zentralen Momente.

$$\langle (X - \bar{x})^n (Y - \bar{y})^m \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (x - \bar{x})^n (y - \bar{y})^m f_{x,y}(x, y) dx dy \quad (3.10)$$

Für $n = m = 1$ folgen aus Gl. (3.9) und Gl. (3.10) Korrelation bzw. Kovarianz. Diese geben ein Maß für die Ähnlichkeit der Zufallsvariablen wieder. Häufig wird die Kovarianz auf das geometrische Mittel der Einzelvarianzen normiert. Der daraus folgende Korrelationskoeffizient $\mu_{x,y}$ nimmt den Wert eins an, sobald perfekte Korrelation zwischen beiden Zufallsvariablen besteht und diese damit im Wesentlichen identisch sind. Für vollständig unkorrelierte bzw. stochastisch unabhängige Zufallsvariablen geht er auf Null zurück.

$$\mu_{x,y} = \frac{\langle (X - \bar{x})(Y - \bar{y}) \rangle}{\sqrt{\langle (X - \bar{x})^2 \rangle \langle (Y - \bar{y})^2 \rangle}} \quad (3.11)$$

3.1.4 Funktionen von Zufallsvariablen

Wird die Zufallsvariable X mit Verteilungsfunktion $F_x(x)$ durch eine Funktion $y = g(x)$ auf den Raum der reellen Zahlen \mathbb{R} abgebildet, so lässt sich deren Verteilungsfunktion $F_y(y)$ direkt angeben, sofern g eine differenzierbare und streng monoton wachsende Funktion mit Umkehrfunktion g^{-1} ist.

$$F_y(y) = P(g(x) \leq y) = P(x \leq g^{-1}(y)) = F_x(g^{-1}(y)) \quad (3.12)$$

Für streng monoton fallende Funktionen folgt entsprechend

$$F_y(y) = P(g(x) \leq y) = P(x \geq g^{-1}(y)) = 1 - F_x(g^{-1}(y)). \quad (3.13)$$

Durch Differenzieren kann wiederum die Wahrscheinlichkeitsdichte f_y bestimmt werden. Ähnliche Überlegungen lassen sich auch auf den Fall mehrerer Zufallsvariablen übertragen. Ausgehend von der gemeinsamen Wahrscheinlichkeitsdichte $f_{x,y}$ und zweier Funktionen $v = g(x, y)$ und $w = h(x, y)$, die aus \mathbb{R}^2 nach \mathbb{R} abbilden, ergibt sich die Wahrscheinlichkeitsdichte $f_{v,w}$ zu

$$f_{v,w}(v, w) = |J| \cdot f_{x,y}(x, y), \quad (3.14)$$

wobei $|J|$ der Determinante der Jacobi-Matrix der Umkehrfunktionen entspricht.

$$|J| = \begin{vmatrix} \frac{\partial g^{-1}}{\partial v} & \frac{\partial g^{-1}}{\partial w} \\ \frac{\partial h^{-1}}{\partial v} & \frac{\partial h^{-1}}{\partial w} \end{vmatrix} \quad (3.15)$$

3.1.5 Zufallsfelder

Mit Zufallsfeldern lassen sich dynamische Vorgänge beschreiben, die über das Konzept der Zufallsvariablen allein nicht zugänglich sind. Solche Vorgänge sind beispielsweise die zeitliche Entwicklung von Aktienkursen oder die räumliche Verteilung von Materie innerhalb der Galaxien. Dementsprechend stellen Zufallsfelder eine Erweiterung des bestehenden Konzeptes dar, in dem das Elementarereignis ω mit einem zusätzlichen Parameter verknüpft wird. In Anlehnung an zeitlich dynamische Prozesse wird dieser Parameter auch als Zeitparameter t bezeichnet, der aber ebenso einer Raumkoordinate entsprechen kann. Im Folgenden wird t als kontinuierlich vorausgesetzt, ähnliche Aussagen ergeben sich aber auch für den diskreten Fall.

Das Zufallsfeld $X(t, \omega)$ stellt für jeden festen Wert von t die Zufallsvariable $X(\bullet, \omega)$ dar. Für ein festes ω hingegen bildet $X(t, \bullet)$ einen „Pfad“, d.h. einen möglichen zeitlichen oder räumlichen Verlauf des Feldes. Dieser Aufteilung entsprechend lassen sich Zufallsfelder durch ihre Statistik erster und zweiter Ordnung charakterisieren. Die Statistik erster Ordnung kennzeichnet die Verteilung der Zufallsvariable $X(\bullet, \omega)$ zu gegebener Zeit t . Eine Betrachtung zweiter Ordnung erschließt die Korrelation zwischen den Elementarereignissen ω zu verschiedenen Zeitpunkten t_1 und t_2 über die Angabe ihrer gemeinsamen Wahrscheinlichkeitsdichte $f_{x,x}(x_1, x_2)$.

Viele bedeutende Prozesse können mit stationären Zufallsfeldern assoziiert werden. Dabei wird zwischen starker und schwacher Stationarität unterschieden. Im hier vorliegenden Fall stationärer Zufallsfelder ist das stochastische Mittel sowie deren Auto-Korrelation invariant gegenüber einer Verschiebung des Zeitursprungs $t + \tau$.

$$\langle X(t, \omega) \rangle = \langle X(t + \tau, \omega) \rangle \quad (3.16)$$

$$\langle X(t_1) X(t_2) \rangle = \langle X(t_1 + \tau) X(t_2 + \tau) \rangle \quad (3.17)$$

Ebenso handelt es sich bei den betrachteten Zufallsfeldern um ergodische Prozesse. Diese zeichnen sich durch die Vertauschbarkeit von zeitlichem und stochastischem Mittel aus.

$$\langle X(t, \bullet) \rangle_t = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x(t, \bullet) dt \quad (3.18)$$

und

$$\langle X(\bullet, \omega) \rangle_\omega = \int_{-\infty}^{\infty} x(\bullet, \omega) f_x(x) dx \quad (3.19)$$

können damit identisch mit dem Erwartungswert $\langle X \rangle$ bezeichnet werden. Des Weiteren wird für eine übersichtliche Notation beim Zufallsfeld selbst auf die explizite Angabe des Elementarereignisses ω verzichtet.

3.2 Laser-Speckle

Diffuse Streuung kohärenter Wellen führt zur Interferenz der einzelnen Streuzentren, sofern deren Punktantworten in der Beobachtungsebene überlappen. Die emittierten Wellenzüge dieser Elementarstreuer können als komplexwertig und auf Grund der statistischen Verteilung der Streuzentren als statistisch unabhängig betrachtet werden. Variiert die Distanz, die von interferierenden Wellenzügen zurückgelegt wird, im Bereich einer Wellenlänge, so sind die Phasen gleichverteilt. Aus deren kohärenten Überlagerung in der Beobachtungsebene resultiert die typisch granulare Intensitätsverteilung eines Speckle-Musters.

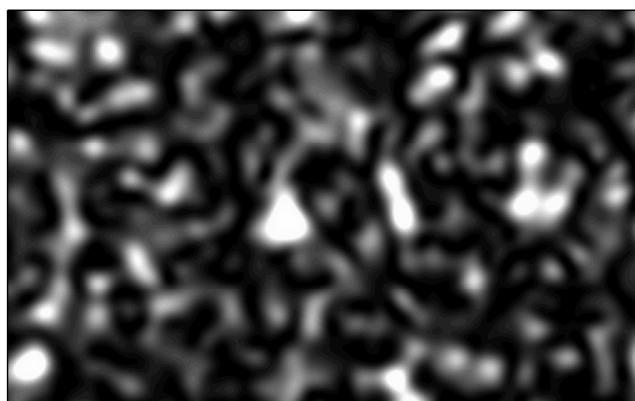


Abb. 3-1: Speckle-Muster entsprechend einer diffus streuenden Oberfläche unter kohärenter Beleuchtung.

Erst mit dem Einsatz der ersten Laser wurde die Erscheinung der „Laser-Speckle“ bewusst wahrgenommen. Demzufolge ist seit den frühen 60er Jahren des 20. Jahrhunderts eine Vielzahl an theoretischen und experimentellen Arbeiten entstanden, die sich mit den typischen Eigenschaften von Speckle-Feldern befassen. Die wichtigsten Ergebnisse und ebenso die damit verbundenen Anwendungsmöglichkeiten finden sich in diversen Übersichtsartikeln⁴¹ wieder.

Zu Beginn dieser Untersuchungen wurden Speckle in Anwendungen der kohärenten Optik lediglich als zusätzliches Rauschen betrachtet, das zu einer Beeinträchtigung optischer Messungen und bildgebender Verfahren führt. Dessen Begründung liegt sicherlich darin, dass Speckle-Felder nicht von der makroskopischen Form der betrachteten Objekte abhängen. Dementsprechend befassten und befassen sich viele Untersuchungen weiterhin mit der Vermeidung von Speckle oder mit der Reduzierung ihrer Auswirkungen. Dabei werden im Wesentlichen zwei unterschiedliche Ansätze verfolgt. Einerseits wird bereits während der Messung über die Mittelung mehrerer unkorrelierter Speckle-Felder⁴²⁻⁴⁴ der störende Einfluss reduziert. Anderer-

seits lassen sich über Algorithmen zur Nachverarbeitung der Messdaten die Auswirkungen von Speckle minimieren.

Neben den störenden Einflüssen wurde in den letzten Jahren auch eine Vielzahl optischer Methoden entdeckt, die sich den Zusammenhang der statistischen Eigenschaften von Speckle-Mustern mit der mikroskopischen Strukturierung der streuenden Oberflächen zu Nutze machen. Dieser kann als optisch kodierter Fingerabdruck der Oberfläche angesehen werden und ermöglicht beispielsweise die Bestimmung von Rauheits-Parametern.⁴⁵ Ebenso sind Messungen der Deformation^{46, 47} von Oberflächen durch Vergleich bzw. Korrelation von Speckle-Feldern möglich, die entsprechend der unterschiedlichen Zustände des Objektes gewonnen wurden. Analog lässt sich Verschiebung und Geschwindigkeit^{48, 49} ermitteln. Insbesondere durch die Kohärenz von Speckle-Feldern sind solche Streuer auch interferometrischen Methoden⁵⁰ zugänglich.

3.2.1 Mathematische Beschreibung

Einen wesentlichen Schritt zum Verständnis von Laser-Speckle hat J. W. Goodman mit seinen Arbeiten zum optischen Radar⁵¹ geleistet. Auf den darin abgeleiteten Eigenschaften baut eine Vielzahl weiterer Betrachtungen auf und stellt somit die Basis für Anwendungen auf dem Gebiet der statistischen und kohärenten Optik.

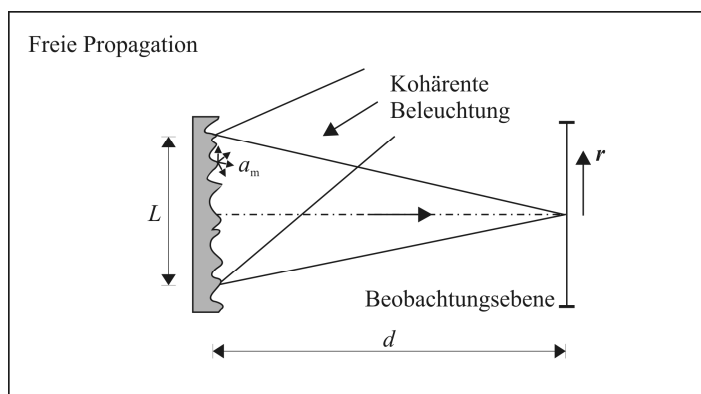


Abb. 3-2: Ausbildung eines Speckle-Feldes durch freie Propagation zwischen streuendem Medium und Beobachtungsebene.

3.2.1.1 Statistik erster Ordnung

Ausgehend von kohärenter Überlagerung der Wellenzüge a_m einzelner Elementarstreuer in der Beobachtungsebene lässt sich ein mathematisches Modell bilden, mit dessen Hilfe die statistischen Eigenschaften des Feldes $E(\mathbf{r}, t)$ in der Beobachtungsebene bestimmt werden können. Unter der idealen Annahme vollständiger Polarisation und monochromatischer Beleuchtung lässt sich das analytische Signal des elektrischen Feldes schreiben als

$$E(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) \exp\{i2\pi\nu t\}. \quad (3.20)$$

Dabei bezeichnet $\nu = \omega \cdot (2\pi)^{-1}$ die optische Frequenz und A repräsentiert die komplexe Amplitude des Feldes.

$$A(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{m=1}^N |a_m| \exp\{i\varphi_m\} \quad (3.21)$$

Ist die Oberfläche des Streuers im Vergleich zur gesamten Ausdehnung des beitragenden Flächenelementes sehr fein strukturiert, so können die Amplituden $|a_m|/\sqrt{N}$ und Phasen φ_m einzelner Wellenzüge als statistisch unabhängig voneinander angenommen werden. Führt zudem die Oberflächenbeschaffenheit zu Unterschieden in den optischen Weglängen im Bereich der Wellenlänge λ , so gilt:

$$f(\varphi) = \begin{cases} 1/2\pi & -\pi < \varphi \leq \pi \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.22)$$

Somit kann Real- und Imaginärteil der Wellenzüge a_m als voneinander unabhängige Zufallsvariablen mit verschwindendem statistischem Mittel betrachtet werden. Daraus ergibt sich, dass die komplexe Amplitude ebenso mittelwertfrei, mit unkorreliertem Real- und Imaginärteil ist. Die Wahrscheinlichkeitsdichten von A_r bzw. A_i streben gemäß dem zentralen Grenzwertsatz für große N jeweils gegen die einer Gauß-Verteilung mit identischen Varianzen. Diese bedeutende Kategorie von Zufallsvariablen wird als zirkular komplex bezeichnet, da die Punkte konstanter Wahrscheinlichkeitsdichte Kreise in der komplexen Zahlenebene bilden.

$$\langle A_r \rangle = \langle A_i \rangle = 0 \quad (3.23)$$

$$\langle A_r^2 \rangle = \langle A_i^2 \rangle = \frac{1}{2N} \sum_{m=1}^N \langle |a_m|^2 \rangle \quad (3.24)$$

$$\langle A_r A_i \rangle = 0 \quad (3.25)$$

Aus der daraus folgenden gemeinsamen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

$$f_{r,i}(A_r, A_i) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left\{-\frac{A_r^2 + A_i^2}{2\sigma^2}\right\}, \quad (3.26)$$

mit

$$\sigma^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{2N} \sum_{m=1}^N \langle |a_m|^2 \rangle \quad (3.27)$$

lässt sich gemäß Kapitel 3.1.4 die Randdichtefunktion der Intensität über die Transformation der Variablen $I = A_r^2 + A_i^2$ und $\phi = \tan^{-1}(A_i/A_r)$ bestimmen.

$$f_I(I) = \begin{cases} \frac{1}{2\sigma^2} \exp\left\{-\frac{I}{2\sigma^2}\right\} & I \geq 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.28)$$

Während die optische Phase des Speckle-Feldes ϕ weiterhin gleichverteilt ist, folgt dessen Intensität einer Exponential-Verteilung (vgl. Anhang A.5). Stellen geringer Intensität sind demnach häufig vertreten und das statistische Mittel ergibt sich zu $\langle I \rangle = 2\sigma^2$. Für die Varianz der Intensitäts-Verteilung folgt im Falle vollständig ausgebildeter Speckle $\sigma_I^2 = \langle I \rangle^2$. Es erweist sich somit $c = \sigma_I / \langle I \rangle$ als sinnvolle Definition für den Kontrast eines Speckle-Feldes.

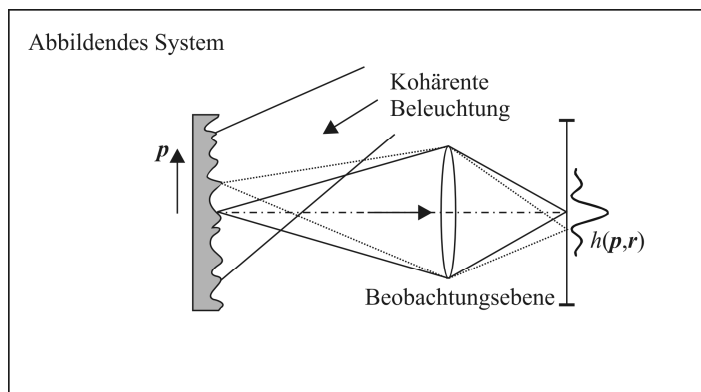


Abb. 3-3: Die Statistik zweiter Ordnung ist abhängig von der Punktantwort $h(\mathbf{p}, \mathbf{r})$ des optischen Systems.

All diese Charakteristiken liefern Informationen über die Statistik erster Ordnung und sind ausreichend, um beispielsweise die Helligkeitsfluktuation zu beschreiben. Eine Beschreibung der Grobkörnigkeit eines Speckle-Musters ist jedoch nur über die dreidimensionale Autokorrelationsfunktion der räumlichen Verteilung möglich. Diese Eigenschaft der Statistik zweiter Ordnung ist wesentlich durch den Überlapp in der Beobachtungsebene bestimmt und hängt damit stark von der Punktantwort $h(\mathbf{p}, \mathbf{r})$ des optischen Systems ab. Im Folgenden wird lediglich die zweidimensionale Autokorrelation betrachtet, die die Intensitätsverteilung in der Beobachtungs- bzw. Bildebene beschreibt.

3.2.1.2 Statistik zweiter Ordnung

Die Punktantwort $h(\mathbf{p}, \mathbf{r})$ verknüpft das elektrische Feld in der Ebene ξ, η des Streuers $\alpha(\mathbf{p})$ mit dem Feld in der Beobachtungsebene $A(\mathbf{r})$, mit $\mathbf{r} = (x, y, z)$.

$$A(\mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} h(\mathbf{p}, \mathbf{r}) \alpha(\mathbf{p}) d\xi d\eta \quad (3.29)$$

Einen Ausdruck für die mittlere Größe eines Speckle liefert die Autokorrelationsfunktion der Intensitätsverteilung $I_1 = \langle A(\mathbf{r}_1) A^*(\mathbf{r}_1) \rangle$. Kann $A(\mathbf{r})$ entsprechend der vorangehenden Überlegungen als zirkular komplex angenommen werden, so vereinfacht sich die Autokorrelation gemäß des Theorems von Reed⁵² zu

$$\langle I_1 I_2 \rangle = \langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle + \left| \langle A(\mathbf{r}_1) A^*(\mathbf{r}_2) \rangle \right|^2. \quad (3.30)$$

Der Erwartungswert, der sich auf das stochastische Mittel aller Elementarereignisse, also auf das Ensemble statistisch unabhängiger Streuer bezieht, ist damit wesentlich beeinflusst durch die Autokorrelation der komplexen Amplitude. Anhand der Ergebnisse von E. Ochoa und J. W. Goodman⁵³ und den Arbeiten von K. J. Ebeling⁵⁴ lassen sich Aussagen über die Korrelationsfunktion von Real- und Imaginärteil des elektrischen Feldes $E(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) \exp\{i\omega t\}$ treffen. Diese Ergebnisse können auf das Verhalten der komplexen Amplitude erweitert werden, um die weitere Analyse der Einflüsse von Speckle in Kapitel 6 zu ermöglichen. Wird die komplexe Feldamplitude in Real- und Imaginärteil

$$A(\mathbf{r}) = |A(\mathbf{r})| \cos \phi + i |A(\mathbf{r})| \sin \phi \quad (3.31)$$

zerlegt, so ergeben sich für die zirkular komplexen Zufallsvariablen anhand der Produkte der trigonometrischen Funktionen die Relationen

$$\langle A(\mathbf{r}_1) A(\mathbf{r}_2) \rangle = \langle |A(\mathbf{r}_1)| |A(\mathbf{r}_2)| \rangle \left[\langle \cos(\phi_1 + \phi_2) \rangle + i \langle \sin(\phi_1 + \phi_2) \rangle \right] \quad (3.32)$$

und

$$\langle A(\mathbf{r}_1) A^*(\mathbf{r}_2) \rangle = \langle |A(\mathbf{r}_1)| |A(\mathbf{r}_2)| \rangle \left[\langle \cos(\phi_1 - \phi_2) \rangle + i \langle \sin(\phi_1 - \phi_2) \rangle \right]. \quad (3.33)$$

Während die Differenz der Phasen an den Orten \mathbf{r}_1 und \mathbf{r}_2 auf Grund ihrer Korrelation zueinander von einer Gleichverteilung abweicht, ist die Summe der beiden Zufallsvariablen ϕ_1 und ϕ_2 im Intervall $[-\pi, \pi]$ weiterhin gleichverteilt. Der Erwartungswert $\langle A(\mathbf{r}_1) A(\mathbf{r}_2) \rangle$ aus Gl. (3.32) ergibt sich demnach zu null. Die identische Argumentation führt für die Korrelation von Real- und Imaginärteil der komplexen Amplitude A_r bzw. A_i auf

$$\langle A_r(\mathbf{r}_1) A_r(\mathbf{r}_2) \rangle = \langle A_i(\mathbf{r}_1) A_i(\mathbf{r}_2) \rangle = \frac{1}{2} \langle |A(\mathbf{r}_1)| |A(\mathbf{r}_2)| \rangle \langle \cos(\phi_1 - \phi_2) \rangle \quad (3.34)$$

$$\langle A_i(\mathbf{r}_1) A_r(\mathbf{r}_2) \rangle = -\langle A_r(\mathbf{r}_1) A_i(\mathbf{r}_2) \rangle = \frac{1}{2} \langle |A(\mathbf{r}_1)| |A(\mathbf{r}_2)| \rangle \langle \sin(\phi_1 - \phi_2) \rangle. \quad (3.35)$$

Mit Hilfe der Gleichungen (3.33) bis (3.35) lassen sich folgende Aussagen treffen.

$$\langle A_r(\mathbf{r}_1) A_r(\mathbf{r}_2) \rangle = \langle A_i(\mathbf{r}_1) A_i(\mathbf{r}_2) \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ \langle A(\mathbf{r}_1) A^*(\mathbf{r}_2) \rangle \right\} \quad (3.36)$$

$$\langle A_r(\mathbf{r}_1) A_i(\mathbf{r}_2) \rangle = -\langle A_i(\mathbf{r}_1) A_r(\mathbf{r}_2) \rangle = -\frac{1}{2} \operatorname{Im} \left\{ \langle A(\mathbf{r}_1) A^*(\mathbf{r}_2) \rangle \right\} \quad (3.37)$$

Demnach haben Real- und Imaginärteil der komplexen Amplitude in der Beobachtungsebene identische Autokorrelationsfunktionen. Nimmt zudem $\langle A(\mathbf{r}_1) A^*(\mathbf{r}_2) \rangle$ lediglich rein reelle Werte an, so sind Real- und Imaginärteil unkorreliert. In diesem Fall lassen sich die Amplitudenverteilungen über unabhängig voneinander erzeugte Zufallsfelder simulieren, die jeweils Real- und Imaginärteil entsprechen. Auf diesem Ergebnis basieren die Untersuchungen, die hinsichtlich der Auswirkungen von Speckle auf die Genauigkeit von WLI durchgeführt werden.

Die mittlere räumliche Ausdehnung eines Speckle δ_r wird häufig mit der ersten Nullstelle der Autokorrelationsfunktion assoziiert. Vom mathematischen Standpunkt her scheint diese Definition sinnvoll, sie ist jedoch im Kontext experimenteller Daten nur schwer anzuwenden. Aus diesem Grund wird häufig die Halbwertsbreite (FWHM: full width at half maximum) als charakteristische Größe verwendet.

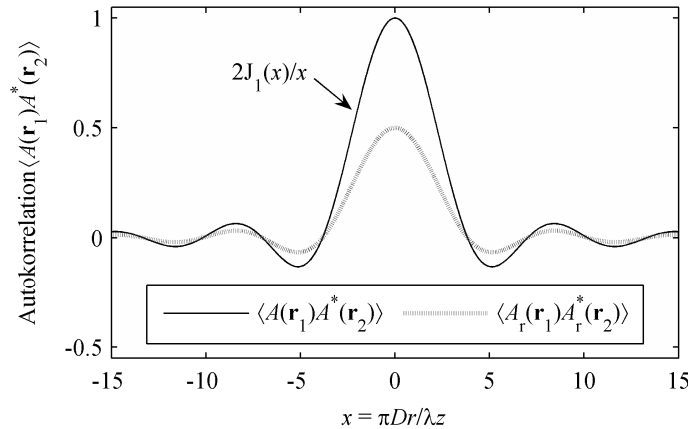


Abb. 3-4: Korrelation der komplexen Feldamplitude zweier Punkte mit Abstand $r = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ zueinander, in Entfernung z zur Linse mit Pupillendurchmesser D . $J_1(x)$ definiert die Besselfunktion erster Ordnung. Während die Autokorrelationsfunktionen von $A_r(\mathbf{r})$ und $A_i(\mathbf{r})$ identisch sind, besitzen Real- und Imaginärteil keine gegenseitige Korrelation.

4 Weißlicht-Interferometrie mit räumlichem Phasenschieben

Weißlicht-Interferometrie mit räumlichem Phasenschieben, im Folgenden als SPS-WLI (spatial phase shifting white light interferometry) bezeichnet, stellt eine Variante der simultanen Weißlicht-Interferometrie (siehe Kapitel 2.3.3) dar. Entsprechend der typischen Einsatzgebiete der Weißlicht-Interferometrie findet dieses Verfahren bei topographischer²²⁻²⁴ wie tomographischer⁵⁵ Distanzmessung Anwendung. Der zusätzliche Informationsgehalt, der auf Grund der notwendigen breitbandigen Beleuchtung jeder Messung inhärent ist, kann analog der Fourier-Transformations-Spektroskopie zur spektralen Analyse der Daten verwendet werden.

Während Spektroskopie und Tomographie vor allem in der Medizin eine wichtige Rolle spielen, ist die Bestimmung der Topographie auf dem Gebiet der Messtechnik von großer Bedeutung. Obwohl die Überlegungen dieser Arbeit vorwiegend durch Anwendungen aus der Messtechnik motiviert sind, lassen sich diese zum großen Teil auch auf die anderen Bereiche übertragen.

Die wissenschaftliche Zielsetzung dieses Teils der Arbeit ist die Entwicklung und Verifikation eines interferometrischen Zeilen-Sensors, der sich von konventionellen Methoden unterscheidet, die relevante Oberflächenbereiche entweder auf einem Gitternetz abrastern oder flächig erfassen. Das Verfahren zeichnet sich durch eine zeilenförmige Abtastung aus und bietet dabei den großen Vorteil einer einfachen Handhabung insbesondere bei Oberflächen, die stark von einer planen Form abweichen, wie beispielsweise Zylinder.

Zusätzlichen Vorteil bietet die Möglichkeit, mittels einer einzelnen Aufnahme einen vollständigen Profilschnitt, sogar von diffusen Streuern, simultan errechnen zu können. Da die Belichtungszeiten im Bereich weniger Millisekunden oder gar darunter liegen, ist die Messung unempfindlich gegenüber Vibrationen im Bereich einiger 100 Hz und somit gegenüber dem Hauptanteil an schwingungsbedingten Störeinflüssen der Umgebung, die über den Boden auf ein entsprechendes Messsystem übertragen werden können. Des Weiteren ermöglicht die simultane Distanzmessung die Beobachtung dynamischer Prozesse bis in den KHz-Bereich und erscheint somit auch für medizinische Anwendungen interessant.

Während in Kapitel 4.1 das Messprinzip anhand von Signalentstehung und -verarbeitung eingeführt wird, soll im darauf anschließenden Kapitel die experimentelle Umsetzung besprochen werden. Die physikalischen Voraussetzungen, die von den einzelnen Komponenten oder Einheiten zu erfüllen sind, werden in Kapitel 4.3 diskutiert.

4.1 Messprinzip der phasenschiebenden Weißlicht-Interferometrie

4.1.1 Signalentstehung

Entsprechend der Behandlung von Speckle im vorigen Kapitel soll auch im Folgenden lediglich die analytische Repräsentation des skalaren elektrischen Feldes $E(t)$ und dessen komplexe Amplitude $A(t)$ betrachtet werden.

$$E(t) = A(t) \exp\{-2\pi i \nu_0 t\} \quad (4.1)$$

Die Frequenz ν_0 entspricht dem Schwerpunkt der Spektraldichte (PSD: power spectral density) des Signals $E(t)$, dessen Intensität I zum Zeitpunkt $t=t_0$ definiert ist als das statistische Mittel

$$I(t_0) = \langle E(t_0) E^*(t_0) \rangle. \quad (4.2)$$

Ist die Intensität zeitunabhängig, so handelt es sich um ein stationäres und ergodisches Zufallsfeld und die Intensität als statistisches Mittel ist identisch zum zeitlichen Mittel. Auf Grund der Integrationszeit, die üblicherweise lang im Vergleich zur optischen Frequenz ist, wird dieses zeitliche Mittel durch nahezu alle optischen Detektoren wiedergegeben.

Im Interferometer werden die elektrischen Felder aus Proben- und Referenzarm miteinander korreliert. Am Interferometer-Ausgang lässt sich die entsprechende Korrelationsfunktion in Abhängigkeit des Laufzeitunterschiedes τ messen.

$$\begin{aligned} \tilde{I}_E(\tau) &= \langle |E_1(t) + E_2(t + \tau)|^2 \rangle \\ &= \langle |E_1(t)|^2 \rangle + \langle |E_2(t)|^2 \rangle \\ &\quad + \langle E_1(t) E_2^*(t + \tau) \rangle + \langle E_1^*(t) E_2(t + \tau) \rangle \\ &= I_1(t) + I_2(t) + 2 \operatorname{Re} \left\{ \langle E_1(t) E_2^*(t + \tau) \rangle \right\} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Für stationäre ergodische Felder ergibt sich mit Hilfe der komplexen Korrelationsfunktion Γ_{12} gemäß ihrer Definition aus Gl. (3.9) in Kapitel 3.1.3

$$\tilde{I}_E(\tau) = I_1 + I_2 + 2 \underbrace{|\Gamma_{12}(\tau)| \cos(\alpha_{12} + 2\pi \nu_0 \tau)}_{\Gamma_r(\tau)}. \quad (4.4)$$

Dabei entspricht $\Gamma_r(\tau)$ dem Realteil der Korrelationsfunktion $\Gamma_{12}(\tau)$. Der Term α_{12} des Arguments stellt eine konstante Verzögerung dar und entstammt der Komplexwertigkeit der

Amplitude $A(t)$. Der zweite Term definiert die Frequenz des Trägersignals, das durch die Einhüllende $|\Gamma_{12}(\tau)|$ moduliert ist. Schematisch ist ein solcher Signalverlauf in Abb. 4-1 dargestellt.

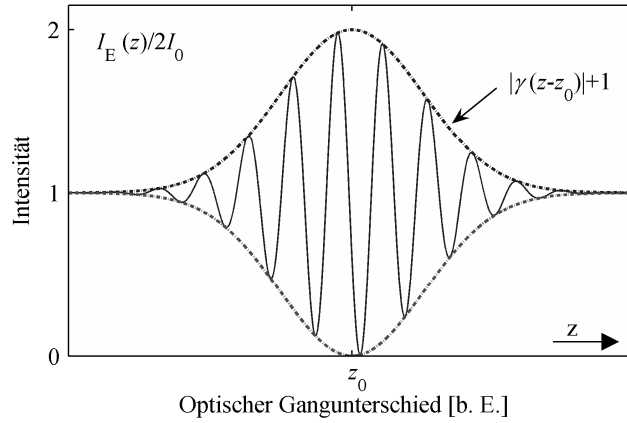


Abb. 4-1: Synthetisches Interferogramm bei partieller Kohärenz für $I_1 = I_2 = I_0$ und $\alpha_{12} \neq 0$.

Da lediglich die zeitliche und nicht die räumliche Korrelation der Felder betrachtet wird, lässt sich das Wiener-Khintchine Theorem^{56, 57} anwenden, sofern es sich um identische Felder, also um deren Autokorrelation handelt. Dementsprechend bildet $\Gamma(\tau)$ ein Fourier-Transformations-Paar mit der Spektraldichte des optischen Signals und somit mit dem Spektrum der Lichtquelle $\tilde{S}(\nu)$.

$$\tilde{S}(\nu) = \text{FT}\{\Gamma(\tau)\} \quad (4.5)$$

Um den direkten Bezug zur Abstandsmessung herzustellen, wird in Gl. (4.4) der Laufzeitunterschied τ durch den optischen Gangunterschied (OPD: optical path difference) $z - z_0$ ersetzt. Entsprechend wird an Stelle der Frequenz ν_0 die Wellenzahl $k_0 = 2\pi\nu_0/c$ eingeführt.

$$I_E(z) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \gamma_r(z - z_0) \quad (4.6)$$

Dabei entspricht γ_r dem Realteil des normierten Korrelationskoeffizienten $\gamma_{12}(z - z_0)$ gemäß Gl. (3.11).

$$\gamma_{12}(z - z_0) = |\gamma_{12}(z - z_0)| \exp\{ik_0(z - z_0)\} \exp\{i\alpha_{12}\} \quad (4.7)$$

4.1.2 Signalverarbeitung

Analog den verschiedenen Ausführungen der Weißlicht-Interferometrie selbst (siehe Kapitel 2.3.3) stehen auch der Weißlicht-Interferometrie mit räumlichem Phasenschieben verschiedenste Methoden der Signalverarbeitung⁵⁸⁻⁶¹ zur Verfügung, deren Einsatz sowohl von den optischen Eigenschaften der zu vermessenden Probe abhängt als auch von der zur Verfügung stehenden Rechenleistung und Rechenzeit. Beschränkt man sich auf den physikalischen Aspekt, so lassen sich drei Fälle der Distanzmessung unterscheiden.

Die Reflexion an optisch glatten und stetigen Oberflächen führt abhängig von den dielektrischen Eigenschaften des Materials⁶² zu einer Phase α_{12} , die für benachbarte Punkte identisch ist oder, gemäß den Fresnelschen Gleichungen,⁶³ mit der Oberflächenneigung variiert. Werden die Phasenlagen des Trägersignals benachbarter Oberflächenpunkte zueinander in Beziehung gesetzt, so lässt sich daraus die Topographie der Probe rekonstruieren. Zwar bietet dieses Verfahren eine extrem hohe longitudinale Auflösung, die weit unterhalb der verwendeten Wellenlänge λ liegt, jedoch kann sich die Weißlicht-Interferometrie damit nicht mehr gegenüber der klassischen Interferometrie auszeichnen, die beispielsweise zur Asphärenprüfung⁶⁴ eingesetzt wird. Stattdessen stehen der klassischen Interferometrie mit dem Laser kohärente Lichtquellen enormer optischer Leistungsdichte zur Verfügung, die weitaus höher ist als bei Quellen, die ihren Einsatz in der konventionellen Weißlicht-Interferometrie haben.

Ist die Stetigkeit der Oberfläche nicht mehr gegeben, so führen Phasendifferenzen benachbarter Messpunkte, die außerhalb ihres Eindeutigkeitsbereichs von 2π liegen, zur fehlerhaften Rekonstruktion der Topographie der Probe. Erst der Einsatz breitbandiger Quellen ermöglicht den interferometrischen Methoden die direkte Abstandsmessung. Diese zusätzliche Information ist im Kohärenzgrad $|\gamma_{12}(z - z_0)|$ enthalten, der ein Maximum annimmt, sobald die optischen Weglängen in beiden Armen des Interferometers abgeglichen sind. Dabei wird jedoch vorausgesetzt, dass α_{12} frequenzunabhängig ist. Da sich die Position dieses Maximums im Allgemeinen weniger präzise bestimmen lässt als die Phasenlage des Trägersignals,²⁵ bietet sich eine Verknüpfung⁶⁵ beider Informationen an. Die dadurch zu erreichende longitudinale Auflösung ist direkt vergleichbar mit der Genauigkeit klassischer Interferometer.

Auf Grund der notwendigen partiell kohärenten Beleuchtung der Probe kommt es bei optisch rauen Oberflächen zur Ausbildung von Speckle, deren Phase in direktem Zusammenhang mit α_{12} steht. Da entsprechend der Ausführungen in Kapitel 3.2 α_{12} nicht mehr konstant ist, sondern räumlich statistisch variiert, besitzt in diesem Fall die Phasenlage des Trägersignals keine relevanten Informationen bezüglich des Abstandes zur Probe. Die Bestimmung der Distanz kann somit lediglich über die Kohärenzfunktion $\gamma_{12}(z - z_0)$ erfolgen.

Aus der Vielzahl unterschiedlichster Algorithmen der Signalverarbeitung⁶⁶ sollen im Folgenden lediglich zwei Methoden der Verarbeitung typischer Interferogramme des SPS-WLI (siehe Abb. 4-2) besprochen werden. Beide lassen sich sehr direkt mit der zugrundeliegenden Physik in Verbindung bringen und stellen damit die Basis zur Betrachtung weiterer Einflüsse dar.

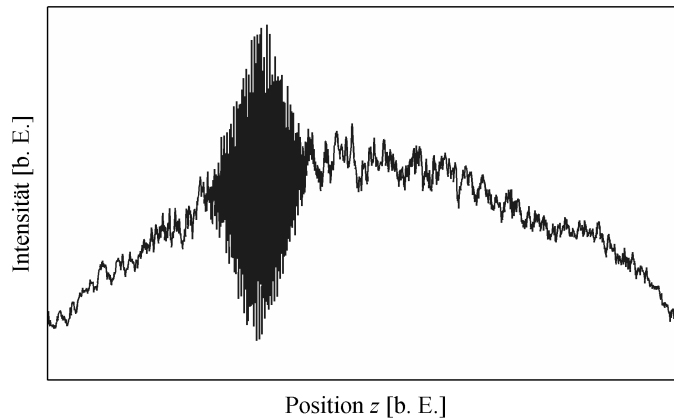


Abb. 4-2: Typischer Intensitätsverlauf am Interferometer-Ausgang bei optisch glatter Oberfläche.

4.1.2.1 Frequency Domain Analysis

Vernachlässigt man die ersten beiden Terme, so beschreibt $I_E(z)$ in Gl. (4.6) im Wesentlichen den Realteil des Korrelationskoeffizient $\gamma_{12}(z - z_0)$ der elektrischen Felder E_1 und E_2 . Unter der Annahme, dass sich die Spektraldichten $S(k)$ beider Felder lediglich um eine Proportionalitätskonstante unterscheiden, lässt sich weiterhin das Wiener-Khintchine Theorem^{56, 57} anwenden.

$$S(k) \propto \int_{-\infty}^{\infty} \gamma_{12}(z - z_0) \exp\{ik(z - z_0)\} dz \quad (4.8)$$

Da $S(k)$ rein reelle Werte annimmt, weist die Fourier-Transformation des Signals $I_E(z)$ selbst, im idealen Fall, einen linearen Verlauf der Phase $\theta(k) = kz_0$ auf.

$$S(k) \exp\{i\theta(k)\} \propto \int_{-\infty}^{\infty} \gamma_{12}(z - z_0) \exp\{ikz\} dz \quad (4.9)$$

Aus der Steigung der Phase $d\theta/dk$ lässt sich somit die Lage der Kohärenzfunktion und damit der Relativabstand zur Oberfläche anhand des Spektrums des Signals bestimmen. Dieses Verfahren der Signalverarbeitung ist unter der Bezeichnung „Frequency Domain Analysis“ oder kurz FDA auf dem Gebiet der Weißlicht-Interferometrie bekannt und wurde erstmals von M. Takeda und H. Yamamoto³⁴ im Zusammenhang mit frequenzschiebender Interferometrie beschrieben. Bereits kurze Zeit später fand diese Methode durch P. de Groot und L. Deck^{67, 68} auch Anwendung in der phasenschiebenden Weißlicht-Interferometrie.

Um das Problem der begrenzten Eindeutigkeit der Phase, das für Laufzeit-Verfahren⁷ typisch ist, zu umgehen, werden also erneut benachbarte Phasenwerte zueinander in Beziehung gesetzt. Im Gegensatz zum Fall des vorigen Abschnitts bezieht sich diese Nachbarschaft allerdings nicht

auf die räumliche Umgebung, also von Messpunkt zu Messpunkt, sondern auf den Bezug zwischen den Phasen benachbarter Frequenzwerte. Um auch hier Fehler durch Phasensprünge zu vermeiden, die außerhalb des Eindeutigkeitsbereichs liegen, muss die Abtastung des Signals im Frequenzraum hinreichend fein sein. Dies setzt voraus, dass das Signal $I_E(z)$ über einen entsprechend großen räumlichen Bereich bekannt ist.

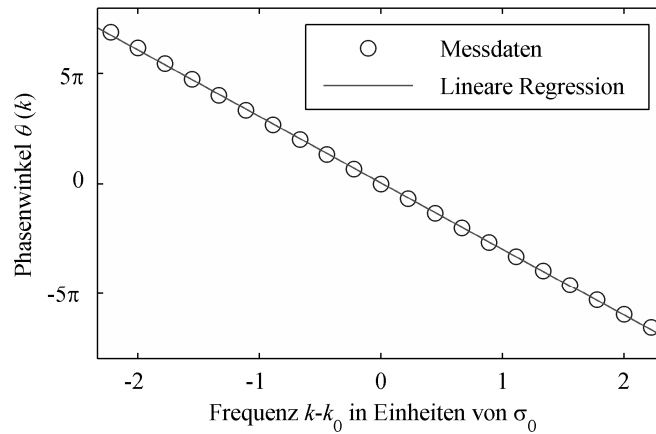


Abb. 4-3: Frequenzabhängigkeit des Phasenwinkels $\theta(k)$ aus Abb. 4-2, aufgetragen in Einheiten der spektralen Breite σ_0 des Signals.

4.1.2.2 Single Side Band

Die Bestimmung der Position des Kohärenzmaximums im Ortsraum selbst setzt eine Demodulation des Signals voraus, die auf unterschiedlichste Weise realisiert werden kann. Eine detaillierte Beschreibung dieser Verfahren gibt M. Hißmann in seiner Arbeit zu Bayes'schen Verfahren in der Weißlicht-Interferometrie.⁶⁹

Die sogenannte „Single Side Band“ oder kurz SSB Verarbeitung der Daten lässt sich aus der analytischen Repräsentation der elektrischen Felder E_1 und E_2 ableiten. Demzufolge handelt es sich beim Korrelationskoeffizienten $\gamma(z)$ ebenfalls um ein analytisches Signal, das sich per Definition aus Realteil und dessen Hilbert-Transformierten (HT) zusammensetzt.

$$\gamma_{12}(z) = \frac{1}{2}\gamma_r(z) + \frac{i}{2}\text{HT}\{\gamma_r(z)\} \quad (4.10)$$

Da über die Messung von $I(z)$ der Realteil des Korrelationskoeffizienten bekannt ist, lässt sich mit Gl. (4.10) direkt der Betrag von $\gamma_{12}(z)$ berechnen, der dem Verlauf des demodulierten Signals entspricht.

$$|\gamma_{12}(z)| = \frac{1}{2}\sqrt{(\gamma_r(z))^2 + (\text{HT}\{\gamma_r(z)\})^2} \quad (4.11)$$

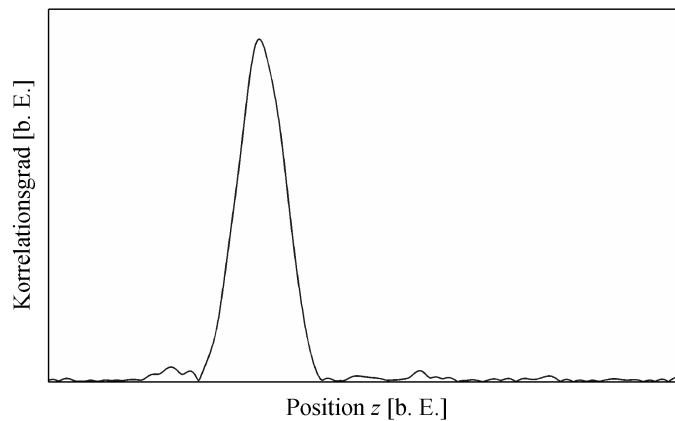


Abb. 4-4: Single Side Band Verarbeitung des Signalverlaufs aus Abb. 4-2.

Der Operator HT der Hilbert-Transformation führt zu einem Versatz um $\pi/2$ des Signals, während dessen Amplitude unverändert bleibt. Die Übertragungsfunktion nimmt im Frequenzraum entsprechend folgende Form an:

$$\hat{h}(k) = \begin{cases} -i & k < 0 \\ 0 & k = 0 \\ i & k > 0 \end{cases} \quad (4.12)$$

Die Fourier-Transformierte von $\gamma_{12}(z)$ besitzt gemäß Gl. (4.10) nur Anteile des positiven Frequenzspektrums. Darauf begründet sich die Bezeichnung der Single Side Band Verarbeitung, die sich durch eine weitere Eingrenzung des Frequenzbereichs leicht mit einer zusätzlichen Filterung der Daten kombinieren lässt. Ein solcher Bandpass, der sich auf das Spektrum der Quelle beschränkt, sorgt für eine effektive Rauschunterdrückung und erhöht somit die Leistungsfähigkeit der Algorithmen.

Entsprechend dem Spektrum der meisten Quellen, die in der Weißlicht-Interferometrie Verwendung finden, lässt sich der Verlauf der Kohärenzfunktion $|\gamma(z)|$ durch eine Gauß'sche Glockenkurve beschreiben. Die Distanz zum Objekt kann nun entweder ihrem Maximum direkt zugeordnet werden oder dem Scheitelpunkt einer Parabel, die sich für den logarithmierten Verlauf der Messdaten schätzen lässt.

4.2 Experimenteller Aufbau

Die im vorigen Kapitel beschriebenen Signalverarbeitungsmethoden sind unabhängig von der experimentellen Realisierung phasenschiebender Weißlicht-Interferometer, da bei allen Ausführungsformen die Signalentstehung identisch ist. Im Laufe dieser Arbeit wurden verschiedene Konfigurationen eines SPS-WLI realisiert. Die Vorzüge der im Folgenden diskutierten Reali-

sierung liegen in ihrer Beleuchtungs- und Abbildungsqualität, da der Einfluss von Aberrationen durch Zylinderlinsen bzw. Anamorphoten gering gehalten wird. Damit steigt zudem der Kontrast des Interferogramms, da Aberrationen die räumliche Kohärenz reduzieren. Der im Anhang B dargestellte alternative Aufbau⁷⁰ ist dementsprechend auf korrigierte Zylinderlinsen und Anamorphoten angewiesen, um eine adäquate Bild- und Signalqualität erreichen zu können. Auf Grund der stark begrenzten Einsatzgebiete solcher Optiken sind diese nicht als Standardkomponenten verfügbar, sondern erfordern Spezialanfertigungen.

In seinen wesentlichen Eigenschaften entspricht der in Abb. 4-5 gezeigte Aufbau einem modifizierten Mach-Zehnder Interferometer, da Trennung und Rekombination der Strahlenbündel an unterschiedlichen Orten stattfindet. Die Linnik-Konfiguration, mit identischen Optiken für die unterschiedlichen Arme des Interferometers, ist insbesondere bei Mikroskopobjektiven (MO) mit hohen Aperturen vorteilhaft, da sich Dispersionseffekte,⁷¹⁻⁷³ die über diese Optiken in das System eingebracht werden, kompensieren. Um den Umständen Rechnung zu tragen, dass der optische Aufbau nicht vollständig rotationssymmetrisch mit Bezug zu seiner optischen Achse (z-Achse) ist, sind im Folgenden Ansichten unterschiedlicher Perspektiven wiedergegeben.

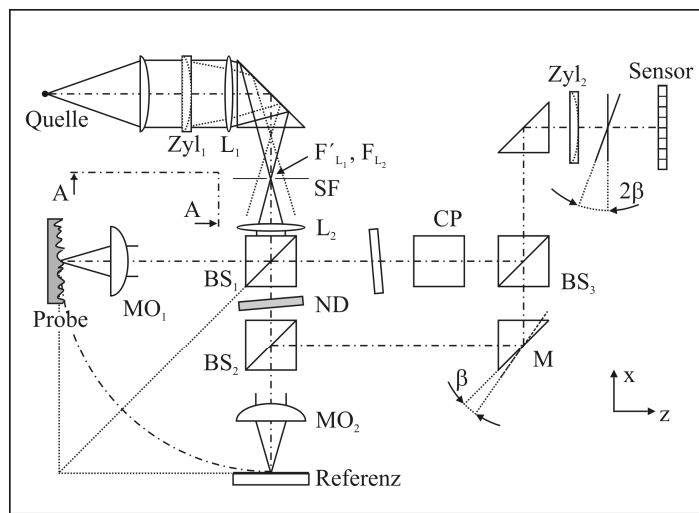


Abb. 4-5: Optischer Aufbau des SPS-WLI in seiner Projektion auf die xz-Ebene.

Abb. 4-5 zeigt schematisch die xz-Ebene des Aufbaus. Eine Superlumineszenzdiode, die mit einem FC/APC Single-Mode Faseranschluss versehen ist, dient als Lichtquelle. Eine faseroptische Buchse stellt sicher, dass das schief zur Achse angeschliffene Ende dieser Faser, die Ferrule, richtig ausgerichtet ist. Über einen Anamorphoten, bestehend aus zwei unterschiedlichen Linsen (L) und einer Zylinderlinse (Zyl₁), wird die Ferrule auf die in y-Richtung orientierte Spaltblende SF zur Raumfrequenzfilterung abgebildet. Die so erzeugte linienhafte Lichtquelle befindet sich in der vorderen Brennebene von L₂, die das Strahlenbündel kollimiert. Über das Mikroskopobjektiv (MO₁) wird die Spaltblende auf die Probe abgebildet und erzeugt somit einen scharf begrenzten Streifen mit gaußförmigem Intensitätsverlauf entlang der x-Achse. Das reflektierte oder gestreute Licht wird erneut kollimiert und propagiert als ebene Welle zum

Sensor. Um die Kollimation des Strahlenbündels zu prüfen, lassen sich konventionelle Lateral Shear-Interferometer jedoch nicht nutzen, da die Kohärenzlänge nicht ausreichend ist. Erst mit Hilfe zweier Ronchi Phasen-Gitter ist es möglich, die Wellenfront mit einer versetzten Kopie sich selbst zu überlagern, ohne dabei einen optischen Gangunterschied einzuführen. Diese, von H. Schreiber und J. Schwider eingeführte Methode,⁷⁴ eignet sich daher besonders zur Bestimmung von Aberrationen in der Weißlicht-Interferometrie.

Das zweite Strahlenbündel wird durch den Strahlteiler (BS_1 : beam splitter) statt zur Probe zur Referenz gelenkt. Das reflektierte und kollimierte Strahlenbündel wird durch den Spiegel M gegenüber der optischen Achse des Probenstrahls um den Winkel β geneigt. Ist der Spiegel richtig positioniert, so schneiden sich die optischen Achsen unter dem Winkel 2β in der Sensor-Ebene. Durch den Mach-Zehnder Aufbau kann somit selbst unter endlicher räumlicher Kohärenz der Beleuchtung die vollständig kohärente Überlagerung von Proben- und Referenzstrahl in der Sensor-Ebene erreicht werden. Zudem liegen die Intensitätsprofile beider Strahlenbündel ohne lateralen Versatz übereinander. Dadurch lässt sich der Durchmesser des Strahlenbündels an die Ausdehnung der Sensorfläche anpassen und unnötige Intensitätsverluste werden vermieden. Um den Dynamik-Bereich des Sensors bei hoher Signalqualität voll ausschöpfen zu können, muss die Intensität im Probenarm zur Intensität im Referenzstrahlengang angeglichen werden. Dies geschieht über Neutralglasfilter (ND: neutral density filter). Ähnlich zur Dispersion, die über Objektive in das System eingebracht wird, muss auch der Anteil weiterer, im Strahlengang befindlicher Komponenten ausgeglichen werden. Dementsprechend sind für Filter und Strahlteiler BS_2 kompensierende Elemente (CP: compensation plate) im Strahlengang angeordnet.

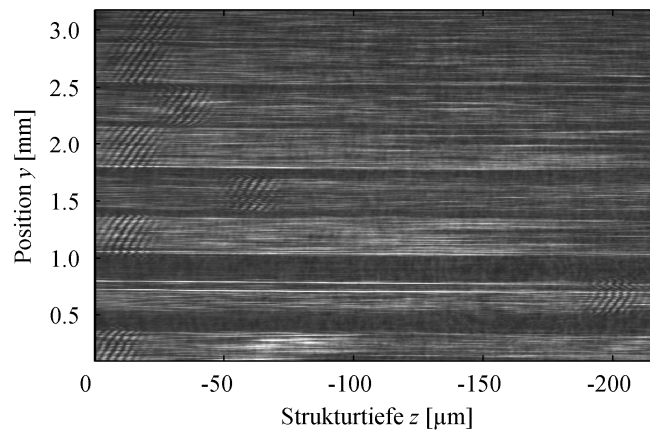


Abb. 4-6: Interferenzmuster aufgenommen am Profilschnitt eines Stufennormals (vgl. Abb. 4-9). Die Position x auf dem Sensor lässt sich direkt mit der Strukturtiefe z assoziieren. In der Abbildung wird lediglich jeder dritte Abtastpunkt entlang der x -Achse wiedergegeben, um anhand der Alias-Frequenz die Interferenz verkleinert darstellen zu können.

Auf Grund des isotropen Mediums Luft stehen die Phasenflächen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung von Proben- und Referenzstrahl, die somit ebenfalls einen Winkel von 2β einschließen. Die Differenz beider Phasen ist somit über den Sinus dieses Winkels vom Ort abhängig. Auf Grund dieses räumlichen Phasenschiebens in x-Richtung bilden sich die typischen Weißlicht-Interferogramme in der Sensor-Ebene aus (vgl. Abb. 2-7). Deren Position ist, analog zu konventionellen Aufbauten, direkt mit der Distanz zur Probe verbunden.

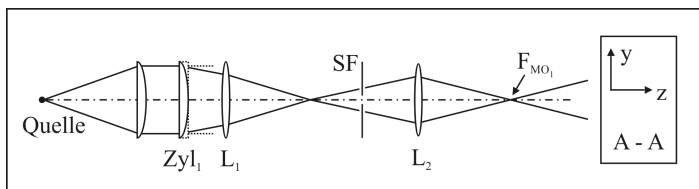


Abb. 4-7: *yz-Ebene des Projektions-Strahlengangs.*

Die Zylinderlinse Zyl_1 führt in der yz -Ebene zu einer zusätzlichen Brechung der Strahlen. Der Anamorphot bildet dementsprechend die Ferrule in eine Ebene ab, die vor der Spaltblende (SF) liegt. Da die Blende in ihrer länglichen Ausdehnung in y -Richtung orientiert ist, hat sie keinen oder nur geringen Einfluss auf die Apertur des betrachteten Strahlenbündels. Die Linse L_2 bildet das Zwischenbild des Anamorphoten in die vordere Brennebene beider Mikroskopobjektive ab und sorgt somit für die kollimierte Beleuchtung von Probe und Referenz. Die Abbildung der Probe in die Sensor-Ebene erfolgt gemäß Abb. 4-8 über die afokale Anordnung des Mikroskopobjektivs und der Zylinderlinse Zyl_2 . Die dadurch erzeugte Telezentrität ist insbesondere für Anwendungen innerhalb der Messtechnik von Bedeutung, da der Abbildungsmaßstab in großen Bereichen unabhängig von der Position der Probe ist.

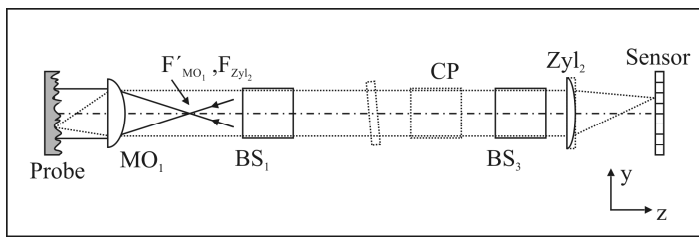


Abb. 4-8: *yz-Ebene des Abbildungs-Strahlengangs.*

Die Daten des Sensors werden über einen CameraLink Framegrabber an einen PC übergeben. Die Weiterverarbeitung erfolgt über die in MatLab implementierten Algorithmen aus Kapitel 4.1.2. Für Messungen wird die Probe über DC-Getriebemotoren positioniert. Eigens entwickelte VC-Bibliotheken sorgen für den direkten Datenaustausch zwischen Framegrabber und Positionern, um den kontrollierten Messablauf zu gewährleisten. Über LabView werden diese Schnittstellen verwaltet und angesteuert. Somit lassen sich Topographien durch die sukzessive Aufnahme einzelner Profilschnitte vollständig flächig erfassen.

Sowohl der Datensatz in Abb. 4-6 als auch das erfasste Profil aus Abb. 4-9 entstammen derselben Messung eines Stufennormals mit Hilfe der SPS-WLI. Mittels solcher Normale lässt sich die Kalibrierung der z-Achse des Systems leicht überprüfen (vgl. Kapitel 5.3). Messergebnisse von Bauteilen sind exemplarisch in Abb. 4-10 und Abb. 4-11 dargestellt.

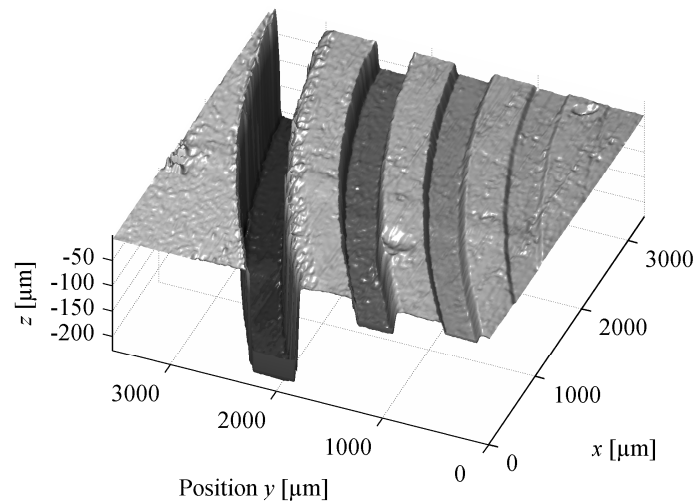


Abb. 4-9: Flächig erfasstes Profil eines Stufennormals in Grauwert-kodierter Darstellung. Die Strukturen besitzen laut Spezifizierung jeweils eine Tiefe von $0,97\ \mu\text{m}$, $4,96\ \mu\text{m}$, $19,90\ \mu\text{m}$, $49,76\ \mu\text{m}$ und $199,73\ \mu\text{m}$ und liefern damit einen Eindruck von der longitudinalen Auflösung σ_z des Systems und insbesondere vom Messbereich Δz , den es abdeckt.

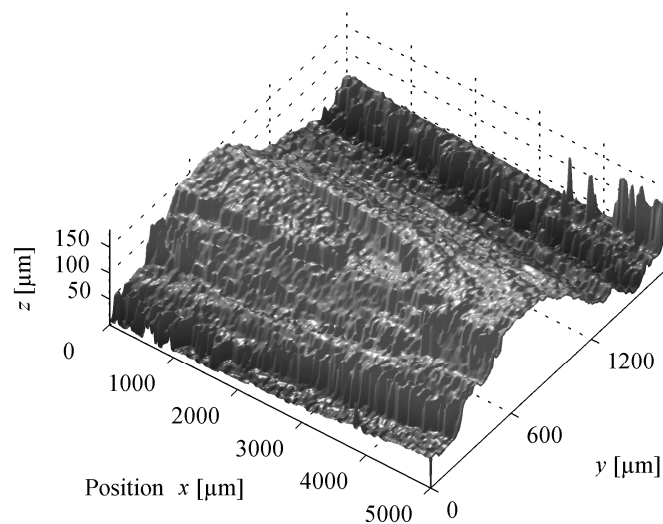


Abb. 4-10: Topographie einer Schweißnaht. Deutlich tritt die so genannte Schweißbraupe hervor, die sich prozessbedingt ausbildet.

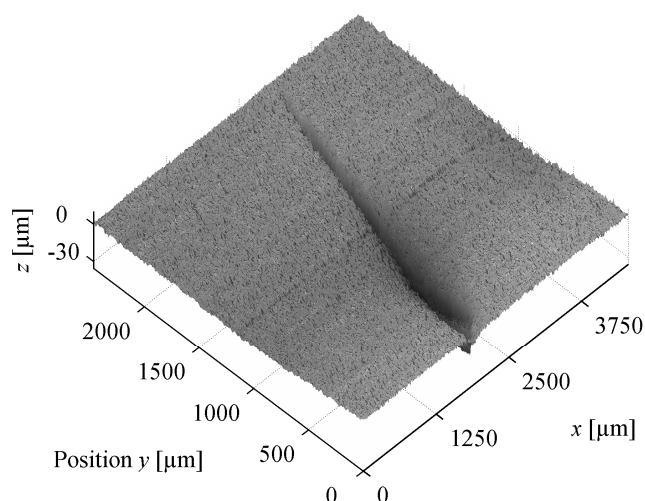


Abb. 4-11: Defekt in der Keramikoberfläche eines Bauteils. Obwohl die Delle lediglich eine Tiefe von 25 µm aufweist, kann sie die Funktionalität des Produkts beeinträchtigen.

Während die glatte Oberfläche des Stufennormals sehr präzise erfasst wird, kann bereits an Abb. 4-10 erkannt werden, dass Messungen technischer Oberflächen bedeutend stärker durch Rauschen beeinflusst sind. Dieses Rauschen hat ihren Ursprung in den statistischen Eigenschaften der Speckle-Felder, die sich für optisch raue Oberflächen und Volumenstreuer, denen die Keramik zuzuordnen ist, ausbilden. In Kapitel 6 wird dieser Einfluss experimentell untersucht und im Rahmen eines mathematischen Modells quantitativ beschrieben.

4.3 Komponenten des Interferometers

Die einzelnen Einheiten des SPS-WLI können gemäß ihrer unterschiedlichen Funktionen getrennt voneinander diskutiert werden. Im Vordergrund steht dabei die Betrachtung der physikalischen Randbedingungen, die bei der Konstruktion eines entsprechenden Systems zu beachten sind. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Anforderungen an die Optik für die Raumrichtungen senkrecht zur optischen Achse zwar unterschiedlich aber nicht voneinander unabhängig sind.

4.3.1 Projektionsoptik

Der Begriff Projektionsoptik wird den vielfältigen Aufgaben, die diese Einheit zu erfüllen hat, kaum gerecht. Entlang der y-Achse muss sie die Probe über den gesamten Bereich, der von der Abbildungsoptik auf den Sensor abgebildet wird, kollimiert beleuchten. Durch die Kollimation

wird bei einer Ausrichtung der Probe senkrecht zur optischen Achse das Licht direkt zurückgestreut. Es erhöht sich somit die Intensität am Sensor. In der xz -Ebene wird die Ferrule direkt auf die Probe abgebildet. Auf diese Weise wird ein Streifen auf die Probe projiziert, dessen Breite zum einen direkt mit der lateralen Auflösung in Zusammenhang steht und zum anderen maßgeblich die Statistik des Speckle-Feldes in der Sensor-Ebene und somit die longitudinale Messgenauigkeit (siehe Kapitel 4.3.2.3 und 6.5.1) des Systems beeinflusst. Werden ausgedehnte Lichtquellen wie beispielsweise Leuchtdioden eingesetzt, ist zudem die räumliche Kohärenz am Ort der Probe entscheidend für die Qualität der Messung. Anhand des in seiner Funktionsweise äquivalenten optischen Aufbaus in Abb. 4-12 lassen sich diese Eigenschaften und Anforderungen an die Projektions-Optik vereinfacht darstellen.

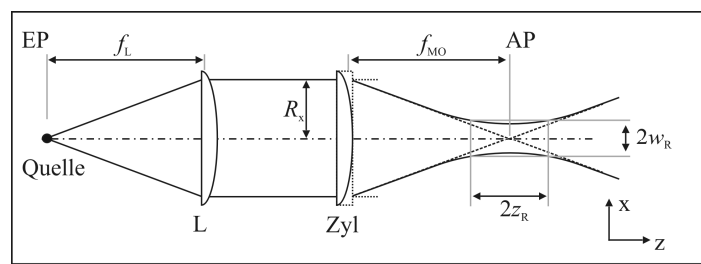


Abb. 4-12: Vereinfachte Darstellung der Projektions-Optik in der xz -Ebene. Eintrittspupille (EP) und Austrittspupille (AP) sind über die entsprechenden Abbildungen der Spaltblende (SF) definiert, sofern keine anderen optischen Elemente strahlbegrenzend und somit als Aperturblende wirken.

4.3.1.1 Räumliche Kohärenz

Interferometrische Messungen an diffus streuenden Objekten beruhen auf der kohärenten Beleuchtung des gesamten Bereichs, der zur beobachteten Interferenz beiträgt. In konventionellen Interferometern, die die Probe vollständig in die Ebene des Sensors abbilden, entspricht dieser Bereich, der im Folgenden als Auflösungszelle bezeichnet wird, der Beugungsbegrenzung des Abbildungs-Strahlengangs. Die Auflösungszelle des Interferometers aus Abb. 4-5 ist jedoch nicht allein durch das Auflösungsvermögen der Optik gegeben. Auf Grund seines anamorphotischen Aufbaus ist die Ausdehnung entlang der x - bzw. y -Koordinate des Systems unterschiedlich. Ebenso unterscheidet sich die Ausdehnung der kohärent beleuchteten Fläche. Da sowohl Projektions- als auch Abbildungs-Optik quadratische Aperturblenden besitzen, ist eine getrennte Betrachtung beider Ebenen möglich.

Gemäß Abb. 4-12 wird die Quelle innerhalb der xz -Ebene direkt auf die Probe abgebildet. Anhand des Van Cittert-Zernike Theorems^{75, 76} lässt sich für diese Geometrie der räumliche Kohärenzgrad $j_{12}(\Delta x)$ in der Ebene der Probe bestimmen, der wiederum ein Maß für die Fähigkeit zur Interferenz der Punkte x_1 und x_2 mit gegenseitigem Abstand Δx darstellt. Wird die Lichtquelle unter dem bildseitigen Aperturwinkel R_x/f_{MO} gesehen, so folgt

$$|j_{12}(\Delta x)| = \frac{\lambda_0}{2\pi\Delta x} \frac{f_{MO}}{R} \cdot \sin\left(\frac{2\pi\Delta x}{\lambda_0} \frac{R_x}{f_{MO}}\right). \quad (4.13)$$

Definiert man $|j_{12}(\Delta x)| > 0.9$ als hinreichend kohärent, so ist die Ausdehnung in x-Richtung der kohärent beleuchteten Fläche gegeben durch

$$d_x \approx \frac{\lambda_0}{8} \frac{f_{MO}}{R_x}. \quad (4.14)$$

Da in y-Richtung keine Abbildung der Quelle auf die Probe stattfindet, ist die Beleuchtungsapertur durch den Quotienten der räumlichen Ausdehnung der Quelle ρ_0 und der Brennweite f_L des optischen Systems bestimmt, das alle Komponenten der Projektions-Optik mit Ausnahme des Mikroskopobjektivs zusammenfasst. Entsprechend der quadratischen Aperturblenden ergibt sich die Ausdehnung der kohärent beleuchteten Fläche in y-Richtung zu

$$d_y \approx \frac{\lambda_0}{8} \frac{f_L}{\rho_0}. \quad (4.15)$$

Der Bereich hinreichend räumlicher Kohärenz ist demnach ebenfalls quadratischer Form und seine Ausdehnung ist gemäß den Gleichungen (4.14) und (4.15) begrenzt. Da die Probe in x-Richtung nicht in die Sensor-Ebene abgebildet wird, besitzt die Auflösungszelle der Abbildungs-Optik in dieser Richtung auch keine Begrenzung. Demzufolge darf die Breite des Streifens, mit dem die Probe beleuchtet wird, den Bereich hinreichender räumlicher Kohärenz nicht überschreiten, der mit Gl. (4.13) der Beugungsbegrenzung entspricht. Daraus folgt, dass die Lichtquelle in ihrer Ausdehnung in x-Richtung im Wesentlichen einer Punktlichtquelle entsprechen muss, da andernfalls keine hinreichende Kohärenz am Ort der Probe herrscht und sich die Signalqualität reduziert.

4.3.1.2 Tiefenschärfe

Auf Grund der Tatsache, dass die experimentelle Realisierung den Einsatz einer Quasi-Punktlichtquelle in x-Richtung erforderlich macht, kann über die Gauß'sche Optik direkt die Breite des Streifens angegeben, mit dem die Probe beleuchtet wird. Die Fähigkeit, einen hinreichend schmalen Streifen auf die Probe zu projizieren, ist entscheidend für die Qualität der Messung. Dies liegt zum einen daran, dass durch einen zu breiten Streifen die laterale Auflösung reduziert wird. Zum anderen ist die Ausdehnung der Speckle bei diffusen Streuern reziprok proportional zur Breite des Streifens $2w_R$. Ihr Einfluss auf das Messergebnis (siehe Kapitel 6.5.1) wird umso geringer, desto größer deren Ausdehnung in der Ebene des Sensors ist. Damit verbunden verringert sich bei kleiner werdendem w_R auch das Rauschen der Messung selbst.

Der Formalismus der Gauß'schen Optik hat sich insbesondere in der Laser-Physik als sehr brauchbar erwiesen, da die Strahlungsfelder von Lasern in ihrer transversalen Grundmode ein entsprechend radialsymmetrisches Gauß-Profil aufweisen. Aber auch die höheren Transversal-

moden lassen sich über diesen Formalismus sehr gut beschreiben. In der gängigen Literatur⁷⁷ werden diese üblicherweise als Hermite-Gauß'sche Wellen oder Laguerre-Gauß'sche Wellen angegeben. Da der Strahl im vorliegenden Fall keine Radialsymmetrie besitzt, sondern lediglich als symmetrisch zur yz-Ebene angenommen werden kann, ist die Betrachtung eines eindimensionalen Gauß-Profiles vollkommen ausreichend, um die Intensitätsverteilung am Ort der Probe zu beschreiben.

Gibt $w(z)$ den Abstand x zur optischen Achse wieder, an dem die Amplitude des Feldes auf $1/e^2$ ihres Maximalwertes auf der Achse abgesunken ist, so gilt

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}. \quad (4.16)$$

Die z-Achse ist dabei so eingerichtet, dass der Strahlradius $w(z)$ für $z=0$ seinen kleinsten Wert w_0 annimmt. Die Rayleigh-Länge $z_R = \pi w_0^2 / \lambda_0$ definiert gemäß Abb. 4-12 den Tiefenschärfebereich, an dessen Rändern der Strahlradius auf $w(z_R) = \sqrt{2} w_0$ zunimmt. Darf der Strahlradius $w(z)$ eine gewisse Ausdehnung w_R nicht überschreiten, so ergibt sich der maximale Tiefenschärfebereich nur für den Fall, dass

$$w(z_R) = w_R. \quad (4.17)$$

Aus der Definition der Rayleigh-Länge lässt sich damit die maximale Ausdehnung bestimmen, innerhalb der die Bedingung an den Strahlradius erfüllt ist und die damit dem Tiefenschärfebereich entspricht.

$$2z_R = \frac{\pi w_R^2}{\lambda_0} \quad (4.18)$$

Für große Entfernungen $|z| > z_R$ geht das Strahlungsfeld vom Nahfeld in das Fernfeld über und beginnt gleichmäßig kegelförmig auseinander zu laufen. Der Kegel-Öffnungswinkel ε des asymptotischen Falls, mit

$$\varepsilon = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w(z)}{z} = \frac{\lambda_0}{\pi w_0}, \quad (4.19)$$

entspricht der Näherung der geometrischen Optik und muss demzufolge mit dem Aperturwinkel R_x / f_{MO} der Projektions-Optik übereinstimmen.

$$w_R = \sqrt{2} \frac{\lambda_0 f_{MO}}{R_x \pi} \quad (4.20)$$

Anhand der Gleichungen (4.18) und (4.20) lässt sich erkennen, dass der Aperturwinkel gemäß der Beugungstheorie sowohl den maximalen Strahlradius w_R definiert, als auch ausschlag-

gebend für den Tiefenschärfebereich $2z_R$ ist. Aus den Anforderungen an das System hinsichtlich Tiefenschärfe und lateraler Auflösung resultiert demnach die notwendige Apertur der Projektionsoptik.

4.3.1.3 Raum-Frequenz Filterung

Die vorangehenden Betrachtungen beruhen darauf, dass die Feldverteilung am Ort der Probe annähernd der eines Gauß'schen Strahls entspricht. Zwar ist insbesondere bei der Verwendung von Quellen mit Single-Mode Faserkopplung diese Annahme durchaus berechtigt, jedoch bringt der darauf folgende Anamorphot starke Aberrationen⁷⁸ in das System, die die Strahlqualität verschlechtern und dementsprechend zu einer weit größeren Ausdehnung des Streifens in der Ebene der Probe führen.

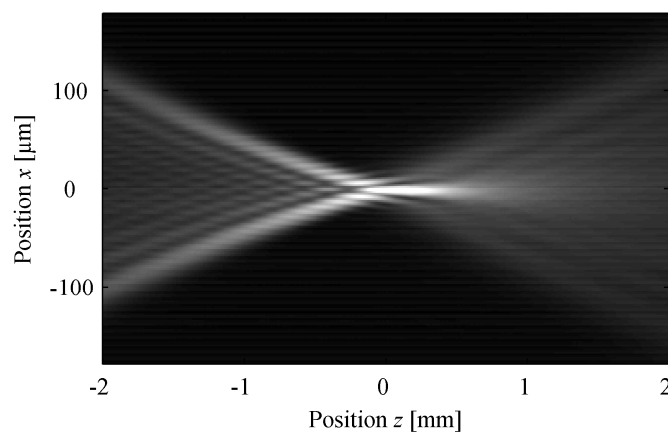


Abb. 4-13: Feldverteilung in der hinteren Brennebene einer kollimiert beleuchteten, plan-konvexen Zylinderlinse. Der Koordinatenursprung wurde so eingerichtet, dass der Strahldurchmesser an dieser Stelle sein Minimum annimmt.

Den Erwartungen entsprechend, führt die Verwendung einfacher plan-konvexer Linsen zu starken Aberrationen. Auf Grund des begrenzten Bedarfs sind jedoch gerade die zur Strahlformung benötigten Zylinderlinsen nicht in korrigierter Form als Standard-Komponenten verfügbar. Abb. 4-13 zeigt deutlich den Effekt sphärischer Aberrationen einer plankonvexen Zylinderlinse anhand der Feldverteilung im Bereich der hinteren Brennebene. Die Linse, mit einer Brennweite von $f = 60$ mm, wurde dabei mit einem kollimierten und quasi-monochromatischen Strahl mit Radius $R \approx 5$ mm und einer Wellenlänge von $\lambda_0 = 800$ nm beleuchtet. Der Intensitätsverlauf konnte mit Hilfe eines sechsfach vergrößernden Objektivs über einen CCD-Sensor (charge coupled device) im Bereich der Brennebene abgebildet werden. Der qualitative Verlauf von Feld- und Intensitätsverteilung entspricht den theoretischen Betrachtungen⁷⁹ und experimentellen Untersuchungen⁸⁰ der Einflüsse sphärischer Aberrationen rotationssymmetrischer Linsen.

Um die negativen Auswirkungen auf die laterale Auflösung zu minimieren, wurde die Projektions-Optik so gestaltet, dass zum einen die Aberrationen der Zylinderlinse auf Grund ihrer Orientierung (vergleiche Abb. 4-5 auf Seite 52) möglichst wenig Einfluss auf die Abbildungseigenschaften innerhalb der xz -Ebene haben und zum anderen dennoch auftretende Strahlverformungen herausgefiltert werden. Dazu ist im Aufbau die Spaltblende derart angeordnet, dass durch sie räumlich hochfrequente Störungen des Strahlprofils ausgeblendet werden. Dieser Raum-Frequenz Filter (SF: spatial frequency filter) mit Breite d_{SF} steht in der Fourier-Ebene der darauf folgenden Linse L_2 . Aus der optischen Filter-Operation folgt,⁸¹ dass der kollimierte Strahl nur noch tieffrequente Störungen mit Wellenlängen oberhalb der Grenzwellenlänge l_{SF} besitzt.

$$l_{SF} = 2 \frac{f_2 \lambda_0}{d_{SF}} \quad (4.21)$$

Abhängig von der Brennweite f_2 lässt sich d_{SF} so wählen, dass lediglich Störungen mit Wellenlängen auftreten, die größer als der Strahldurchmesser selbst sind. Anstelle von Abb. 4-13 tritt damit eine Feldverteilung, die hinreichend genau mit der eines Gauß'schen Strahls übereinstimmt und somit eine hohe laterale Auflösung am Ort der Probe zulässt.

4.3.2 Abbildungsoptik

Auch die Abbildungsoptik stellt auf Grund der Eigenschaften des Interferometers ein anamorphotisches System dar. Dementsprechend unterschiedlich fallen die Anforderungen innerhalb der xz - bzw. yz -Ebene aus, die an diese Komponente zu stellen sind. Während entlang der x -Achse die laterale Auflösung und der Bereich der Tiefenschärfe bereits durch die Projektion auf die Probe selbst gegeben ist (siehe Kapitel 4.3.1.2), stellt in y -Richtung der Abbildungsmaßstab m_T die Begrenzung des Gesamt-Systems hinsichtlich dieser Größen dar. Für Anwendungen innerhalb der Messtechnik ist zudem Telezentrität innerhalb ihres Tiefenschärfebereichs von Bedeutung. Entlang der x -Achse ist der Aperturwinkel entscheidend für den Durchmesser des kollimierten Strahls, der in etwa den Abmessungen des Sensors entsprechen muss. Dies setzt wiederum einen entsprechend großen Aperturwinkel der Projektionsoptik voraus, um auch bei spiegelnden Proben, deren Oberfläche gegenüber der optischen Achse geneigt ist, die Abbildungsapertur vollständig nutzen zu können bzw. den benötigten Strahldurchmesser zu erreichen. Ebenso bestimmt die Apertur die Statistik des Speckle-Feldes in der Ebene des Sensors und hat damit direkten Einfluss auf die Genauigkeit, mit der Distanzen zu diffusen Streuern bestimmt werden können (vgl. Kapitel 6).

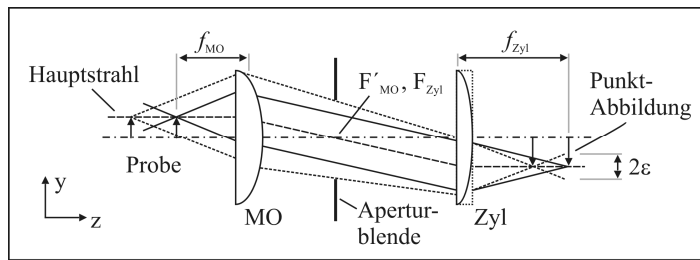


Abb. 4-14: Afokale Anordnung der Abbildungsoptik. Der Abbildungsmaßstab bleibt auch bei unscharfer Abbildung außerhalb der Brennebene F_{MO} des Mikroskopobjektivs unverändert.

4.3.2.1 Telezentrische Abbildung

Nach dem Prinzip des telezentrischen Hauptstrahlenganges arbeiten alle Mikro-Objektive und optischen Systeme, die in der Messtechnik eingesetzt werden. Der Strahlengang solcher Optiken bewirkt, dass trotz einer axialen Verschiebung des Objektes der Abbildungsmaßstab m , konstant bleibt und sich damit die Größe des Bildes, trotz der auftretenden Unschärfe in der Bildebene, nicht ändert. Sollen laterale Ausdehnungen von Strukturen mit Hilfe des SPS-WLI bestimmt werden, so ist auch hier die telezentrische Abbildung vorteilhaft.

Im Falle gängiger telezentrischer Systeme befindet sich die Aperturblende im bildseitigen Brennpunkt des optischen Systems, wodurch sich die Eintrittspupille im Unendlichen befindet. Anhand Abb. 4-15 ist ersichtlich, dass die Hauptstrahlen des optischen Systems im Objektraum achsparallel verlaufen. Ändert sich nun die Position des Objektes entlang der optischen Achse, so ändert sich auch die Lage des Bildes. Der Hauptstrahl jedoch bleibt unverändert und schneidet den Schirm oder den Sensor an der gleichen Stelle und die Größe des Bildes bleibt somit erhalten.

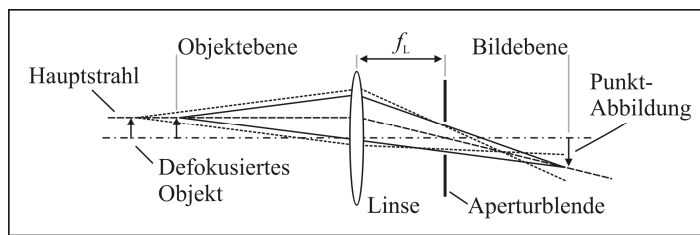


Abb. 4-15: Telezentrischer Hauptstrahlengang bei Anordnung der Aperturblende im bildseitigen Brennpunkt der Linse.

Innerhalb der anamorphotischen Abbildungsoptik des SPS-WLI wird Telezentrität über die Aperturblende erreicht, die gemäß Abb. 4-14 in der hinteren Brennebene des Mikroskopobjektivs positioniert ist. Auf Grund der afokalen Anordnung liegt damit nicht nur die Eintrittspupille im Unendlichen, sondern auch die Austrittspupille des Systems. Entsprechend verlaufen die Hauptstrahlen sowohl im Bildraum als auch im Objektraum

achsparell. Leicht ersichtlich ist, dass sich ihr Abstand zur optischen Achse ebenso verhält wie die Brennweiten von Zylinderlinse und Objektiv zueinander. Da dieser Abstand die Bildgröße definiert, ergibt sich der Abbildungsmaßstab in der yz -Ebene der in Abb. 4-14 dargestellten Optik zu $m_T = -f_{Zyl}/f_{MO}$.

Durch die Aperturblende innerhalb der afokalen Anordnung ergeben sich weitere Vorteile. Zum einen ermöglicht sie störende Reflexe auszublenden, die durch Strahlteiler verursacht werden können. Zum anderen bestimmt sie die Beobachtungsapertur. Dadurch kann der Tiefenschärfbereich der Abbildungsoptik ebenso an die im folgenden Abschnitt aufgeführten Anforderungen des Systems angepasst werden, wie die Größe der Speckle in der Ebene des Sensors. In Kapitel 4.3.2.3 werden die entsprechenden Zusammenhänge diskutiert, die dazu führen, dass mit zunehmender Apertur die Ausdehnung der Speckle entlang der y -Achse abnimmt.

Obwohl die Abbildungsoptik auch von der Referenzwelle des Interferometers passiert wird, hat die Aperturblende auf sie keinerlei Einfluss, da das parallele Strahlenbündel des kollimierten Referenzstrahls direkt in der Brennebene des Objektivs fokussiert wird. Die Blende mit einem Durchmesser, der typischerweise im Bereich einiger Millimeter liegt, ist gegenüber der Ausdehnung des Brennpunktes zu vernachlässigen.

4.3.2.2 Tiefenschärfe

In Kapitel 4.3.1.2 wurde in Abhängigkeit der Projektionsoptik der Bereich $2z_R$ abgeleitet, innerhalb dessen ein hinreichend schmaler Streifen zur Beleuchtung erzeugt werden kann. Ebenso muss die Tiefenschärfe der Abbildungsoptik darauf ausgelegt sein, die Probe in diesem Bereich scharf in die Sensor-Ebene abzubilden.

Betrachtet man den geometrischen Verlauf der Randstrahlen von der Probe zur Ebene des Sensors, die entsprechend Abb. 4-14 mit der hinteren Brennebene der Zylinderlinse F'_{Zyl} zusammenfällt, so lässt sich erkennen, dass die Probe mit einer gewissen Unschärfe abgebildet wird, sobald sich diese nicht mehr in der vorderen Brennebene des Mikroskopobjektivs F_{MO} befindet. Der Punktantwort lässt sich entsprechend ein Unschärfekreis mit Radius ε zuordnen. Um den Tiefenschärfbereich der Abbildung in Übereinstimmung mit dem Schärfbereich der Projektion zu bringen, müssen die Aperturwinkel beider Optiken identisch sein. Anhand der Gleichungen (4.18) und (4.20) ergibt sich die benötigte gegenstandsseitige numerische Apertur NA_y zu

$$NA_y = \sqrt{\lambda_0/z_R\pi}. \quad (4.22)$$

Aus dem Abbildungsmaßstab des Systems von $m_T = -f_{Zyl}/f_{MO}$ lässt sich damit direkt die bildseitige Apertur NA'_y angeben, die wiederum die statistische Intensitätsverteilung in der Ebene des Sensors beeinflusst.

$$NA'_y = \frac{NA_y}{m_T} \quad (4.23)$$

4.3.2.3 Statistik zweiter Ordnung des Speckle-Musters

Handelt es sich bei der Probe um ein diffus streuendes Medium, so bilden sich in der Ebene des Sensors Speckle-Muster aus. Die Statistik zweiter Ordnung solcher Felder ist über die Punktantwort und damit durch die Abbildungsoptik bestimmt. Die fehlende Radialsymmetrie des anamorphotischen Systems hat zur Folge, dass auch die statistische Verteilung der Speckle in der Ebene des Sensors eine geringere Symmetrie aufweist. Ein entsprechendes Speckle-Muster, das einer metallischen Oberfläche mit einem Rauheitswert von $R_q = 1,1 \mu\text{m}$ entstammt (vgl. Kapitel 6.5.2), ist in Abb. 4-16 wiedergegeben. Deutlich ist die anisotrope Intensitätsverteilung zu erkennen. Um die statistischen Eigenschaften analytisch zu modellieren, kann vereinfachend von einem unendlich ausgedehnten Streifen entlang der y-Achse ausgegangen werden, der die Oberfläche beleuchtet. Dadurch lassen sich beide Raumrichtungen getrennt voneinander betrachten.

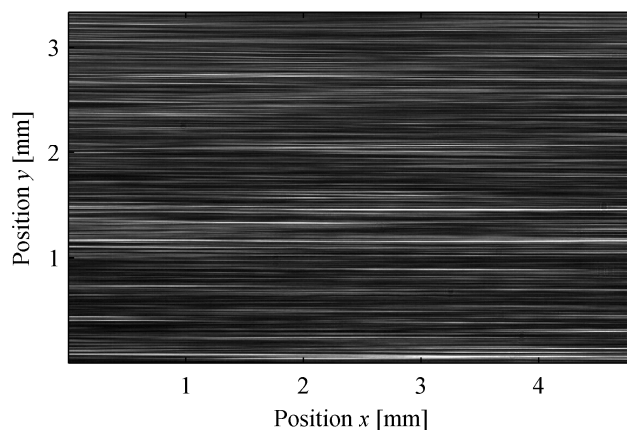


Abb. 4-16: Speckle-Muster entsprechend einer kohärent beleuchteten metallischen Oberfläche mit Rauheitswert $R_q = 1,1 \mu\text{m}$. Auf Grund der anamorphotischen Projektions- und Abbildungsoptiken ist die Ausdehnung der Speckle anisotrop.

Für die abbildende Geometrie in y-Richtung lassen sich die Ergebnisse früherer Arbeiten⁸² zitieren, die auch in der gängigen Literatur⁸³ zur technischen Optik zu finden sind. Demnach ist die Autokorrelationsfunktion des Speckle-Feldes identisch zur Punktantwort des Systems, die auf Grund der rechteckigen Austrittspupille des Anamorphoten einem Kardinalsinus $\text{sinc}(\Delta y) = \sin(\pi\Delta y)/(\pi\Delta y)$ entspricht.

$$\langle I_1 I_2 \rangle = \langle I \rangle^2 \left[1 + \text{sinc}^2 \left(\frac{NA'_y}{\lambda_0} \Delta y \right) \right] \quad (4.24)$$

Der Abstand zwischen den Punkten des stationären Feldes mit Intensität $I_1 = I(y_1)$ bzw. $I_2 = I(y_2)$ ist durch $\Delta y = y_1 - y_2$ gegeben. Die zu erwartende Ausdehnung der Speckle in der Ebene des Sensors lässt sich mit der ersten Nullstelle des Kardinalsinus verknüpfen.

$$\delta_y \approx \lambda_0 / NA' \quad (4.25)$$

Wird die Apertur groß gewählt, so erhöht sich dem Rayleigh-Kriterium entsprechend die laterale Auflösung der abbildenden Optik. Die Ausdehnung der Speckle in der Ebene des Sensors geht jedoch zurück. Werden mehrere Speckle durch ein einzelnes Element des Sensors, d.h. durch ein einzelnes Pixel erfasst, so kommt es zur inkohärenten Überlagerung der Interferogramme. Da die Phasen einzelner Speckle gleichverteilt und unabhängig voneinander sind, führt dies zu einer Minderung der Signalqualität oder gar zu Ergebnissen, die von einer Signalverarbeitung (siehe Kapitel 4.1.2) fehlerhaft interpretiert werden. Um die laterale Auflösung dennoch hoch zu halten, ohne einen zu großen Verlust an longitudinaler Genauigkeit in Kauf nehmen zu müssen, stellt eine Speckle-Größe, die etwas oberhalb der Kantenlänge einzelner Pixel liegt, einen guten Kompromiss dar.

Die Ausbreitung des Feldes in x-Richtung ist weder durch Abbildung des Objekts noch durch freie Propagation gegeben. Mit Hilfe des Huygens'schen Prinzips lässt sich jedoch die zugehörige Punktantwort bestimmen, die die Felder in Objekt- und Sensor-Ebene, $\alpha(\xi, \eta, z)$ und $A(x, y, z)$, miteinander verknüpft.

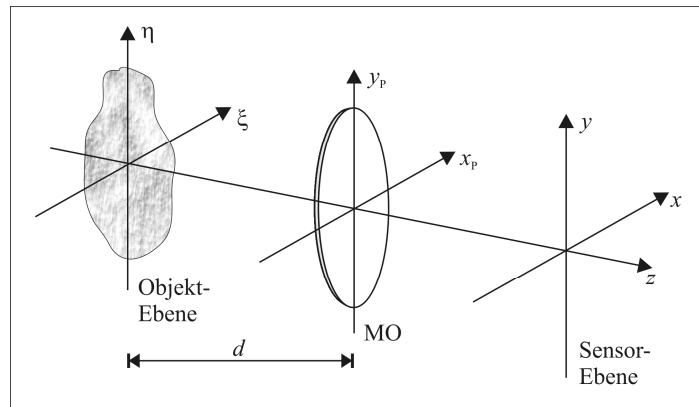


Abb. 4-17: Relevante Geometrie des Anamorphoten für die Ausbreitung der Feldverteilung innerhalb der xz-Ebene.

Vernachlässigt man erneut die y-Abhängigkeit durch die Annahme eines unendlich langen Streifens und beschränkt sich zudem auf das Fresnel-Regime,⁸¹ so lassen sich die Beziehungen zwischen den komplexen Feld-Amplituden, der in Abb. 4-17 dargestellten Ebenen, in Näherung angeben.

$$A_p(x_p, d) = \frac{-i}{\lambda f_{MO}} \exp \left\{ i \frac{k x_p^2}{2 f_{MO}} \left(1 - \frac{d}{f_{MO}} \right) \right\} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(\xi, 0) \exp \left\{ -i \frac{k x_p}{f_{MO}} \xi \right\} d\xi \quad (4.26)$$

$$A(x, z) = \frac{-i}{\lambda z} \exp \left\{ i \frac{k}{2z} x^2 \right\} \int_{-\infty}^{\infty} A_p(x_p, d) \exp \left\{ i \frac{k}{2z} (x_p^2 - 2x x_p) \right\} dx_p \quad (4.27)$$

Entsprechend der in Abb. 4-17 eingeführten Notation beschreibt Gl. (4.26) die Transformation des Feldes unmittelbar nach der Probe $\alpha(\xi, z=0)$ durch das Objektiv mit Brennweite f_{MO} . Die darauf folgende freie Propagation des Feldes zur Ebene des Sensors wird durch Gl. (4.27) wiedergegeben. Wie in Kapitel 3.2.1 gezeigt wurde, können die Felder mit zirkular komplexen Zufallsvariablen assoziiert werden. Gemäß des Theorems von Reed⁵² ergibt sich demnach die Autokorrelationsfunktion der Intensität zu

$$\langle I_1 I_2 \rangle = \langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle + \left| \langle A(x_1, z) A^*(x_2, z) \rangle \right|^2. \quad (4.28)$$

Sind die unterschiedlichen Elementarstreuer des Mediums im Vergleich zur Auflösungszelle sehr fein verteilt, so lässt sich die Korrelationsfunktion der komplexen Feldamplitude $\alpha(\xi, 0)$ über eine Delta-Funktion $\delta(\xi)$ annähern.

$$\langle \alpha(\xi_1, 0) \alpha^*(\xi_2, 0) \rangle \approx \kappa P(\xi_1, 0) P^*(\xi_2, 0) \delta(\xi_1 - \xi_2) \quad (4.29)$$

Während die Proportionalitätskonstante κ mit dem Reflexionsvermögen des streuenden Mediums assoziiert werden kann, gibt $P(\xi, 0)$ die komplexe Amplitude der einfallenden Welle wieder. Analog zu den Überlegungen von J. W. Goodman⁸² lassen sich aber auch allgemeinere Ergebnisse ableiten, die weder von einer infinitesimalen Korrelationslänge ausgehen noch von der gleichverteilten Phase der Wellenzüge einzelner Elementarstreuer innerhalb der Auflösungszelle. Unter den hier getroffenen Annahmen folgt aus den Gleichungen (4.26), (4.27) und (4.29) durch tauschen der Integrationsreihenfolge die Korrelationsfunktion des elektrischen Feldes in der Ebene des Sensors zu

$$\begin{aligned} \langle A(x_1, z) A^*(x_2, z) \rangle &\propto \iiint |P(\xi)|^2 \exp \left\{ -i \frac{k}{f_{MO}} (x_p - x'_p) \xi \right\} d\xi \\ &\cdot \exp \left\{ i \frac{kb}{2} (x_p^2 - x'_p{}^2) \right\} \cdot \exp \left\{ -i \frac{k}{z} (xx_p - x'_p x'_p) \right\} dx_p dx'_p \end{aligned} \quad (4.30)$$

mit

$$b = \frac{1}{f_{MO}} \left(1 - \frac{d}{f_{MO}} \right) + \frac{1}{z}. \quad (4.31)$$

Auf Grund der Raum-Frequenz-Filterung innerhalb der Projektions-Optik, die bereits in Kapitel 4.3.1.3 diskutiert wurde, entspricht das von Störungen bereinigte Strahlprofil im idealen Fall einer gaußförmigen Intensitätsverteilung. Für die Amplitudenverteilung der einfallenden Welle kann entsprechend

$$P(\xi, 0) = \exp \left\{ -\xi^2 / 2\sigma_L^2 \right\} \quad (4.32)$$

angenommen werden. Durch Integration von Gl. (4.30) ergibt sich somit auch für die Korrelation der komplexen Feldamplituden ein gaußförmiger Verlauf.

$$\langle A(x_1, z) A^*(x_2, z) \rangle \propto \exp \left\{ - \left(\frac{k\sigma_L}{2f_{MO}} \right)^2 \frac{1}{z^2 b^2} (x_1 - x_2)^2 \right\} \quad (4.33)$$

Da im Falle stationärer Felder $\langle A(x, z) A^*(x, z) \rangle = \langle I \rangle$ gilt, ergibt sich aus Gl. (4.28) die Autokorrelationsfunktion der Intensität des Speckle-Feldes zu

$$\langle I_1 I_2 \rangle = \langle I \rangle^2 \left[1 + \exp \left\{ - \frac{1}{2} \left(\frac{k\sigma_L}{f_{MO}} \right)^2 \frac{1}{z^2 b^2} (x_1 - x_2)^2 \right\} \right]. \quad (4.34)$$

Im Gegensatz zur Korrelationsfunktion entlang der y-Achse, die einem Kardinalssinus folgt, besitzt Gl. (4.34) kein Minimum, anhand dessen sich die Ausdehnung der Speckle definieren ließe. Stattdessen kann über die Varianz der Exponential-Funktion ein sinnvolles Maß für deren Größe δ_x gewonnen werden.

$$\delta_x(z) = \frac{2f_{MO}}{k\sigma_L} z b \quad (4.35)$$

Befindet sich das streuende Medium in der Brennebene des Objektivs, so ist die Wellenfront in der Ebene des Sensors kollimiert. Da in diesem Fall $d = f_{MO}$ ist, hebt sich die Abhängigkeit von z in Gl. (4.35) auf und die Größe der Speckle δ_x variiert nicht mit zunehmendem Abstand des Sensors zum Objektiv. Damit bestätigt Gl. (4.35) die intuitive Erwartung, dass sich entlang eines kollimierten Strahlenbündels die Statistik seiner Feld- oder Intensitätsverteilung nicht ändert.

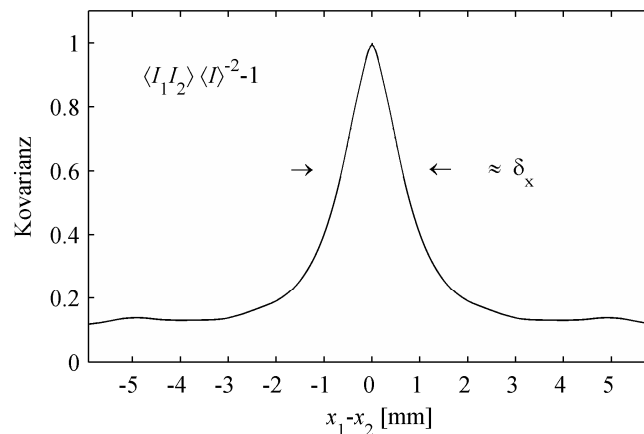


Abb. 4-18: Schnitt der mittleren Kovarianzfunktion entlang der x-Achse. Der Berechnung liegen sechs dekorrelierte Speckle-Muster zugrunde.

Experimentell sind die obigen Überlegungen der Statistik zweiter Ordnung von Speckle-Feldern innerhalb der xz -Ebene des optischen Aufbaus leicht nachzuweisen. In Abb. 4-18 ist der entsprechende Schnitt der Kovarianzfunktion dargestellt, der anhand sechs dekorrelierter Speckle-Muster berechnet wurde. Analog zur Intensitätsverteilung, die in Abb. 4-16 dargestellt ist, haben diese Felder ihren Ursprung ebenfalls in der anamorphotischen Abbildung der kohärent beleuchteten metallischen Oberfläche mit Rauheitswert $R_q = 1,1 \mu\text{m}$.

Der Verlauf folgt im Wesentlichen einer Gaußfunktion und bestätigt die theoretische Ableitung. Auf Grund der leichten Nebenmaxima ist anzunehmen, dass die Feld-Verteilung am Ort der Probe vom Gauß'schen Strahl abweicht. Stattdessen führt die Spaltblende zu einer weit schnelleren Abnahme des Profils mit zunehmendem Abstand zur optischen Achse. Ersetzt man in Gl. (4.30) das Profil durch einen entsprechend rechteckigem Verlauf, einem sogenannten Top-Hat Profil mit $P(\xi, 0) = \text{rect}\left\{\frac{|\xi|}{\sigma_L}\right\}$, so folgt die Kovarianz auf Grund der Fourier-Transformations-Eigenschaften des Objektivs einem Kardinalsinus vergleichbarer Ausdehnung, der entsprechende Nebenmaxima aufweist. Auch die rechteckige Aperturblende innerhalb der Abbildungsoptik kann den Verlauf der Kovarianz beeinflussen. Sie ist in der Regel jedoch weit größer als die Ausdehnung der Punktantwort selbst und ist unter diesen Umständen zu vernachlässigen.

Als Folge der Stationarität des Feldes ist unabhängig vom Verlauf entsprechend Gl. (4.34) jedoch zu erwarten, dass die Korrelation zum Rande hin auf den quadrierten Erwartungswert der Intensität $\langle I \rangle^2$ abfällt und damit die Kovarianz außerhalb des Korrelationsbereichs den Wert Null annimmt. Unterliegt die mittlere Intensität $\langle I \rangle$ in der Ebene des Sensors zusätzlichen räumlichen Schwankungen auf Grund der Reflexionseigenschaften der Probe, so ist das Feld nicht mehr stationär und ein zusätzlicher Beitrag zur Kovarianz entsteht. Je größer diese Schwankungen im Vergleich zur granularen Intensitätsverteilung der Speckle selbst sind, desto weiter erstreckt sich der entsprechende Versatz der Kovarianz, der auch in Abb. 4-18 auftritt. Zur quantitativen Auswertung der Daten (siehe Kapitel 4.4) hinsichtlich der Ausdehnung der Speckle, ist dieser Versatz zu berücksichtigen.

Wie in Kapitel 6 gezeigt wird, beeinflusst die Ausdehnung der Speckle entlang der x -Achse das Messergebnis. Je Größer die Speckle im Vergleich zur Kohärenzlänge der Lichtquelle sind, desto geringer ist ihr Einfluss auf das Signal und desto höher ist die Genauigkeit, mit der Abstände zur Probe bestimmt werden können.

4.3.3 Sensoren

Eine zentrale Rolle des experimentellen Aufbaus nimmt der Sensor ein, der die Schnittstelle zwischen Optik und elektronischer Signalverarbeitung darstellt. Typischerweise besteht dieser aus einer Kamera, die die elektro-magnetische Feldstärke in der Beobachtungsebene in ein elektrisches Signal umwandelt, und einem sogenannten Framegrabber. Im Falle analoger Kameras übernimmt er die Funktion des Analog-Digital-Wandlers und quantisiert die kontinuierlichen Signale der Kamera, um sie in Form digitaler Einheiten darstellen zu können.

Häufig verfügen Kameras bereits über eine interne Analog-Digital-Konversion, so dass sie sich direkt über herkömmliche USB- (universal serial bus) oder Netzwerk-Schnittstellen an den Computer anbinden lassen. Erst wenn die Anforderungen an den Datentransfer mit wachsender Übertragungsrate steigen oder auf den enormen Datenmengen vorverarbeitende Rechenschritte durchzuführen sind, wird erneut der Einsatz von Framegrabbern notwendig. Sie dienen in diesen Fällen als angepasste Schnittstellen, die sowohl einen hohen Datendurchsatz ermöglichen, als auch die Kommunikation zwischen Computer und Kamera regeln. Mit Hilfe entsprechender Algorithmen ist beispielsweise die Berechnung von RGB-Farbbildern aus der Bayer-Matrix oder die Komprimierung der Video-Daten in Echtzeit möglich. Diese und weit spezifischere Aufgaben der kontinuierlichen Bearbeitung von Video-Signalen sind zumeist hochgradig parallelisierbar und werden deshalb bevorzugt auf Basis von Logik-Schaltkreisen durchgeführt. Dabei handelt es sich häufig entweder um DSP- (digital signal processors) oder FPGA- (field programmable gate array) Logikblöcke. Insbesondere über die frei programmierbaren FPGA-Logikschaltkreise lassen sich durch den Anwender digitale Schaltungen beliebiger Funktionalität realisieren, die sich auch für den Einsatz innerhalb der Weißlicht-Interferometrie konfigurieren ließen.

4.3.3.1 *Architektur typischer Bild-Sensoren*

Bild-Sensoren teilen sich im Wesentlichen in zwei unterschiedliche Technologien auf.⁸⁴ Bei Kameras basierend auf CCD-Technologie werden die Ladungsträger-Paare, die durch Absorption von Photonen im dotierten Halbleiter auf Grund des inneren Fotoeffekts erzeugt werden, getrennt und im sogenannten MOS-Kondensator (metal oxide semiconductor) gespeichert. Das Hauptmerkmal bzw. das grundlegende Konzept eines CCD-Sensors ist das große Feld von in Reihe geschalteten Schieberegistern. Beim Auslesen werden die angesammelten Ladungsträger lateral entlang dieser Register bewegt und nacheinander am Ausgangsverstärker in ein entsprechendes Spannungssignal umgewandelt. Das Ergebnis entspricht einer analogen Rasterabtastung aller fotogenerierten Ladungen der gesamten Sensor-Matrix. Da nur wenige Ausgangsverstärker existieren, zeichnet sich das Bild durch eine hohe Homogenität aus. Zudem kann auf Grund der begrenzten Anzahl mehr Aufwand in die Entwicklung und Fertigung der entsprechenden Elektronik investiert und somit eine höhere Bildqualität erzielt werden.

Im Gegensatz dazu entspricht jedes Pixel einer CMOS-Kamera (complementary metal oxide semiconductor) einer Fotodiode und vollzieht selbst die Umwandlung von Ladung in Spannung. Über die Digitalisierung hinaus erfolgen eine Vielzahl von Verarbeitungsschritten und Kontrollfunktionen bereits auf dem Chip. Dies hat zur Folge, dass bei CMOS-Sensoren eine aufwendige Verschaltung entfällt und sie somit bedeutend platzsparender ausfallen. Auch ihr Stromverbrauch und die damit verbundene Wärmeentwicklung sind geringer. Zudem können einzelne Bildbereiche direkt adressiert und mit sehr hohen Bildwiederholraten ausgelesen werden. Da aber jeder Bildpunkt die Umwandlung der gesammelten Ladungen selbst vollzieht und die einzelnen Bauelemente nicht völlig identisch arbeiten, kommt es herstellungsbedingt zu Inhomo-

genitäten. Zudem ist der Platzbedarf der Schaltkreise jedes einzelnen Pixels enorm und hat zur Folge, dass die fotoaktive Fläche des Sensors abnimmt.

Eine Vielzahl an Arbeiten hat sich detailliert mit den Unterschieden beider Technologien und den damit verbundenen Eigenschaften hinsichtlich spektraler Empfindlichkeit, Linearität und anderer typischer Effekte befasst.^{85, 86} Deren Auswirkungen auf interferometrische Verfahren wurden mit Hilfe von Rauschmodellen, die auch das von der Sensorik unabhängige Photonen-Rauschen beinhalten, untersucht und beschrieben.^{25, 38, 59} Der reale Sensor besitzt aber noch eine weitere Abweichung von seinem idealen Verhalten. Er tastet das elektro-magnetische Feld nicht punktweise ab, sondern integriert die Intensität über die fotoaktive Fläche jedes einzelnen seiner Pixel. Feine Strukturen werden dadurch abgeschwächt oder gehen vollständig verloren. Die Stärke dieses Effekts ist auch ausschlaggebend für die Signalqualität des SPS-WLI und hat Einfluss auf die Genauigkeit des Gesamtsystems.

4.3.3.2 Modulations Transfer Funktion

Die Modulations Transfer Funktion (MTF) von CCD- oder CMOS-Sensoren beschreibt das Verhältnis von der Modulation des Kamera-Signals m_c zur Modulation des zugehörigen sinusförmigen Intensitätsmusters m_s in der Ebene des Sensors. Sie repräsentiert damit die Übertragungsfunktion im Frequenzraum des Signals, deren Wert für Frequenzen nahe dem Ursprung üblicherweise auf eins normiert wird.

$$H(v_x, v_y) = \frac{m_c(v_x, v_y)}{m_s(v_x, v_y)} \quad (4.36)$$

Unterschiedliche Einflüsse bestimmen die Übertragungsfunktion von Kameras. Dies können sowohl Diffusionsprozesse einzelner Ladungsträger zwischen benachbarten Pixeln sein als auch systemspezifische Charakteristika innerhalb der Umwandlungskette zum digitalen Signal. Ihr dominierender Anteil geht aber auf die endliche Ausdehnung der fotoaktiven Fläche der Pixel zurück, der als geometrische MTF H_{geom} bezeichnet wird. Gemäß des Faltungs-Theorems⁸⁷ lässt sich H_{geom} im Ortsraum über eine Faltung seiner Fourier-Transformierten mit dem Signal ausdrücken. Im Falle einer rechteckigen fotoaktiven Fläche der Breite b_x und Höhe b_y ergibt sich damit unmittelbar

$$H_{geom}(v_x, v_y) = \left| \text{sinc}(b_x v_x) \cdot \text{sinc}(b_y v_y) \right|. \quad (4.37)$$

Sowohl durch die Interline-Technik⁸⁴ bei CCD-Kameras als auch durch die nicht fotoaktive Fläche bei CMOS-Sensoren, die von den Schaltkreisen jedes einzelnen Pixels eingenommen wird, sind die Geometrien meist komplexer. Matrizen aus Mikrolinsen, die vor dem Sensor angeordnet sind, um den Füllfaktor zu erhöhen, erschweren zudem die Bestimmung der fotoaktiven Fläche. Aus diesem Grund ist häufig die direkte Bestimmung der MTF nötig, um

Sensoren hinsichtlich ihrer Verwendungsmöglichkeiten zu spezifizieren. Eine Messung deckt zudem alle weiteren Einflüsse ab.

Üblicherweise wird die Qualität bildgebender Systeme über die Abbildung verschiedener Testmuster bestimmt. Bei der Messung der MTF von Optiken finden meist sinusförmige Muster unterschiedlicher Frequenz Anwendung. Alternativ enthält die Abbildung scharfer Kanten ein breites Frequenzspektrum, das die Bestimmung der MTF aus einer einzelnen Aufnahme ermöglicht und somit erleichtert. Bei der Bestimmung der MTF des Sensors selbst ist zu berücksichtigen, dass das Testmuster räumlich diskret abgetastet wird und die MTF somit nicht invariant gegenüber einer Verschiebung des Musters ist. Dennoch lässt sich die Definition der MTF sinngemäß erweitern,⁸⁸ ihre Messung erfordert jedoch die Translation des Musters über die Fläche des Sensors hinweg.

Während viele Verfahren darauf basieren, über hochwertige Optiken die Testmuster auf die Kamera abzubilden, beruhen andere Methoden darauf, das Muster direkt in der Ebene des Sensors zu generieren. Die von S. Johansson et al.⁸⁹ beschriebene Methode nutzt die Interferenz zweier kohärenter Quellen, um ein sinusförmiges Testmuster zu erzeugen und die Übertragungseigenschaften des Systems bewerten zu können. Mittels mechanischer Komponenten lässt sich sowohl die Frequenz des Musters als auch dessen Position in der Ebene des Sensors ändern. Weitestgehend ohne mechanische Komponenten kommt dagegen das von G. Boreman und E. L. Dereniak beschriebene Verfahren⁹⁰ aus, das die statistischen Eigenschaften vollständig entwickelter Speckle-Felder berücksichtigt. Dazu wird die Spektraldichte des Speckle-Feldes, das mit dem zu spezifizierenden Sensor erfasst wurde, über eine gewisse Anzahl statistisch unabhängiger Muster gemittelt und mit der theoretischen Erwartung der Spektraldichte verglichen.

$$H(\nu_x, \nu_y) = \left[\frac{\langle |\hat{I}(\nu_x, \nu_y)|^2 \rangle_{\text{exp}} - \langle |\hat{N}(\nu_x, \nu_y)|^2 \rangle_{\text{exp}}}{\langle |\hat{I}(\nu_x, \nu_y)|^2 \rangle_{\text{theo}}} \right]^{1/2} \quad (4.38)$$

Der Anteil $\hat{N}(\nu_x, \nu_y)$ des experimentell bestimmten Spektrums, der auf unterschiedlichste Rauschquellen der Sensorik zurückzuführen ist, wird zuvor aus Messungen des Dunkelbildes bestimmt. Da beide Anteile als unkorreliert betrachtet werden dürfen, lässt sich der Rauschterm vom relevanten Anteil des Speckle-Feldes subtrahieren. Die in dieser Arbeit verwendete Konfiguration zur Messung der MTF im zweidimensionalen Frequenzraum ist in Abb. 4-19 wiedergegeben. Eine detaillierte Beschreibung aller einzelnen Komponenten findet sich in der Arbeit von B. Wang.⁹¹ Ebenso sind darin ausführlich die verwendeten Verfahren zur numerischen Analyse der Messdaten sowie die Ergebnisse weiterer Bildsensoren beschrieben. Sämtliche Berechnungen gehen davon aus, dass der Sensor in einem Bereich hinreichender Linearität betrieben wird. Dass diese Annahme von den meisten Kameras erfüllt wird, zeigen Untersuchungen von B. Jähne.⁸⁶

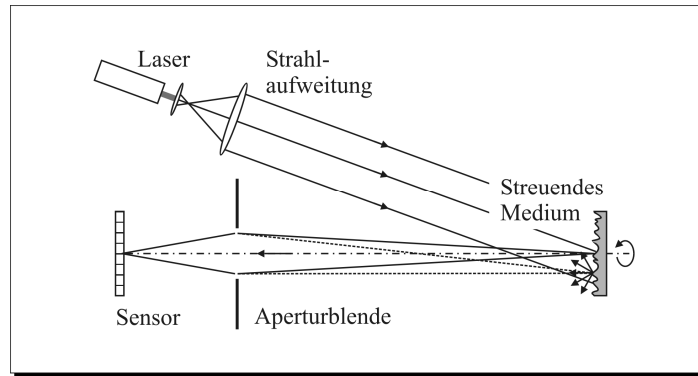


Abb. 4-19: Optischer Aufbau⁹¹ zur Bestimmung der MTF des Bildsensors anhand der Spektraldichte von Speckle-Mustern.

Um die Übertragungsfunktion der Signale des SPS-WLI zu kennen, wurde die MTF für die im experimentellen Aufbau eingesetzte CMOS-Kamera MV-D752-80-CL-8 von Photonfocus experimentell bestimmt. Für die später eingesetzte CCD-Kamera SVCAM-svs2020U von VISTEK, die auf Grund ihrer hohen Auflösung ein größeres Bildfeld zulässt, sind keine experimentellen Ergebnisse verfügbar. Zudem existieren zum Kamera-Chip KAI-2020 von Kodak, der in seiner Ausführungsform ohne Mikrolinsen verwendet wird, keine Herstellerangaben bezüglich des Füllfaktors, aus dem die geometrische MTF bestimmt werden könnte. Da dies auch bei Sensoren anderer Hersteller häufig der Fall ist, lassen sich Kameras hinsichtlich der Übertragung des Signals nur durch die Messung der MTF systematisch vergleichen. Erst ein entsprechender Standard, der Kameras hinsichtlich dieser Eigenschaften einheitlich spezifiziert, ermöglicht die Auswahl eines an die Aufgabe angepassten Bildsensors. Eine solche Spezifikation wird durch den EMVA 1288 Standard eingeführt und wird künftig Abschätzungen hinsichtlich der zu erreichenden Leistung des Gesamtsystems ermöglichen.

Beim streuenden Medium in Abb. 4-19 handelt es sich um eine Teflon-Scheibe, d.h. um einen Volumenstreuer, der durch den aufgeweiteten Strahl eines Nd:YAG-Lasers mit 100 mW maximaler Leistung bei einer Wellenlänge von $\lambda = 532$ nm kohärent beleuchtet wird. Sowohl der Strahldurchmesser als auch der Abstand zwischen streuendem Medium und Apertur ist so gewählt, dass die Speckle, die sich in dieser Ebene ausbilden, sehr klein im Vergleich zur Größe der Blende sind. Die Aperturblende ist somit selbst als diffuser Streuer anzusehen. Die entsprechende Autokorrelationsfunktion $\langle I_1 I_2 \rangle$ des Speckle-Musters in der Ebene des Sensors lässt sich mit Hilfe der Gleichungen (3.29) und (3.30) bestimmen. Aus der Autokorrelation ergibt sich wiederum die Spektraldichte des Speckle-Musters, da beide Funktionen gemäß des Wiener-Khintchine Theorems^{56, 57} ein Fourier-Transformations-Paar bilden. Im Falle einer rechteckigen Apertur mit Kantenlänge L_x bzw. L_y folgt ein linearer Verlauf der Spektraldichte $|\hat{I}(v_x, v_y)|^2$ mit der Raum-Frequenz.⁸²

$$|\hat{I}(v_x, v_y)|^2 = \langle I \rangle^2 \left[\delta(v_x, v_y) + \frac{\lambda^2 z^2}{L_x \cdot L_y} \left(1 - \frac{\lambda z}{L_x} |v_x| \right) \left(1 - \frac{\lambda z}{L_y} |v_y| \right) \right] \quad (4.39)$$

Der Abstand z zwischen Blende und Sensor ist abhängig von der Apertur so zu wählen, dass die Spektraldichte keine Anteile oberhalb der Nyquist-Frequenz enthält. Andernfalls treten auf Grund der diskreten Abtastung des Signals über die einzelnen Pixel Alias-Effekte auf, die das Messergebnis verfälschen. Gemäß Gl. (4.39) liegt der höchste Spektralanteil bei einer Frequenz von $\nu = L/\lambda z$. Die Nyquist-Frequenz indes hängt vom Abstand d_x und d_y der Pixel zueinander ab und ergibt sich gemäß dem Abtasttheorem zu $\nu_{Ny}^{-1} = 2d$. Entspricht die höchste Frequenz des Spektrums der Nyquist-Frequenz der Kamera, so lässt sich die MTF für den gesamten Bereich bestimmen. Bei einem Abstand der Pixel von $d_x = d_y = 10,6 \mu\text{m}$ und einer Rechteckblende mit Kantenlänge $L_x = L_y = 8 \text{ mm}$ folgt in diesem Fall $z = 318,8 \text{ mm}$ für den Abstand zwischen Blende und Sensor.

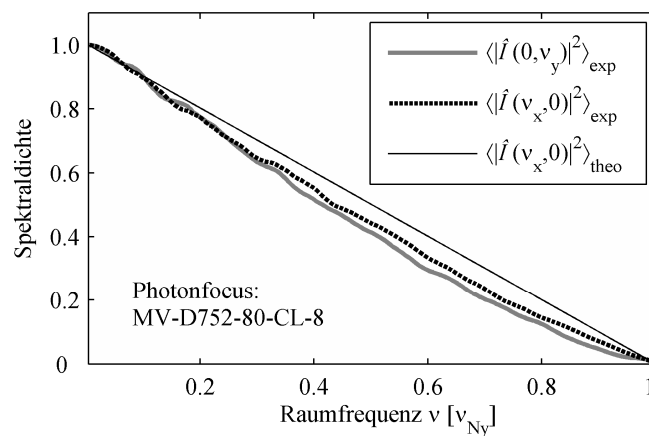


Abb. 4-20: Gemessene Spektraldichte des Speckle-Musters entlang der x- und y-Achse des Systems. Der lineare Verlauf entspricht der theoretischen Erwartung.

Entsprechend den oben beschriebenen Größen wurde der Aufbau aus Abb. 4-19 konfiguriert. Um unabhängige Speckle-Felder zu erzeugen, wurde das streuende Medium gedreht. Eine Untersuchung des Dekorrelationsgrades in Verbindung zur Drehung findet sich ebenfalls in der Arbeit von B. Wang.⁹¹ Anhand einhundert Messungen wurde der Erwartungswert der Spektraldichte des Speckle-Feldes bestimmt. Ebenso wurden aus hundert Dunkelbildern der zu erwartende Rauschanteil ermittelt. In Abb. 4-20 sind Querschnitte der gemessenen Spektraldichte abgebildet. Der Rauschanteil als auch der Intensitäts-Gleichanteil wurde subtrahiert. Im Anschluss an die Glättung der zweidimensionalen Spektraldichte mit einer 9×9 Mittelwertbildung wurden die Werte auf eins normiert. Zum Vergleich ist in Abb. 4-20 zusätzlich die theoretisch zu erwartende Spektraldichte des Speckle-Feldes aufgetragen.

Der Vergleich zwischen gemessener und theoretischer Spektraldichte gemäß Gl. (4.38) ergibt die MTF des Sensors. In Abb. 4-21 sind wiederum die Querschnitte entlang der x- und y-Achse des Systems aufgetragen. Die Berechnung der geometrischen MTF $H_{geom}(\nu_x, \nu_y)$ geht davon aus, dass der Sensor einen Füllfaktor $f = 1$ besitzt. Die fotoaktive Fläche der Pixel ist jedoch bei CMOS-Kameras gering. Den Angaben des Herstellers entsprechend liegt der Füllfaktor bei

einem Wert von 0,35. Dies spiegelt sich in der gemessenen MTF wieder, die insbesondere entlang der x-Achse oberhalb der theoretischen Erwartung liegt. Dies deutet auf eine starke Asymmetrie der fotoaktiven Fläche der Pixel hin. Der starke Anstieg der MTF für Frequenzen nahe der Nyquist-Frequenz gibt nicht den tatsächlichen Verlauf wieder. Er ist darauf zurückzuführen, dass in diesem Bereich auf Grund der geringen Signalstärke bereits kleinste Fehler zu entsprechenden Abweichungen führen.

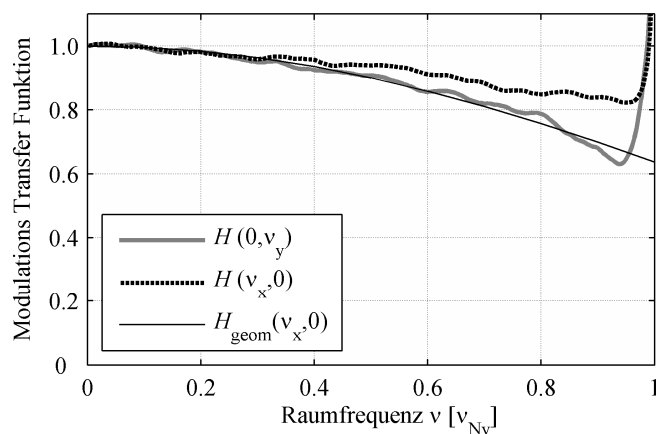


Abb. 4-21: MTF berechnet aus dem Verhältnis der in Abb. 4-20 dargestellten Spektraldichten. Die experimentellen Daten charakterisieren die CMOS-Kamera MV-D752-80-CL-8 von Photonfocus.

Die Kamera überträgt auf Grund des verminderten Füllfaktors ($f < 1$) höhere Frequenzen weit besser, als die geometrische MTF vermuten lässt. Sie kann in diesem Fall lediglich eine grobe Einschätzung geben. Sobald die fotoaktive Fläche der Pixel entlang einer Richtung nur einen Teil des Abstandes zum Nachbar-Pixel abdeckt, erfährt der Verlauf der MTF eine weitere Dehnung hin zu höheren Frequenzen (siehe Abb. 4-22) und entsprechende Signale werden in weiten Frequenzbereichen besser übertragen, als es für einen idealen Füllfaktor von $f = 1$ zu erwarten ist. Der Pixelabstand kann deshalb lediglich Auskunft über das Frequenzspektrum geben, das gemäß dem Abtasttheorem noch ohne Informationsverlust rekonstruiert werden kann. Ist das Frequenzspektrum des zu detektierenden Signals bekannt, so ist auch eine Konstruktion bei Frequenzen möglich, die oberhalb der Nyquist-Frequenz liegen. Dieser Bereich, in dem die Signale unterabgetastet werden, spielt in der Weißlicht-Interferometrie bereits eine wichtige Rolle, um Messungen bei reduzierter Genauigkeit zu beschleunigen.

Die MTF eines Sensors hängt stark von der Ausdehnung der fotoaktiven Flächen seiner Pixel ab. Ebenso liegt die Nyquist-Frequenz bei kleinen Pixel-Abständen höher und es können Signale in einem weiteren Frequenzbereich ohne Informationsverlust erfasst werden. Für viele Anwendungen, unter anderem auch in der digitalen Holographie, sind deshalb Sensoren mit kleinen Pixeln vorteilhaft. Die geringe Ausdehnung an fotoaktiver Fläche bzw. die kleinere Kapazität des MOS-Kondensators hat jedoch zur Folge, dass weniger Photonen zur Detektion zur Verfügung stehen. Somit sinkt das Signal-zu-Rausch Verhältnis insbesondere durch die

Verstärkung des Photonen-Rauschens ab und die Vorteile, die hinsichtlich MTF und Nyquist-Frequenz erzielt werden, gehen auf Kosten der Signalqualität.

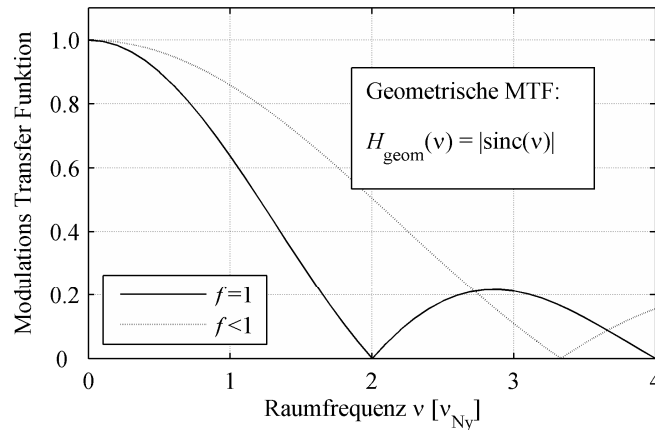


Abb. 4-22: Geometrische MTF H_{geom} unter der Annahme eines Füllfaktors der Kamera von $f=1$. Ebenfalls ist die zu erwartende Übertragungsfunktion für einen geringeren Füllfaktor $f < 1$ angedeutet.

4.3.4 Lichtquellen

Die Leistung des Gesamtsystems hängt hinsichtlich seiner Genauigkeit wesentlich von den Eigenschaften der verwendeten Lichtquelle ab. Allerdings lassen sich die Anforderungen, die zu stellen sind, nur in enger Beziehung zum Vorangegangenen konkretisieren, obwohl es der logischen Reihenfolge, in der die Einzelkomponenten im Interferometer angeordnet sind, widerspricht. Neben der Leistung, die von einer Lichtquelle erbracht wird, sind ihre Kohärenzeigenschaften und der Spektralbereich von entscheidender Bedeutung.

4.3.4.1 Anforderungen an die Kohärenz

In konventionellen Interferometern wird sowohl die Ebene der Probe als auch die der Referenz auf den Sensor abgebildet. Diese Ebenen haben wiederum Bilder im Beleuchtungsstrahlengang. Über Proben- und Referenzarm wird diese Ebene des Beleuchtungsstrahlenganges in die Ebene des Sensors abgebildet. Sind beide Bilder kongruent, so überlagern sich auch im Falle räumlich inkohärenter Quellen die Felder kohärent und Interferenzen lassen sich beobachten. Handelt es sich bei der Probe um ein diffus streuendes Medium, so kann nicht mehr von einer Abbildung der Quelle (oder der entsprechenden Ebene des Beleuchtungsstrahlenganges) auf den Sensor ausgegangen werden. Entsprechend der Ausführungen in Kapitel 4.3.1.1 muss in der Weißlicht-Interferometrie die Beobachtungsapertur größer als die Apertur der Beleuchtung sein. Erst in diesem Fall sind die Strahlengänge zwischen Quelle und Sensorebene kongruent und die Felder können sich kohärent überlagern. Da im Falle des SPS-WLI entlang der x-Achse des Systems

die Probe nicht abgebildet wird, sind obige Bedingungen in dieser Ebene nicht erfüllt. Eine kohärente Überlagerung der Felder aus Referenz- und Probenarm kann deshalb nur durch eine Quelle erreicht werden, die selbst räumlich kohärent emittiert.

Neben der räumlichen Kohärenz sind die spektralen Eigenschaften der Quelle entscheidend. Gemäß Kapitel 4.1.1 stehen diese in direktem Bezug zur zeitlichen Kohärenz und damit zum Korrelationskoeffizienten $\gamma(z - \Delta z)$. Da das Spektrum durch eine Fourier-Transformation mit dem Korrelationskoeffizienten verknüpft ist, folgt aus einem gaußförmigen Spektrum ein ebenso Gauß'scher Korrelationskoeffizient, dessen Halbwertsbreite als Kohärenzlänge l_c der Quelle bezeichnet wird.

Theoretische Überlegungen von M. Fleischer²⁵ zeigen, dass kurze Kohärenzlängen von Vorteil für die Signalverarbeitung sind. Experimentell haben sich Kohärenzlängen von wenigen Mikrometern hinsichtlich der Messgenauigkeit als geeignet erwiesen. Während sich mit Lasern oder Laserdioden zwar hohe Leuchtdichten bei hoher räumlicher Kohärenz erzielen lassen, sind ihre spektralen Eigenschaften auf Grund der großen zeitlichen Kohärenz ungeeignet, um in der Weißlicht-Interferometrie Anwendung zu finden. Ganz im Gegenteil dazu bieten Leuchtdioden extrem kurze Kohärenzlängen, jedoch eine zu geringe Leuchtdichte, um sie mittels Blenden als Quasi-Punktlichtquelle einsetzen zu können. Da Superlumineszenzdioden (SLD) trotz hoher optischer Leistung und räumlicher Kohärenz ein Spektrum, ähnlich dem einer Leuchtdiode aufweisen, stellen sie geeignete Lichtquellen für den Einsatz innerhalb der SPS-WLI dar.

4.3.4.2 *Spektrale Charakteristik der Superlumineszenzdioden*

Abb. 4-23 zeigt das Spektrum der fasergekoppelten SLD-381-HP1 der Firma SUPERLUM DIODES Ltd. Die SLD wurde mit einer Stromstärke von 150 mA bei einer Temperatur von 25°C betrieben. Das verwendete Spektrometer der Firma tec5 AG besitzt eine Auflösung von 3 nm. Die Empfindlichkeit wird im relevanten Spektralbereich als hinreichend konstant angenommen. Die Schwerpunktswellenlänge der SLD von $\lambda_0 \approx 800$ nm liegt bereits im Randbereich von CCD- und CMOS-Sensoren, die Quanteneffizienz von 10% bzw. 35% ist aber bei der gegebenen optischen Leistung von $P = 10$ mW ausreichend, um die Kameras bis in ihren Sättigungsbereich zu belichten. Verfügbare SLD-Module mit geringeren Wellenlängen sind typischerweise leistungsschwächer und besitzen ungünstigere Eigenschaften hinsichtlich ihrer zeitlichen Kohärenz.

Die Funktionsweise einer SLD entspricht im Wesentlichen der einer Laserdiode, jedoch besitzt sie einen Resonator geringer Güte. Im Idealfall sollte die optische Rückkopplung des Systems bei null liegen. Dies ist jedoch auf Grund der Brechzahlunterschiede am Ende des aktiven Mediums technisch nur schwer zu realisieren. Bemerkbar macht sich die verbleibende Rückkopplung in den Fabry-Pérot Moden, die sich als Rippelstruktur (spectral ripples) im Spektrum ausbilden. Mit Hilfe des Spektrometer Typ 2051 der Firma McPherson, Inc. mit einer spektralen Auflösung von 0,01 nm lassen sich diese Strukturen erfassen. Das Spektrum der SLD ist in Abb. 4-24 über die Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$ aufgetragen. Die einzelnen Resonanzen liegen dadurch äquidistant. Deutlich zu erkennen ist zudem die Symmetrie des Spektrums. In Ver-

bindung mit Abb. 4-23 rechtfertigt dies die Annahme eines Gauß'schen Verlaufs, die auch den meisten Methoden der Signalverarbeitung (siehe Kapitel 4.1.2) zu Grunde liegt.

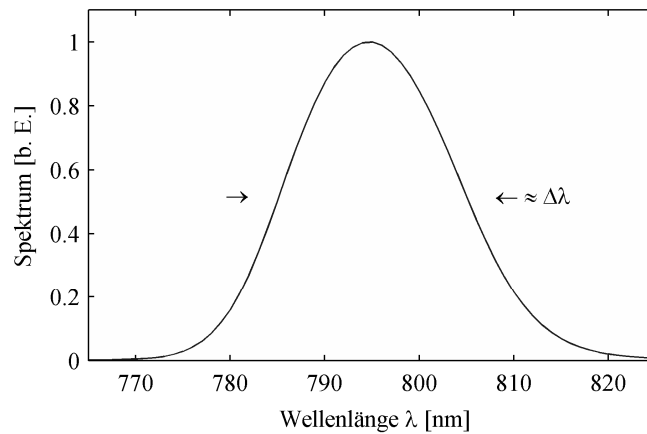


Abb. 4-23: Unpolarisiertes Spektrum der fasergekoppelten SLD bei 150 mA .

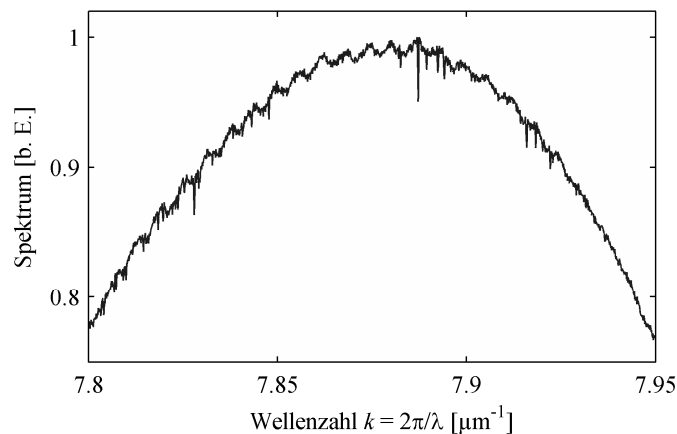


Abb. 4-24: Rippelstruktur im Spektrum der mit 150 mA bei 25°C betriebenen SLD.

Obwohl es sich bei der optischen Faser nicht um eine polarisationserhaltende Faser handelt, sondern lediglich um eine single-mode Faser, führen Mehrfachreflexionen innerhalb nicht zur vollständigen Depolarisation. Ein typischer Polarisationsgrad der SLD-Module dieses Wellenlängenbereiches von ca. 0.1 bleibt erhalten. Entsprechende Messungen zeigen, dass beide Polarisationskomponenten einen leichten Versatz ihres Spektrums aufweisen. Dieser Effekt liegt bei den in Abb. 4-25 und Abb. 4-26 dargestellten Messungen, die unabhängig voneinander an den unterschiedlichen Spektrometern durchgeführt wurden, im selben Größenbereich. Die Abweichung der Absolutwerte ist darauf zurückzuführen, dass die Spektrometer jeweils nur relativ kalibriert wurden. Um den Einfluss der Polarisationsabhängigkeit der Spektrometer auf die Messungen ausschließen zu können, wurde ein zirkularer Polarisationsfilter verwendet.

Dieser filtert den linear polarisierten Anteil aus dem Spektrum und wandelt diesen mit Hilfe eines $\lambda/4$ -Plättchens in zirkular polarisiertes Licht. Ein nachfolgend angeordneter linearer Polarisationsfilter trennt daraus den Anteil ab, der nun relativ zum Eingang des Spektrometers in einer fest vorgegebenen Raumrichtung linear polarisiert ist. Diese ist unabhängig von der Orientierung des zirkularen Polarisationsfilters selbst.

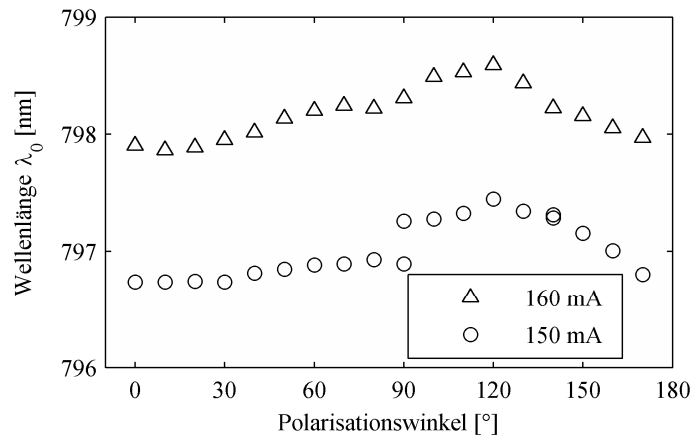


Abb. 4-25: Schwerpunkswellenlänge der SLD in Abhängigkeit des Polarisationswinkels. Zur Bestimmung wurden die Spektren mit einer Auflösung von 0,01 nm innerhalb eines Bereiches von 20 nm gefittet.

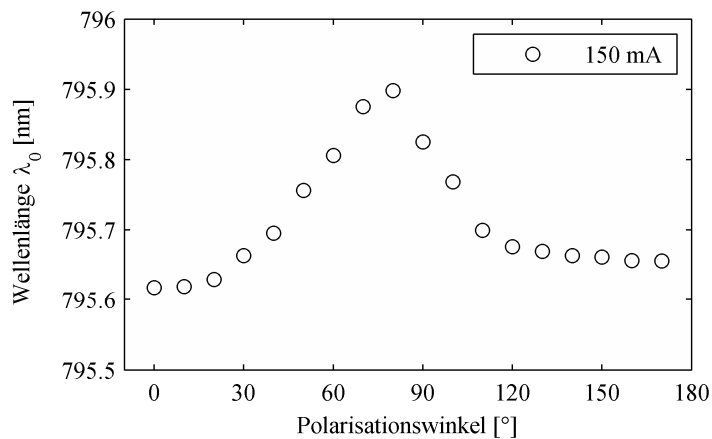


Abb. 4-26: Vergleichsmessung bei 3 nm spektraler Auflösung.

Die Abweichungen der Messungen zueinander können jedoch nicht nur auf die fehlende Kalibrierung der Absolutwerte der Spektrometer zurückgeführt werden. Stattdessen spielen der Einfluss unterschiedlicher Polarisations- und Neutraldichtefilter, die bei beiden Messungen eingesetzt wurden mussten, und die geänderten experimentellen Bedingungen und Anordnungen eine Rolle. Zudem wurden beide Messungen im Abstand mehrerer Wochen zueinander durchgeführt und ein direkter Vergleich der Daten setzt somit eine hinreichende Langzeitstabilität

voraus, über die an dieser Stelle keine weiteren Aussagen getroffen werden können. Die zeitliche Stabilität des Spektrums im Bereich von Minuten liegt indes gemäß Abb. 4-27 eine Größenordnung unterhalb des beobachteten Effekts und wirkt sich somit auf die Messungen zur Polarisationsabhängigkeit nicht aus. Sie liegt ebenso weit unterhalb der Genauigkeit von 0,1 nm, die sich für die obigen Messungen abschätzen lässt.

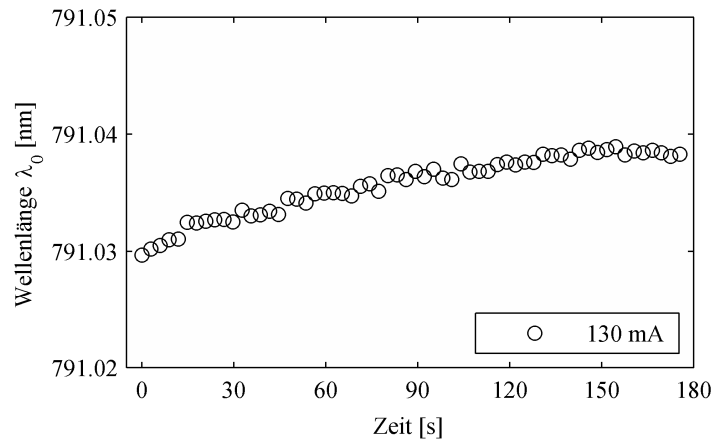


Abb. 4-27: Zeitstabilität der Schwerpunktswellenlänge bei einer Stärke des Injektionsstromes von 130 mA.

Für unterschiedliche Polarisationsrichtungen bilden sich im Interferometer demnach voneinander abweichende Interferogramme aus, die sich bei unpolarisierter Beleuchtung inkohärent überlagern. Neben den beobachteten Differenzen der Schwerpunktswellenlänge und der voneinander abweichenden Breite des Spektrums können im Interferometer auch die Phasen α_{12} (siehe Kapitel 4.1.1) der Polarisationsrichtungen Unterschiede aufweisen. Diese treten beispielsweise an steilen Flanken durch unterschiedliche komplexe Reflexionskoeffizienten⁶³ der transversal elektrischen (TE) und transversal magnetischen (TM) Moden auf. Die aus der inkohärenten Addition beider Interferogramme resultierende Schwebung überlagert sich der Kohärenzfunktion $|\gamma_{12}|$. Eine Detektion des Kohärenzmaximums mit Hilfe entsprechender Algorithmen kann deshalb ohne entsprechendes Vorwissen nicht mehr fehlerfrei erfolgen. Besonders stark wirkt sich die Polarisationsabhängigkeit des Spektrums durch den experimentellen Aufbau des im Anhang B diskutierten Interferometers⁷⁰ aus. Hier sind TE und TM Moden der Referenzwelle um π verschoben. Tragen beide Moden die gleiche Intensität, so überlagern sich am Ort des Kohärenzmaximums die Interferogramme um $\lambda/2$ versetzt, und die Modulation des Signals geht auf null zurück. Messungen lassen sich deshalb nur mit polarisiertem Licht durchführen.

Anhand der Werte aus Abb. 4-25 und Abb. 4-27 ist zu erkennen, dass die Stärke des Injektionsstroms auch die Schwerpunktswellenlänge λ_0 beeinflusst. Zwar wird die Temperatur während dem Betrieb über ein rückgekoppeltes Peltierelement auf 25°C konstant gehalten, verbleibende Änderungen des Gleichgewichts beeinflussen jedoch die Schwerpunktswellenlänge. In Zusammenhang mit dem Injektionsstrom steht auch die Breite des emittierten Spektrums $\Delta\lambda$. Durch den steigenden Grad an stimulierter Emission, und der damit verbundenen Konzentration

der optischen Leistung auf einen engeren Wellenlängenbereich, nimmt $\Delta\lambda$ mit steigender Stromstärke ab. Da sowohl die Schwerpunkswellenlänge als auch die spektrale Breite der Quelle die Kohärenzlänge l_c beeinflussen, steht diese in engem Zusammenhang zum Injektionsstrom der SLD.

$$l_c = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \quad (4.40)$$

Anhand Abb. 4-28 findet sich für das vollständig linear polarisierte Spektrum der verwendeten SLD ein Minimum der Kohärenzlänge von $l_c \approx 21 \mu\text{m}$ bei einer Stromstärke von ca. 150 mA, das entsprechend den Überlegungen von M. Fleischer²⁵ ein Optimum hinsichtlich der Messgenauigkeit des Systems darstellt.

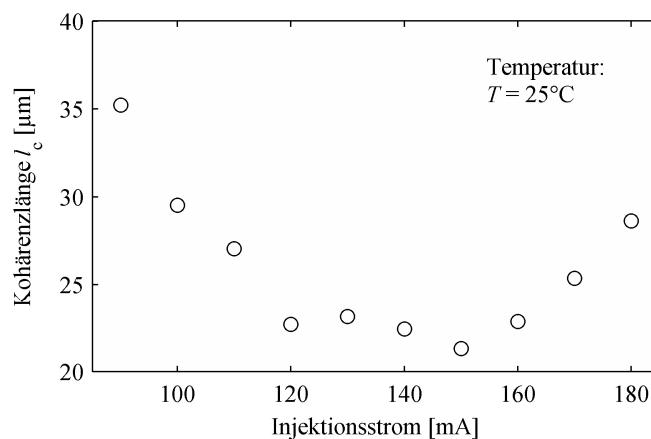


Abb. 4-28: Kohärenzlänge l_c bei einer Temperatur von $T = 25^\circ\text{C}$ in Abhängigkeit des Injektionsstroms.

Neben der verwendeten SLD existieren weitere Lichtquellen, die die hohen Anforderungen an Intensität, spektrale Charakteristik und räumliche Kohärenz erfüllen. Vielversprechend sind beispielsweise photonische Kristallfasern (pcf), mit deren Hilfe über nichtlineare Effekte Spektren generiert werden, deren Wellenlängenbereich sich mit hoher Intensität über mehrere hundert Nanometer erstreckt. Eine Übersicht über diese und andere Lichtquellen findet sich im zusammenfassenden Artikel zur optischen Kohärenztomographie von A. F. Fercher et al.⁵⁵

4.4 Systemkonfiguration

In den vorangehenden Abschnitten wurden die einzelnen Komponenten des Interferometers getrennt voneinander diskutiert. Innerhalb eines Systems müssen diese so entworfen werden, dass ihre Eigenschaften aufeinander abgestimmt sind. Die folgende Konfiguration stellt ein

solch konsistentes System dar. An diesem Aufbau wurden die meisten experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit durchgeführt.

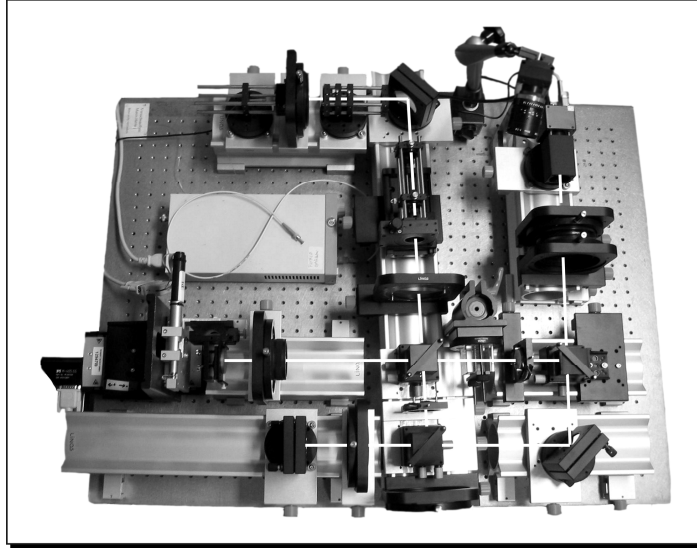


Abb. 4-29: Fotografie des interferometrischen Aufbaus. Die weißen Linien deuten die optische Achse bzw. den Strahlverlauf an.

Die Abtastung des Trägersignals wurde über den Winkel β zu $s = 2/7$ gewählt. Das bedeutet, dass zwei Perioden des Signals über sieben Abtastpunkte erfasst werden und entspricht somit einer Frequenz von $\nu_x/\nu_{Ny} \approx 0,57$. Die entsprechende Übertragungsfunktion $H(\nu_x, 0)$ des Sensors liegt über einem Wert von 0.9 (siehe Abb. 4-21 auf Seite 74) und beeinflusst die Genauigkeit des Gesamtsystems nur unwesentlich. Da jedes Pixel entlang der x-Achse des Sensors einem Abtastpunkt entspricht, ergibt sich aus der äquidistanten Anordnung von N_x Pixeln und der Abtastung s der Bereich Δz , der sich bei einer Messung der Distanz zur Probe abdecken lässt.

$$\Delta z = \frac{sN_x \lambda_0}{2} \quad (4.41)$$

Der Faktor $1/2$ spiegelt den optischen Gangunterschied im Interferometer wieder, der zweimal durchlaufen wird. Die Anzahl der Pixel der CMOS Kamera MV-D752-80-CL-8 liegt bei $N_x = 752$. Bei Einsatz der SLD-381-HP1, mit einer Wellenlänge von $\lambda \approx 800$ nm, ermöglicht sie einen Messbereich von $\Delta z \approx 85$ μm . Gl. (4.41) setzt voraus, dass die N_x Pixel einer Zeile des Sensors mit hinreichender Intensität beleuchtet werden. Aus dem Abstand der Pixel $b_x = 10,6$ μm folgt ein benötigter Strahlradius in der Ebene des Sensors von $R_x = 4$ mm und damit verbunden ein entsprechender Aperturwinkel $NA_x = R_x/f_{MO}$ der Projektionsoptik. Bei einer Brennweite von $f_{MO} = 80$ mm muss $NA_x > 0,05$ gelten.

Je größer die Apertur der Projektionsoptik gewählt wird, desto homogener ist die Intensitätsverteilung in der Ebene des Sensors auch bei spiegelnden Proben. Zudem verringert

sich die Breite des Streifens w_R , der auf die Probe projiziert wird. Störende Einflüsse von Speckle (siehe Kapitel 6) werden dadurch reduziert und die laterale Auflösung des Gesamtsystems entlang seiner x-Achse steigt. Die damit verbundene optische Tiefenschärfe $2z_R$ darf jedoch den durch die Kamera abgedeckten Bereich Δz nicht unterschreiten. Der Aperturwinkel der Projektionsoptik, der sich aus der Abstrahlcharakteristik der single-mode Faser über deren Abbildung in die Ebene der Probe ergibt, deckt mit einem Wert von $NA_x = 0,075$ gemäß den Gleichungen (4.18) und (4.20) mit $2z_R = 90,5 \mu\text{m}$ den Messbereich Δz ab. Der Strahlradius ergibt sich entsprechend zu $w_R = 4,8 \mu\text{m}$.

Um identische Bereiche für laterale Auflösung und Tiefenschärfe für die Abbildungsoptik zu erreichen, wird gemäß den Erläuterungen der vorigen Abschnitte über die Blende die Beobachtungsapertur auf einen Wert von ebenfalls $NA_y = 0,075$ eingeschränkt. Über die Brennweite $f_{Zyl} = 200 \text{ mm}$ der zweiten Zylinderlinse ergibt sich aus dem entsprechenden Abbildungsmaßstab $m_i = -2,5$ die bildseitige Apertur zu $NA'_y = 0,03$.

Anhand dieser Werte lässt sich die Größe der Speckle in der Ebene des Sensors bestimmen. Entlang der y-Achse folgt aus Gl. (4.25) eine Ausdehnung von $\delta_y \approx 26,7 \mu\text{m}$. Damit liegt die laterale Auflösung unterhalb dem Wert, der auf Grund der Übertragungsfunktion der Kamera möglich ist. Die Speckle sind aber hinreichend groß, um eine Überlagerung und eine dadurch bedingte wechselseitige Störung der Interferogramme innerhalb eines Pixels zu vermeiden. Die Ausdehnung der Speckle in x-Richtung lässt sich über Gl. (4.35) bestimmen. Vernachlässigt man die im Idealfall geringe Abweichung von der Position der Probe zur Brennebene F_{MO} des Objektivs und setzt somit den Faktor $z \cdot b = 1$, so folgt im Falle der beugungsbegrenzten Abbildung der Quelle auf das Objekt $2\sigma_L^2 = w_R^2$. Die Größe der Speckle in der Beobachtungsebene ergibt sich daraus zu $\delta_x = 6 \text{ mm}$.

In Abb. 4-30 ist ein Schnitt entlang der x-Achse der normierten Kovarianzfunktion von Speckle-Mustern dargestellt, die sich durch Streuung an einer metallischen Oberfläche mit Rauheitswert $R_q = 0,5 \mu\text{m}$ ausbilden. Um den systematischen Versatz des Verlaufs durch langwellige Intensitätsschwankungen zu korrigieren, wurde der Mittelwert der Kovarianz für Werte von $|x_1 - x_2|$ zwischen 3 mm und 4,5 mm subtrahiert. Die Parameterschätzung aus dem Fit des theoretischen Verlaufs aus Gl. (4.34) an die Messdaten zeigt, dass die Ausdehnung der Speckle mit $\delta_x \approx 1,4 \text{ mm}$ einen Faktor vier unterhalb der Erwartung liegt, die sich aus den unterschiedlichen Parametern des Systems ergeben. Die starke Abweichung kann entsprechend Gl. (4.35) mit der Breite σ_L des Streifens zusammenhängen, mit dem die Oberfläche beleuchtet wird. Ist die Oberfläche nicht exakt in der Bildebene der Projektionsoptik positioniert, so kann dieser vom idealen Wert abweichen. Eine Verbreiterung auf das Vierfache, die eine entsprechend geringere Ausdehnung der Speckle zur Folge hat, ist bereits bei einer Defokussierung um vier Rayleighlängen z_R , also um $200 \mu\text{m}$ gegeben. Auch Aberrationen innerhalb der Projektionsoptik führen zu einer entsprechenden Vergrößerung von σ_L . Dies hat neben dem Einfluss auf die longitudinale Genauigkeit auch Auswirkungen auf das laterale Auflösungsvermögen des Systems. Die entsprechenden experimentellen Ergebnisse werden in Kapitel 5.2 diskutiert.

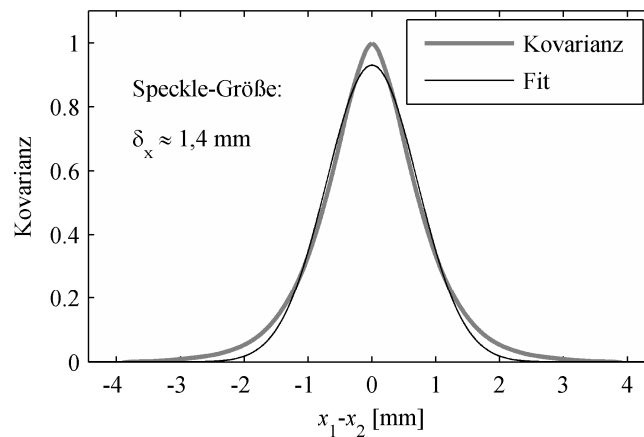


Abb. 4-30: Normierte Kovarianzfunktion von $I(x)$ in der Ebene des Sensors. Der systematische Versatz durch langwellige Intensitätsschwankungen wurde subtrahiert.

Erst in Relation zur Ausdehnung l des Interferogramms in der Bildebene lässt sich der Einfluss von Speckle auf die longitudinale Genauigkeit des Systems bewerten. Diese ergibt sich aus der Kohärenzlänge der Lichtquelle l_c , der Abtastweite des Signals s und dem Abstand der Pixel b_x .

$$l = \frac{l_c}{\lambda s} \cdot b_x \quad (4.42)$$

Der Wert von $l \approx 680 \mu\text{m}$ entspricht in etwa der Hälfte der zu erwartenden Ausdehnung δ_x eines Speckles. In Kapitel 6.1 wird gezeigt, dass dieses Verhältnis bei konventionellen Interferometern weit günstiger ist und somit Speckle die Genauigkeit dieser Systeme weniger beeinflussen.

Anhand der Betrachtungen dieses Abschnitts wird deutlich, dass bei der Konfiguration eines SPS-WLI die einzelnen Parameter zum Teil sehr komplex miteinander in Beziehung stehen. Sollen mit einem entsprechenden System auch diffus streuende Proben untersucht werden, so sind insbesondere die Anforderungen an das Projektionssystem zu beachten, da diese maßgeblich das durch Speckle bedingte Rauschen beeinflussen.

5 Systemcharakterisierung

Anhand der Betrachtungen der vorherigen Abschnitte lassen sich die theoretischen Grenzen der SPS-WLI bestimmen. Jedoch zeigt bereits der Vergleich der charakteristischen Eigenschaften der sich ausbildenden Speckle-Felder in der Beobachtungsebene, dass der experimentelle Aufbau von seinem idealen Verhalten abweicht. Eine solche Diskrepanz zwischen experimentellen und theoretischen Ergebnissen ist zum einen einer fehlerhaften Justage des Systems zuzuordnen, zum anderen sind die verwendeten Optiken und Komponenten selbst nicht fehlerfrei und können das Gesamtsystem entsprechend beeinflussen.

Wichtige Kenngrößen des Systems sind dessen Auflösungsparameter r . Die longitudinale Auflösung r_z bestimmt die Genauigkeit, mit der Distanzen zur Probe gemessen werden können. Sie ist im Folgenden als Kehrwert der Standardabweichung σ_z der Distanzmessung definiert. Die laterale Auflösung des Systems ist auf Grund der eingesetzten Anamorphoten unterschiedlich entlang der Achsen des Systems. Während r_x durch die Breite des Streifens, der auf die Probe projiziert wird, bestimmt ist, folgt r_y aus der Übertragungsfunktion von Kamera und Abbildungsoptik.

Neben Referenzsystemen existieren Normale, mit deren Hilfe sich die Auflösungsparameter des Systems bestimmen lassen. Insbesondere für Anwendungen auf dem Gebiet der Messtechnik ist eine entsprechende Charakterisierung von entscheidender Bedeutung, um Aussagen über die Einsatzmöglichkeiten des Systems treffen zu können. Da entsprechende Normale zumeist definierte glatte Oberflächen aufweisen, tritt keine diffuse Rückstreuung auf. Der Einfluss von Speckle, der innerhalb der Anwendungen der Weißlicht-Interferometrie nahezu immer vorhanden ist, bleibt somit in den Untersuchungen dieses Kapitels unberücksichtigt. Die im Folgenden diskutierten Messergebnisse basieren auf der Konfiguration des vorigen Abschnitts. Als Sensor wurde die CMOS-Kamera MV-D752-80-CL-8 von Photonfocus verwendet, die entsprechend Gl. (4.41) mit ihrer Pixelzahl von $N_x = 752$ bei einer Abtastung von $s = 2/7$ einen Messbereich von $\Delta z \approx 85 \mu\text{m}$ abdeckt.

5.1 Einfluss von Rauschen auf die longitudinale Auflösung

Die Standardabweichung der Distanzmessung lässt sich auf unterschiedliche Weise experimentell bestimmen. Wird allein die Wiederholgenauigkeit bei unveränderter Position der Probe bewertet, so profitiert die SPS-WLI davon, dass keine mechanischen Positioniereinheiten zur Erfassung des Signals benötigt werden. In konventionellen Weißlicht-Interferometern wird das

Phasenschieben hingegen über mechanische Komponenten realisiert. Entsprechend den Anforderungen an das Gesamtsystem handelt es sich dabei häufig um piezo-elektrische Aktoren oder Schrittmotoren, die sich in Positionsbereich und Genauigkeit unterscheiden. Die Abweichungen zwischen Soll- und Ist-Position liegen abhängig von Ausführungsform, Getriebestufen und Referenzierung im Bereich weniger Nanometer bis hin zu Mikrometern. Verschiedene Untersuchungen,^{92, 93} die in der Weißlicht-Interferometrie Verwendung findenden Positionierer, zeigen Abweichungen σ_{Pos} von 10 nm bis 50 nm. Entsprechend der Arbeit von G. Bohn⁹² lässt sich das Positionsrauschen in erster Näherung mit einem Rauschen der Intensität $\sigma_{I,Pos}$ am vorgesehenen Abtastpunkt assoziieren, sofern der Positionsfehler klein im Vergleich zur Wellenlänge λ_0 ist.

$$\sigma_{I,Pos} = \frac{\sigma_{Pos}}{\lambda_0} \sqrt[4]{2\pi^5} \cdot B \quad (5.1)$$

Der Faktor $B = 2\sqrt{I_1 I_2}$ (vgl. Gl. (4.6) auf Seite 47) entspricht der Modulation des Interferogramms und ist im idealen Fall mit $I_1 = I_2 = I_0$ identisch zur mittleren Intensität $I = I_1 + I_2$. Anhand der Arbeiten von M. Fleischer et al.²⁵ lässt sich die theoretische Grenze der Distanzmessung auf Grund des Intensitätsrauschens σ_I bei gegebener Modulation des Signals B angeben.

$$\sigma_z = \frac{\sigma_I}{4B} \left(\frac{2}{\pi \ln 2} \right)^{1/4} \sqrt{s \lambda_0 l_c} \quad (5.2)$$

Unter der Annahme, dass diese Positionierungsfehler unkorreliert auftreten, folgt der statistische Fehler der Distanzmessung $\sigma_{z,Pos}$, der aus den Gleichungen (5.1) und (5.2) folgt, zu

$$\sigma_{z,Pos} = \frac{\pi}{4} \sigma_{Pos} \left(\frac{4}{\ln 2} \right)^{1/4} \sqrt{\frac{s l_c}{\lambda_0}}. \quad (5.3)$$

Für die gegebenen Werte von Abtastung $s = 2/7$, Kohärenzlänge $l_c = 21 \mu\text{m}$ und Schwerpunkswellenlänge $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ ergeben sich für konventionelle Systeme aus Gl. (5.3) Fehler $\sigma_{z,Pos}$ im Bereich zwischen 30 nm und 160 nm. Auf Grund der äquidistant angeordneten Pixel des Bild-Sensors, existiert in der SPS-WLI kein Abtastungsfehler und dieser Beitrag zum Fehler der Distanzmessung $\sigma_{z,Pos}$ ist folglich gleich null. Der experimentell bestimmte Gesamtfehler ist daher mit $\sigma'_z \approx 17,9 \text{ nm}$ geringer, als er für konventionell phasenschiebende Verfahren zu erwarten ist.

Die in Abb. 5-1 dargestellten Daten beruhen auf der wiederholt ausgeführten Messung der Distanz zu einer spiegelnd reflektierenden Probe. Die Belichtungszeit betrug 25 ms und die Wiederholrate lag bei 10 Hz. Die Auswertung der Interferogramme hinsichtlich des Kohärenzmaximums erfolgt über die Single Side Band Verarbeitung. Während der 100 Messungen wurde die Position der Probe nicht geändert. Die Berechnung der Standardabweichung σ'_z der gemess-

senen Abstandswerte erfolgt für die einzelnen Objektpunkte entlang des Profilschnitts. Der Mittelwert aus allen 582 Punkten des Profilschnitts ergibt sich zum bereits erwähnten Wert von $\sigma'_z \approx 17,9$ nm. Diesem statistischen Fehler liegen unterschiedliche Rauschquellen zugrunde, die die Signale und somit die Genauigkeit der WLI beeinflussen. Die folgende Diskussion der Fehler ist nicht vollständig. Sie ermöglicht jedoch den Einfluss auf die SPS-WLI richtig einzuordnen und ist daher entscheidend für die Beurteilung dieser Systeme.

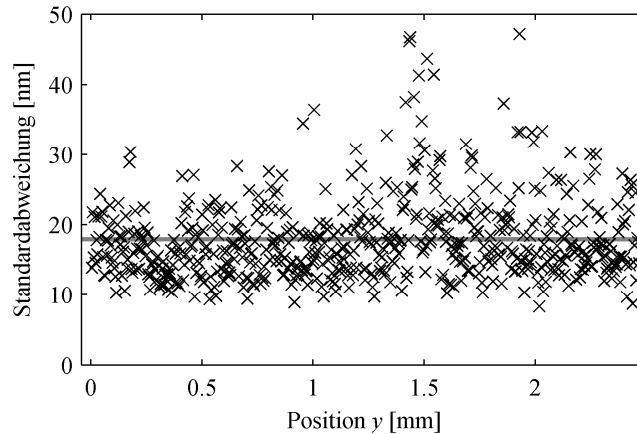


Abb. 5-1: Standardabweichung der Distanzmessung aufgetragen über der lateralen Position y . Der als durchgezogene Linie eingezeichnete Mittelwert des gesamten Bereichs liegt bei $\sigma'_z \approx 17,9$ nm.

Den fundamentalsten und unumgänglichsten Beitrag zum Rauschen liefert die Statistik des elektromagnetischen Feldes selbst. Während sich der zu erwartende Photonenfluss am Ort des Sensors aus der mittleren optischen Leistung P und der Energie der Photonen mit Frequenz ν zu $\Phi = P/h\nu$ ergibt, ist die Anzahl an Photonen n , die innerhalb eines Zeitintervalls Δt am Sensor ankommen, zufällig und folgt der Poisson-Verteilung. Die Varianz $\sigma_{n,sn}^2$ dieses Photonenrauschens⁹⁴ (shot noise) ist der Verteilung entsprechend identisch zum Erwartungswert $\langle n \rangle = \Phi \Delta t$ (vgl. Anhang A.6). Unabhängig vom Quantenwirkungsgrad η des Sensors selbst, nimmt demnach das Rauschen mit steigender Anzahl an Photonen zu. Entspricht die mittlere Intensität I der halben Aussteuerung des Sensors, so liegt die Anzahl erzeugter Ladungsträgerpaare bei der Hälfte der durch die Kapazität (full well capacity) des Sensors maximal fassbaren Menge n_{fw} . Für die Varianz der erzeugten Ladungsträgerpaare folgt damit $\sigma_{n,sn}^2 = n_{fw}/2$. Ebenso lässt sich die Modulation des Signals B über die Anzahl an Ladungsträgerpaaren ausdrücken. Für den Fall der in Abb. 5-1 dargestellten Messung ergibt sich die Modulation mit $B = I/2$ zu einem Viertel der maximalen Aussteuerung und damit zu $n_{fw}/4$ an erzeugten Ladungsträgerpaaren. Das durch Photonenrauschen beeinflusste Signal-zu-Rausch Verhältnis folgt damit zu

$$\frac{B}{\sigma_{I,sn}} = \frac{n_{fw}/4}{\sqrt{n_{fw}/2}} = \sqrt{\frac{n_{fw}}{8}}. \quad (5.4)$$

Durch Einsetzen in Gl. (5.2) lässt sich der Einfluss des Photonenrauschens auf die Genauigkeit der Distanzmessung bestimmen.

$$\sigma_{z,sn} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{8}{n_{fw}}} \left(\frac{2}{\pi \ln 2} \right)^{1/4} \sqrt{s \lambda_0 I_c} \quad (5.5)$$

Bei einer Kapazität der CMOS-Kamera an Ladungsträgerpaaren von $n_{fw} = 2 \cdot 10^6$ folgt unter den gegebenen Bedingungen die Standardabweichung der Distanzmessung zu $\sigma_{z,sn} = 3,4 \text{ nm}$.

Weiteres Rauschen entsteht bei der Detektion des Signals. In Abhängigkeit vom eingesetzten Sensor kann dies unterschiedlichste Ursachen haben. Beispielsweise entstehen in den Halbleitermaterialien durch thermische Anregung weitere Ladungsträgerpaare, die zum sogenannten Dunkelstrom photosensitiver Sensoren beitragen. Ebenso entsteht am Ausgangsverstärker und bei der Umwandlung des analogen Signals in einen digitalen Datenstrom Rauschen. Bei letzterem handelt es sich um sogenanntes Quantisierungsrauschen, das durch die Einteilung des kontinuierlichen Signalverlaufs in diskrete Quantisierungsstufen auftritt. Die Einteilung der CMOS-Kamera erfolgt in 8 bit und somit in 256 Quantisierungsstufen. In Verbindung mit dem Dunkelstrom und den Einflüssen des Verstärkers, führt dies durch den Sensor zu einem Rauschanteil, der nahezu unabhängig von Intensität und Kameraparametern ist. Anhand experimenteller Ergebnisse, die mit den Angaben des Herstellers übereinstimmen, lassen sich die damit verbundenen statistischen Intensitätsschwankungen mit einer halben Quantisierungsstufe angeben. Da die Modulation B des Signals wieder lediglich ein Viertel aller Quantisierungsstufen abdeckt, ergibt sich das Signal-zu-Rausch Verhältnis zu $B/\sigma_{I,Kam} = 128$. Mit Gl. (5.2) folgt der zusätzliche Fehler, der durch das Rauschen der Kamera bedingt ist, zu $\sigma_{z,Kam} \approx 4,2 \text{ nm}$. In Verbindung mit $\sigma_{z,sn}$ kann der resultierende Gesamtfehler der Distanzmessung bestimmt werden.

$$\sigma_z = \sqrt{\sigma_{z,sn}^2 + \sigma_{z,Kam}^2} \approx 5,4 \text{ nm} \quad (5.6)$$

Unbeachtet bleibt dabei der Anteil an Rauschen, der auf Grund von Instabilitäten des Interferometers selbst verursacht wird. Dies können zum einen mechanische Schwingungen sein, die trotz Dämpfung von der Umgebung auf das System übertragen werden. Zum anderen bewirken selbst geringe Druck- und Temperaturschwankungen Unterschiede im Brechungsindex der Luft. Dies führt zu Schwankungen des optischen Gangunterschieds zwischen den Armen des Interferometers, die sich direkt auf die Distanzmessung auswirken. Der Effekt trägt umso stärker zu σ_z bei, je länger die Wege sind, die Proben- und Referenzstrahl räumlich getrennt voneinander durchlaufen. In der Mach-Zehnder Konfiguration sind diese mit ca. 300 mm bedeutend länger als in konventionellen Michelson-Interferometern.

Zudem wird in Gl. (5.2) ein optimaler Algorithmus zur Signalverarbeitung angenommen. Tatsächlich ist aber bereits die Detektion des Kohärenzmaximums selbst mit einer gewissen Unsicherheit³⁸ behaftet. Dies zeigen auch Untersuchungen verschiedener Algorithmen von K. G. Larkin,⁵⁹ die an numerisch generierten Signalen durchgeführt wurden. Sind die Signale ledig-

lich durch Quantisierungsrauschen beeinflusst, so lässt sich bereits bei einer Abtastung von $s=8/2$ die Position des Kohärenzmaximums, je nach Algorithmus, nur mit einer Standardabweichung von bis zu einem Prozent der Abtastweite bestimmen. Dies entspricht bei einer Wellenlänge von $\lambda_0 = 800$ nm einem Wert von $\sigma_z = 0,8$ nm. Für $s = 3/8$ liegt der statistische Fehler der unterschiedlichen Algorithmen gar zwischen 5% und 30% der Abtastweite. Die Abhängigkeit der Ergebnisse von der Algorithmik zeigt, dass die theoretische Grenze nicht erreicht wird und somit weitere Fehler der Distanzmessung durch die Signalverarbeitung berücksichtigt werden müssen.

Auch die Kohärenzfunktion weicht gegenüber dem idealen Fall von einem gaußförmigen Verlauf ab, der sowohl dem verwendeten Algorithmus als auch den Betrachtungen zur Genauigkeit von M. Fleischer²⁵ zu Grunde liegt. Neben weiteren unberücksichtigten Rauschquellen führt dies dazu, dass der experimentell bestimmte Fehler mit $\sigma'_z \approx 17,9$ nm mehr als einen Faktor drei über dem theoretischen Wert liegt, der sich aus dem Photonenrauschen und dem Rauschen der Kamera ergibt.

Bisher gehen die Betrachtungen davon aus, dass sowohl die Wirkungsweise der einzelnen Pixel als auch die mittleren Intensitäten I_1 und I_2 von Proben- und Referenzstrahl an den entsprechenden Abtastpunkten des Signals identisch sind. Abweichungen von einem entsprechend homogenen Verhalten überlagern sich der Form der Kohärenzfunktion $|\gamma_{12}|$ und können deshalb mit einer weiteren Rauschquelle assoziiert werden, sobald die Position des Signals in der Ebene des Sensors variiert. Um diesen Einfluss experimentell zu quantifizieren, wurde die vorige Messung bei longitudinal bewegter Probe wiederholt.

Mit der Bewegung der Probe ändert sich jedoch der optische Gangunterschied im Interferometer während der Dauer einer Einzelmessung, die von der Belichtungszeit der Kamera t_{Exp} abhängt. Diese Änderung des Gangunterschiedes erfolgt auf Grund des doppelt durchlaufenen Weges im Probenarm mit der zweifachen Geschwindigkeit der Probe \bar{v}_z und führt damit zu einer Oszillation des Signals mit der Frequenz $\nu_z = 2\bar{v}_z/\lambda_0$. Die zeitliche Integration des Signalverlaufs führt somit, analog zur Betrachtung der MTF in Kapitel 4.3.3.2, zu einer Faltung mit einer Rechteckfunktion entsprechender zeitlicher Ausdehnung. Je breiter die Rechteckfunktion ist, d.h. je höher die Belichtungszeit t_{Exp} gewählt wird, desto geringer fällt die Modulation B des Signals aus. In Abhängigkeit von Frequenz und Belichtungszeit ergibt sich die Übertragungsfunktion zu

$$H_{Exp}(\nu_z) = \left| \text{sinc}(t_{Exp}\nu_z) \right|. \quad (5.7)$$

Bei der Belichtungszeit von $t_{Exp} = 25$ ms und einer Geschwindigkeit von $\bar{v}_z = 10$ $\mu\text{m/s}$ folgt der Wert der Übertragungsfunktion zu $H \approx 0,47$ und die Modulation des Signals fällt somit gegenüber dem Fall der unbewegten Probe auf $B \approx I/4$ ab.

Entsprechend der Wiederholrate von 10 Hz ergibt sich mit der Geschwindigkeit $\bar{v}_z = 10$ $\mu\text{m/s}$ der Abstand sukzessiver Distanzmessungen zu 1 μm . Um die Standardabweichung zwischen den Messungen berechnen zu können, werden die aufeinanderfolgenden Profilschnitte von

ihrem Mittelwert befreit. Mit $\sigma_z'' = 258 \text{ nm}$ (siehe Abb. 5-2) liegt der statistische Fehler, bei ansonsten identischen Bedingungen, um mehr als eine Größenordnung über dem Fall der unbewegten Probe, bei dem sich Inhomogenitäten lediglich als systematische Abweichung auswirken, die in die Ergebnissen zu Abb. 5-1 nicht eingehen.

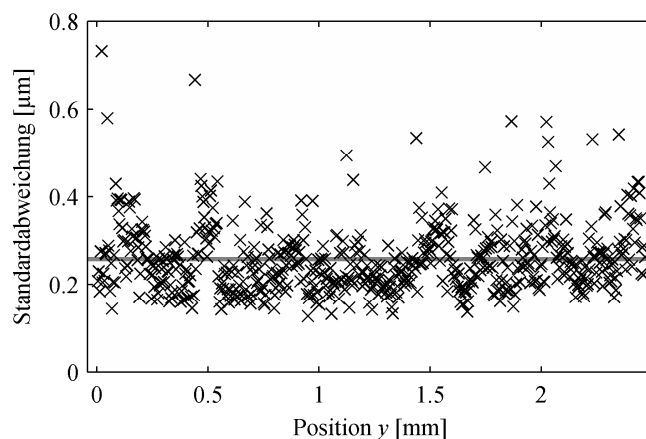


Abb. 5-2: Statistischer Fehler der Distanzmessung. Wird die Probe während der Messung longitudinal bewegt, so steigt die Standardabweichung durch zusätzliche Rauschquellen im Mittel auf $\sigma_z'' = 258 \text{ nm}$.

Experimentell wurde bei mittlerer Intensität I die Streuung der Werte über die Sensorfläche hinweg zu $\sigma_{I,inh} \approx I/10$ bestimmt. Darin enthalten ist sowohl die durch den Sensor bedingte Varianz (fixed pattern noise), die vom Hersteller mit 2,5 Quantisierungsstufen angegeben wird, als auch die inhomogene Ausleuchtung des Sensors, die beispielsweise durch Beugungseffekte an Staub in Proben- und Referenzarm entsteht. Geht man von unkorreliertem Rauschen durch diese Einflüsse aus, so lässt sich erneut über Gl. (5.2) der theoretisch zu erwartende Fehler der Distanzmessung bestimmen.

Aus Gl. (5.2) ergibt sich der Fehler der Distanzmessung zu $\sigma_{z,inh} = 214,5 \text{ nm}$. Da sich die unterschiedlichen Fehlerquellen geometrisch addieren, haben die wesentlich geringeren Beiträge von Kamera- und Photonengeräusch kaum Einfluss auf den Gesamtfehler. Der theoretische Wert liegt damit erneut unterhalb dem experimentellen Ergebnis von $\sigma_z'' = 258 \text{ nm}$. Die Diskrepanz ist auch hier auf Fehler der Signalverarbeitung und auf Abweichung der Kohärenzfunktion vom angenommenen gaußförmigen Verlauf zurückzuführen. Schwankungen von Temperatur und Druck sowie mechanische Schwingungen des Interferometers stellen erneut Fehlerquellen dar, die nicht berücksichtigt sind. Insbesondere die Schwingung des Systems ist auf Grund der Bewegung der Probe über Positioniereinheiten im Vergleich zur vorherigen Messung stärker. Ein weiterer Unterschied ergibt sich aus der Annahme unkorrelierten Rauschens für die inhomogene Intensitätsverteilung, die Gl. (5.2) zugrunde liegt. Sie ist nur bedingt gültig, da die Intensitätsschwankungen, die durch die Ausleuchtung des Sensors hervorgerufen werden, zwar kurze aber endliche Korrelationslängen aufweisen.

Als weiteres Beispiel korrelierten Rauschens ist das Auftreten von Speckle anzusehen. Da deren Korrelationslängen bedeutend größer und die entsprechenden Intensitätsschwankungen im Vergleich zum bisher betrachteten Rauschen sehr hoch sind, ist eine getrennte Betrachtung notwendig. Die Auswirkungen von korreliertem Rauschen durch Speckle auf die Genauigkeit der Distanzmessungen wird in Kapitel 6 diskutiert.

5.2 Laterale Auflösung des anamorphotischen Systems

Aus dem vorherigen Kapitel sind die numerischen Aperturen des SPS-WLI bekannt. Für optisch abbildende Systeme lässt sich über deren Punktantwort die beugungsbegrenzte Auflösung bestimmen. Also das Vermögen der Optik, zwei Punkte der Objektebene anhand ihrer Intensitätsverteilung in der Bildebene getrennt voneinander wiedergeben zu können. Die wesentlichen Unterschiede für interferometrische Methoden liegen zum einen in der Beleuchtung, die - im Gegensatz zu anderen optischen Systemen - kohärent ist. Zum anderen stellt in der Interferometrie nicht die Intensität oder Feldstärke die entscheidende Größe dar, sondern die Phase der reflektierten Welle an der Oberfläche der Probe. Häufig wird in der optischen Oberflächenmesstechnik davon ausgegangen, dass die betrachtete Wellenfront in ihrer Ausprägung direkt die Topographie der Probe widerspiegelt. Die Beziehung zwischen dem Oberflächenprofil und der komplexen Amplitudenverteilung wird jedoch durch viele Faktoren beeinflusst. Dazu gehört beispielsweise Mehrfachstreuung oder der sich mit der Steigung des Profils ändernde Fresnel'sche Reflexionskoeffizient. Insbesondere bei feinen Strukturen sind die exakten Zusammenhänge äußerst komplex.

Experimentell lässt sich die laterale Auflösung r mit Hilfe eines definierten Oberflächenprofils bestimmen. Die Profile der Firma SiMetrics bestehen aus Rillen identischer Tiefe und variierender Breite. In Anlehnung an das Rayleigh-Kriterium wird die laterale Auflösung als der Wert definiert,⁹⁵ an dem die gemessene Strukturtiefe auf die Hälfte ihrer tatsächlichen Ausprägung absinkt. Angepasst an die longitudinale Auflösung wurde die Strukturtiefe zu $3,4\ \mu\text{m}$ gewählt. Die Breite der Strukturen liegt in einem Bereich zwischen $800\ \mu\text{m}$ und $4\ \mu\text{m}$. Entsprechend wird ein Frequenzbereich von 1,25 bis 250 Linien pro Millimeter abgedeckt. Durch das verwendete Trockenätz-Verfahren werden vertikale Seitenwände im Silizium-Substrat erzeugt, die einen Kantenradius von unter 50 nm aufweisen.

Auf Grund der Anisotropie des optischen Systems muss die Messung für beide Raumrichtungen senkrecht zur optischen Achse separat durchgeführt werden. Um die Auflösung entlang der x-Achse zu bestimmen, sind die Rillen parallel zur y-Achse und somit zu dem Streifen ausgerichtet, der auf die Probe projiziert wird. Ein entsprechender Profilschnitt der Strukturen mit $200\ \mu\text{m}$ Breite ist in Abb. 5-3 dargestellt. Die Messung wurde mit einer Schrittweite von $5\ \mu\text{m}$ durchgeführt. Sind die Rillen entlang der x-Achse orientiert, so lässt sich die y-Auflösung des Systems bestimmen.

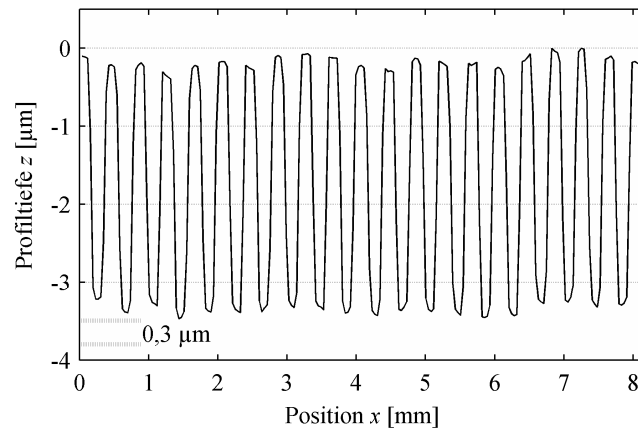


Abb. 5-3: Gemessenes Profil der geätzten Rillenstruktur. Die nominale Tiefe beträgt $3,4 \mu\text{m}$ und die Breite der Strukturen liegt bei $200 \mu\text{m}$. Die Abtastung erfolgt äquidistant entlang der x-Achse mit $5 \mu\text{m}$ Schrittweite. Die Positioniereinheit weist dabei Schwankungen von bis zu $0,3 \mu\text{m}$ auf.

Zur Auswertung der experimentellen Daten wird das Profil durch die Berechnung einer Ausgleichsebene parallel zu x- und y-Achse des Systems ausgerichtet. Verläuft die Normale der Oberfläche während der Messung nicht parallel zur optischen Achse, so hat dies zur Folge, dass die gemessenen Profiltiefen unterhalb der tatsächlichen Werte liegen. Auf Grund der kleinen Winkel nimmt der Korrekturfaktor jedoch nahezu den Wert eins an und ist somit zu vernachlässigen. Aus der Höhenverteilung der Daten lässt sich für Bereiche identischer Strukturbreite die Strukturtiefe bestimmen. Dazu werden über die Methode der kleinsten Quadrate in den Bereichen der beiden Maxima des Histogramms ihre jeweiligen Werte z geschätzt, aus deren Differenz sich die gemessene Tiefe der Struktur ergibt.

Anhand Abb. 5-3 ist deutlich zu erkennen, dass das gemessene Profil niederfrequente Schwankungen aufweist, die von der Ebenheit der Positioniereinheit abhängen. Trotz magnetischer Führung weicht der Positionierer entlang seines 25 mm langen Stellweges von der Geraden um bis zu $0,3 \mu\text{m}$ ab. Diese Bewegung (out-of-plane motion), die senkrecht zur Positionierachse verläuft, drückt sich in der Welligkeit des in Abb. 5-3 dargestellten Profils aus. Insbesondere bei der Bestimmung der Auflösung in x-Richtung wirkt sich diese durch eine Verbreiterung der Maxima des Histogramms und damit durch einen größeren Fehler bei der Bestimmung der Profiltiefe aus. Zudem beeinflusst die an Kanten auftretende Beugung den Intensitätsverlauf des Signals in der Ebene des Sensors. Dieser ist algorithmisch nicht vom Verlauf der Kohärenzfunktion zu trennen und führt deshalb zu weiteren Fehlern bei der Bestimmung des Kohärenzmaximums.^{96, 97} In Abb. 5-4 ist exemplarisch das gemessene Profil einer 80 nm hohen Stufe abgebildet.



Abb. 5-4: Interferometrisch bestimmtes Profil einer 80 nm hohen Stufe. Die Messung von A. Harasaki und J. C. Wyant⁹⁶ zeigt exemplarisch die Überhöhung des Profils durch Beugung an Kanten.

Diesen Einflüssen zufolge sind Messungen zur Bestimmung der Auflösung in x-Richtung mit größeren Fehlern behaftet als die vergleichbare Untersuchung der y-Auflösung. Die entsprechenden Ergebnisse zweier Systeme der SPS-WLI sind in Abb. 5-5 als Dreiecke dargestellt. Die Konfigurationen unterscheiden sich sowohl in der numerischen Apertur NA_x der Projektionsoptik als auch im Abbildungsmaßstab β . Die geschlossenen Kreise repräsentieren die Werte eines konventionellen Systems, das nicht über anamorphotische Optiken zur Abbildung verfügt und deshalb eine nahezu identische laterale Auflösung für x- und y-Achse aufweist.

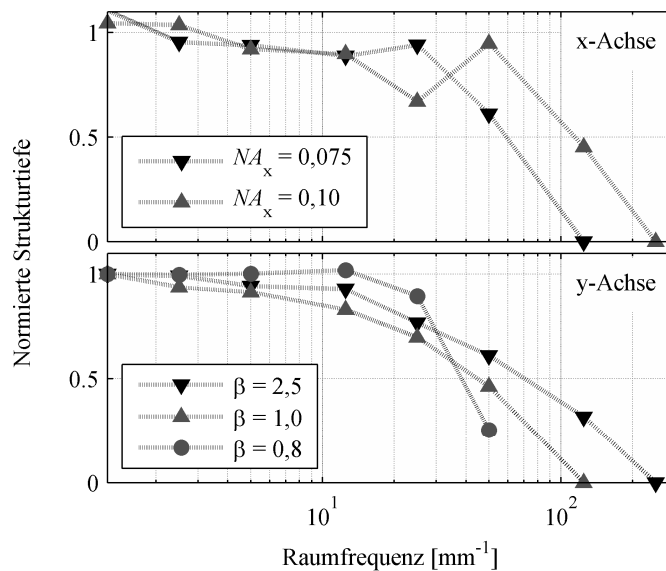


Abb. 5-5: Logarithmische Darstellung der normierten Strukturtiefe in Abhängigkeit vom Kehrwert der Strukturbreite. Während die beiden unterschiedlichen Dreiecke die Ergebnisse für zwei unterschiedliche Konfigurationen des SPS-WLI repräsentieren, geben die Kreise die Werte eines konventionellen WLI wieder.

Entsprechend der Auftragungsweise der MTF eines Systems wurden die gemessenen Struktur-tiefen auf das jeweilige Ergebnis bei tiefen Frequenzen normiert. Um den höheren Schwankungen bei der Bestimmung der x-Auflösung Rechnung zu tragen, wurde in diesem Fall zur Normierung das Mittel der Werte bis zu einer Frequenz von $\nu_x = 5 \text{ mm}^{-1}$ verwendet. Anders formuliert, fließen in diesem Fall die ersten drei Datenpunkte in die Normierung ein, während alle anderen Messergebnisse lediglich auf den Einzelwert für $\nu_y = 1,25 \text{ mm}^{-1}$ normiert wurden.

5.2.1 Laterale Auflösung durch Projektion – Gauß'scher Strahl

Die laterale Auflösung des Systems entlang seiner x-Achse ist beschränkt durch die Abtastrate und durch die Breite des Streifens, der auf die Probe projiziert wird. Auf Grund des gaußförmigen Strahlprofils lässt sich die laterale Auflösung r_x über die Halbwertsbreite der Amplitudenverteilung am Ort der Strahltaile definieren⁹⁸ und ergibt sich somit zu

$$r_x = 2\sqrt{\ln 2} w_0. \quad (5.8)$$

Strukturen geringerer Ausdehnung werden durch Beugung der reflektierten Welle nicht wiedergegeben. Ebenso werden scharfe Kanten des Objektes innerhalb dieses Bereichs geglättet. Entsprechend der Ausführungen aus Kapitel 4.3.1.2 folgt w_0 aus der numerischen Apertur der Beleuchtung. Mit $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ und $NA_x = 0,075$ ergibt sich aus Gl. (5.8) die laterale Auflösung theoretisch zu $r_x = 5,7 \text{ }\mu\text{m}$.

Im oberen Teil von Abb. 5-5 ist die normierte Struktur-tiefe, die mit der beschriebenen Konfiguration des SPS-WLI bestimmt wurde, in Abhängigkeit von der Raumfrequenz ν_x semi-logarithmisch dargestellt. Im Rahmen der Messgenauigkeit ist zu erkennen, dass die laterale Auflösung bereits bei einer Frequenz von $\nu_x \approx 60 \text{ mm}^{-1}$ erreicht wird. Der gemessene Wert liegt mit $r'_x \approx 16,7 \text{ }\mu\text{m}$ ungefähr einen Faktor drei über der theoretischen Erwartung. Dies stimmt in etwa mit der Ausdehnung der Speckle δ_x überein, die einen Faktor vier unterhalb des theoretisch zu erwartenden Werts liegen (vgl. Kapitel 4.4). Beides deutet auf einen Strahldurchmesser hin, der oberhalb der theoretisch möglichen Beugungsbegrenzung liegt und entweder auf Grund eines Fokusfehlers oder durch Aberrationen verursacht ist.

5.2.2 Laterale Auflösung durch Abbildung – Kohärente Übertragung

Die laterale Auflösung in y-Richtung lässt sich aus der Frequenzantwort des abbildenden Systems ableiten. Auf Grund der kohärenten Beleuchtung des Objektes, die für die interferometrische Messung Voraussetzung ist, handelt es sich dabei um die kohärente Übertragungsfunktion des Anamorphoten. Sie unterscheidet sich von der optischen Übertragungsfunktion (OTF: optical transfer function) inkohärenter Systeme, deren Betrag durch die MTF wiedergegeben wird. Da die Eigenschaften der kohärenten Übertragungsfunktion weit weniger bekannt sind als OTF und MTF bei inkohärenten Systemen, soll diese im Folgenden für den Fall der

anamorphotischen Abbildungsoptik des SPS-WLI abgeleitet und in Zusammenhang mit den experimentellen Ergebnissen diskutiert werden.

Für den Fall rechteckiger Aperturen lassen sich die Raumrichtungen senkrecht zur optischen Achse getrennt voneinander betrachten. Entsprechend Gl. (3.29) ergibt sich die Feldverteilung $A(y)$ in Abhängigkeit der Bildebenen-Koordinate y zu

$$A(y) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{h}(\eta, y) \alpha(\eta) d\eta. \quad (5.9)$$

Dabei stellt $\alpha(\eta)$ die Feldverteilung in der Objektebene dar und $\tilde{h}(\eta, y)$ entspricht der Antwort des Systems auf eine Punktlichtquelle am Ort η in der Beobachtungsebene mit räumlicher Koordinate y . Für den aberrationsfreien Fall resultiert die Punktantwort $\tilde{h}(\eta, y)$ aus der sphärischen Welle mit Radius d , die ausgehend von der Austrittspupille $P(y_p)$ am Bildpunkt y konvergiert.⁸¹

$$\tilde{h}(\eta, y) = \sqrt{\frac{|m_T|}{\lambda_0^2 d^2}} \int_{-\infty}^{\infty} P(y_p) \exp\left\{-i \frac{k}{d} (y - m_i \eta) y_p\right\} dy_p \quad (5.10)$$

Ist die Austrittspupille unendlich ausgedehnt, so erzeugt die Punktlichtquelle $\delta(\eta)$ eine exakte Abbildung am Ort $y = m_i \eta$ in der Bildebene. Dieses Ergebnis entspricht den Folgerungen der geometrischen Optik, die ein exaktes Abbild $\alpha_g(y) = |m_i|^{-1/2} \alpha(y/m_T)$ der Beobachtungsebene mit transversalem Abbildungsmaßstab m_i voraussagt. Mit $\tilde{h}(\eta, y) = -|m_i|^{1/2} \cdot h(y + m_i \eta)$ lässt sich Gl. (5.9) in Form einer Faltung ausdrücken.

$$A(y) = h(y) \otimes \alpha_g(y) \quad (5.11)$$

Aus der Amplitudenverteilung lässt sich wiederum die Intensität als eigentliche Messgröße aus dem zeitlichen Mittel $\langle A(y) A^*(y) \rangle_t$ ableiten. Die Anwendung des Faltungstheorems der Fourier-Transformation auf Gl. (5.11) führt zu

$$\hat{A}(v_y) = \hat{h}(v_y) \hat{\alpha}_g(v_y). \quad (5.12)$$

Während $\hat{A}(v_y)$ und $\hat{\alpha}_g(v_y)$ den spektralen Inhalt der Felder in Objekt- und Bildebene repräsentieren, stellt $\hat{h}(v_y)$ die kohärente Übertragungsfunktion dar. Berücksichtigt man, dass Gl. (5.10) selbst eine Fourier-Transformation darstellt, so ist

$$\hat{h}(v_y) = P(\lambda_0 d v_y). \quad (5.13)$$

Die Pupillenfunktion ist im aberrationsfreien Fall rein reell und in ihrem Verlauf identisch zur Austrittspupille des Anamorphoten.

$$P(y_p) = \begin{cases} 1 & |y_p| \leq R_y \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (5.14)$$

Somit gibt $\hat{h}(v_y)$ nur Frequenzen wieder, die im Bereich $\lambda_0 d v_y \leq R_y$ liegen. Da die Ausdehnung der Austrittspupille zusammen mit dem Krümmungsradius der Wellenfront d die numerische Apertur definiert, ergibt sich die kürzeste Wellenlänge, bis zu der das System Strukturen überträgt, zu

$$r_y = \lambda_0 / NA_y. \quad (5.15)$$

Die Grenzwellenlänge oder laterale Auflösung, bezogen auf die Bildebene, liegt mit $NA'_y = 0,03$ bei $26,7 \mu\text{m}$ und entspricht somit erwartungsgemäß der Ausdehnung der Speckle (vgl. Kapitel 4.4). Da sie zudem weit oberhalb der Nyquist-Frequenz des Sensors liegt, ist dessen MTF (vgl. Kapitel 4.3.3.2) zu vernachlässigen. Bei einem Abbildungsmaßstab von $m_T = 2,5$ sollten demnach Strukturen der Probe mit einer Periode von $10,7 \mu\text{m}$ zu erfassen sein. Die experimentell bestimmte laterale Auflösung liegt gemäß Abb. 5-5 bei einer Raumfrequenz von $v_y \approx 70 \text{ mm}^{-1}$ und ist mit dem entsprechenden Wert von $r'_y \approx 14,3 \mu\text{m}$ jedoch ein viertel geringer als, für den aberrationsfreien Fall, theoretisch erwartet.

Im Fall von Aberrationen ist die Pupillenfunktion nicht mehr rein reell. Stattdessen gehen die Abweichungen $W(y)$ der Wellenfront von ihrer idealen Form als komplexe Phase in die verallgemeinerte Pupillenfunktion des Systems ein⁸¹ und Gl. (5.13) ist zu ersetzen durch

$$\hat{h}(v_y) = P(\lambda_0 d v_y) \exp\{ik W(\lambda_0 d v_y)\}. \quad (5.16)$$

Aus Gl. (5.16) ist ersichtlich, dass sich die Grenzwellenlänge des Systems nicht ändert. Die Aberrationen führen jedoch zu frequenzabhängigen Störungen der Phase und beeinflussen somit die Übertragung des Rillenprofils, das zur Bestimmung der lateralen Auflösung verwendet wurde. Bereits die Abweichung der Probe von der exakten Bildebene führt zu Defokussierung und damit zu einem parabelförmigen Verlauf von $W(y)$. Insbesondere bei hohen Frequenzen treten dadurch starke Abbildungsfehler auf, die die interferometrische Messung beeinflussen. Die Strukturtiefe nimmt in diesen Fällen bereits ab, obwohl die Grenzwellenlänge des Systems noch nicht erreicht ist. Ebenso führt die diskrete Abtastung dazu, dass sich bei der Bestimmung der Strukturtiefe der Einfluss durch Kanten weiter erhöht. Dies bedeutet, dass einzelne Messergebnisse zwar noch die richtige Strukturtiefe wiedergeben, der Einfluss benachbarter Werte bei der Histogramm basierten Auswertung jedoch zunimmt. Beide Effekte führen zur kontinuierlichen Abnahme der Strukturtiefe im unteren Teil von Abb. 5-5, die nicht den theoretisch erwarteten abrupten Übergang von eins auf null aufweist, den die Gleichungen (5.13) und (5.14) erwarten lassen.

Der Verlauf der normierten Strukturtiefe aus Abb. 5-5, der für ein konventionelles WLI bestimmt wurde, weist eine schnellere Abnahme mit steigender Raumfrequenz auf. Auf Grund der eingesetzten Optik, bei der es sich um ein korrigiertes Objektiv handelt, ist dies zu erwarten,

da mit geringeren Aberrationen zu rechnen ist, als im Fall der anamorphotischen Abbildung, die unkorrigierte plan-konvexe Zylinderlinsen verwendet. Die imaginären Anteile der Übertragungsfunktion sind dadurch wesentlich geringer und die Übertragung des Rillenprofils erfolgt auch bei hohen Frequenzen mit geringeren Störungen.

Es ist zu beachten, dass trotz inkohärenter Beleuchtung, die bei konventionellen WLI eingesetzt wird, die kohärente Übertragungsfunktion gemäß Gl. (5.16) Gültigkeit besitzt. Dies liegt an den Eigenschaften von Projektions- und Abbildungsoptik, die in Kapitel 4.3.1.1 diskutiert wurden. Diese sind so zu wählen, dass die Punktantworten $\tilde{h}(\eta, \gamma)$ einzelner Punktlichtquellen innerhalb ihres Ausdehnungsbereichs kohärent, auf Basis ihrer komplexen Feldamplitude überlagern. Ohne diese Voraussetzung würden sich keine Speckle in der Ebene des Sensors ausbilden und Interferenzen zwischen Proben- und Referenzarm wären nicht zu beobachten. Den direkten Vergleich zwischen kohärenter und inkohärenter Übertragungsfunktion bei rechteckiger Apertur zeigt Abb. 5-6.

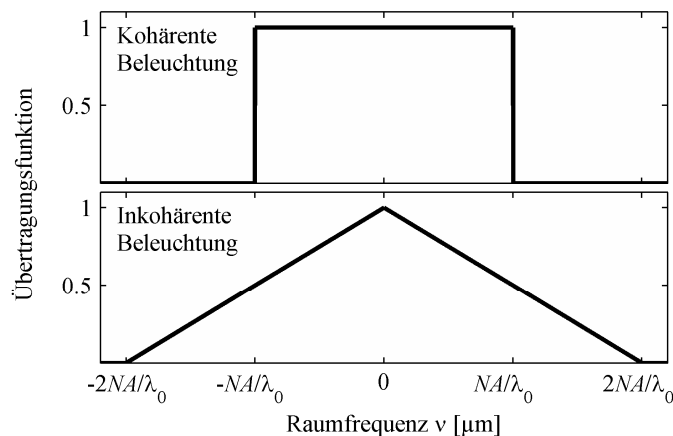


Abb. 5-6: Übertragungsfunktion für kohärente und inkohärente Beleuchtung. Die rechteckige Apertur besitzt den Öffnungswinkel $NA = R/d$. Dabei stellt d den Abstand zur Objektebene dar und R die halbe Ausdehnung der Pupille. Für Anwendungen in der Interferometrie ist stets die kohärente Übertragungsfunktion zu berücksichtigen.

5.3 Linearität der Distanzmessung

Die Funktionsweise der SPS-WLI basiert auf der Überlagerung von Wellenfronten aus Proben- und Referenzarm. Sofern es sich um ebene Wellen handelt, besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Lage des Kohärenzmaximums in der Beobachtungsebene und der longitudinalen Position der Probe. Die Krümmung der Wellenfront hängt jedoch von der Position der Probe selbst und von Aberrationen der Optik ab. Im Falle sphärischer Aberrationen lassen sich in

paraxialer Näherung Abweichungen der Wellenfront von der ebenen Welle gemäß D. Malacara et al.²¹ durch

$$W(x) = Ax^4 + Dx^2 \quad (5.17)$$

ausdrücken. Der Faktor A charakterisiert die Stärke der sphärischen Aberration, die unabhängig von der Position der Probe eine Abweichung der Wellenfront verursacht, die mit der vierten Potenz mit zunehmendem Abstand x zur optischen Achse anwächst. Der zweite Term berücksichtigt die Auswirkung der Defokussierung. Der Krümmungsradius R der Wellenfront hängt vom Abstand d der Probe zur Bildebene des Sensors ab und beeinflusst darüber den zugehörigen Parameter D .

$$D = \frac{1}{2R} \approx \frac{d}{2f_{MO}^2} \quad (5.18)$$

Für den gesamten Bereich von $\Delta z \approx 85 \mu\text{m}$, der auf Grund der Konfiguration des Interferometers erfasst werden kann, ergibt sich mit der Brennweite des Mikroskopobjektivs $f_{MO} = 80 \text{ mm}$ der Parameter zu $D \leq 3,3 \cdot 10^{-9}$. Bei einer Breite des Kamera-Chips von 8 mm folgt demnach im Falle idealer Justage des Systems und ohne Berücksichtigung sphärischer Aberrationen, Abweichungen der Wellenfront $W(x)$ von weniger als 60 nm , die sich als systematischer Fehler der Distanzmessung überlagern.

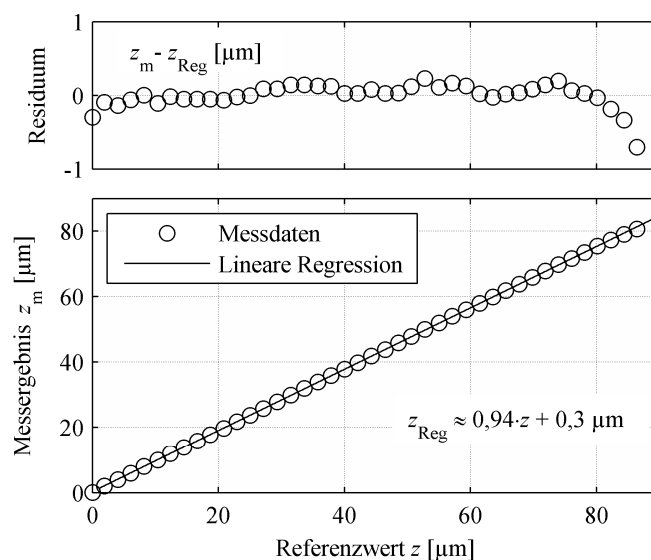


Abb. 5-7: Distanzmessung über 85 nm . Vergleichswerte eines SIOS Laser-Interferometers dienen als Referenz.

Um die Linearität des Interferometers experimentell zu prüfen, wurde eine Messung über den gesamten Bereich Δz durchgeführt. Die longitudinale Positionsänderung der Probe zwischen

den Messungen betrug dabei $1\ \mu\text{m}$ und die Belichtungszeit $25\ \text{ms}$. Entsprechend Kapitel 5.1 ist die Einzelmessung mit einem Fehler von $258\ \text{nm}$ behaftet. Als Referenz wurde ein Laser-Interferometer der Firma SIOS verwendet. Sind die Abstände zur Probe gering, so lassen sich damit Genauigkeiten erzielen, die mit ca. $5\ \text{nm}$ weit unter der des SPS-WLI liegen. Im unteren Graphen der Abb. 5-7 sind die Ergebnisse des SPS-WLI über den Werten des SIOS Laser-Interferometers aufgetragen. Die Abweichung der Regressionsgeraden von einer Winkelhalbierenden ist darauf zurückzuführen, dass einzelne Parameter, die in die Berechnung der Distanz einfließen, fehlerbehaftet sind. Entsprechend des oberen Teils der Abbildung liegen die Residuen der Regression im Bereich der longitudinalen Auflösung des Interferometers. Die Lage des Kohärenzmaximums ändert sich demzufolge linear mit dem Abstand zur Probe, und eine Kalibrierung des Systems ist somit über die Parameter der linearen Regression möglich.

5.4 Schlussfolgerung

Während die in Kapitel 5.2 diskutierten Abweichungen der lateralen Auflösung von ihren theoretischen Werten auf Aberrationen der Anamorphoten zurückzuführen sind, ist die longitudinale Auflösung des Systems vor allem durch die inhomogene Intensitätsverteilung und die variierende Sensitivität des Sensors entlang des Strahlquerschnittes beschränkt. Im folgenden Kapitel wird gezeigt, dass sich die durch Speckle verursachte granulare Verteilung der Intensität in der Ebene des Sensors zusätzlich auf die longitudinale Auflösung auswirkt. Da die Statistik des Speckle-Feldes mit der Projektionsoptik des Systems in Zusammenhang steht, resultiert aus einer Steigerung der lateralen Auflösung r_x eine erhöhte longitudinale Messgenauigkeit bei diffus streuenden Proben.

6 Korreliertes Rauschen durch Speckle

WLI ist weder auf vollständige räumliche Kohärenz bei der Beleuchtung der Probe angewiesen, noch auf strikt monochromatische Lichtquellen. Dies führt häufig zu der Annahme, dass sich Speckle als typisches Artefakt der kohärenten Optik nur gering auf die WLI auswirken oder gar vollständig zu vermeiden sind. Bei dieser Argumentation wird jedoch übersehen, dass sich das Interferogramm, als zu detektierende Größe, nur auf Grund der kohärenten Überlagerung von Proben- und Referenzstrahl ausbildet. Der dazu notwendige Grad an Kohärenz, der entsprechend der Erläuterungen aus Kapitel 4.3.1.1 auf Grund der Anordnung von Projektions- und Beleuchtungsoptik herrscht, ist jedoch bei diffus streuenden Objekten auch unweigerlich mit der Ausbildung von Speckle verbunden.⁹⁹ In diesem Fall beinhaltet die Phase des Speckle-Feldes die Information über den optischen Weg des Probenstrahls. Speckle sind deshalb nicht als störende Überlagerung zu betrachten, sondern vielmehr als das eigentliche Signal der Messung. Neben der Interferometrie ist dies auch in vielen anderen Anwendungsbereichen schmalbandiger Detektionssysteme der Fall. Diese reichen von der optischen Kohärenz-Tomographie,^{55, 100} die sehr eng mit der WLI verbunden ist, über Radar und Ultraschall bis hin zur Radioastronomie. Gemäß den Ausführungen in Kapitel 3.2 handelt es sich bei Speckle jedoch um eine Erscheinung, die keinen deterministischen Zusammenhang zum streuenden Medium aufweist und deshalb nur mittels statistischer Methoden zu beschreiben ist. Ihr Auftreten ist stets mit einer gewissen Zufälligkeit verbunden und die enthaltene Information mit einer entsprechenden Varianz.

Sowohl auf dem Gebiet der WLI als auch innerhalb der optischen Kohärenztomographie haben die Untersuchungen der letzten Jahre gezeigt, dass sich durch das Verständnis der Rauschquellen die Genauigkeit steigern lässt. Daraus resultierende Verbesserungen am System und an der Signalverarbeitung haben dazu geführt, dass sich beide Techniken etablieren konnten. Die bisherigen Untersuchungen verschiedener Gruppen decken Einflüsse ab, die von mechanischen Fehlern beim Phasenschieben⁶⁰ bis hin zu optischen Effekten reichen, die durch Beugung⁹⁶ oder Dispersion^{72, 73} auftreten. Ebenso zeigen theoretische Überlegungen die Grenzen auf, die sich auf Grund der unterschiedlichen Störeinflüsse für die jeweiligen Systeme ergeben. Die Arbeiten von M. Fleischer, R. Windecker und H. J. Tiziani²⁵ konzentrieren sich dabei auf den Einfluss unkorrelierten Intensitätsrauschens σ_I . Ihre Ergebnisse, die bereits in Kapitel 5.1 Anwendung fanden, verknüpfen die zu erreichende Genauigkeit der Distanzmessung σ_z eines WLI mit der Qualität der Messung in Form des SNR σ_I/B , mit $B = 2\sqrt{I_1 I_2}$, und den Parametern des Systems, die sowohl die Abtastweite s des Signals als auch Wellenlänge λ_0 und Kohärenzlänge l_c berücksichtigen.

$$\sigma_z = \frac{\sigma_I}{4B} \left(\frac{2}{\pi \ln 2} \right)^{1/4} \sqrt{s \lambda_0 I_c} \quad (6.1)$$

Im Gegensatz zu signaltheoretischen Betrachtungen haben die Überlegungen von P. Pavlicek und J. Soubusta¹⁰¹ ihren Ursprung in der statistischen Optik und rühren somit von einer weit physikalischeren Sichtweise her. Ihren Ergebnissen zufolge, stellt das Auftreten von Speckle die fundamentale Begrenzung für die Genauigkeit der WLI dar. Ihr wesentlicher Ansatz basiert auf der Varianz, die die Steigung der Phase θ in Abhängigkeit von der Wellenzahl k eines Speckle-Feldes besitzt.

$$\left\langle \left| \frac{\partial \theta}{\partial k} \right|^2 \right\rangle = 2 \cdot \frac{\langle I \rangle}{I} \sigma_h^2 \quad (6.2)$$

Die Varianz der Steigung steht entsprechend Gl. (6.2) direkt mit der Varianz der Profilhöhe σ_h^2 , d.h. mit der Oberflächenrauhigkeit in Zusammenhang. Für Speckle, deren Intensität I im Vergleich zur mittleren Intensität $\langle I \rangle$ gering ist, besitzt $\partial \theta / \partial k$ eine weit höhere Varianz. Entsprechend der Erläuterungen in Kapitel 4.1.2.1 gibt die Steigung der Phase direkt die Lage der Kohärenzfunktion und damit den Relativabstand zur Oberfläche wieder. Aus Gl. (6.2) folgt deshalb der statistische Fehler der Distanzmessung zu

$$\sigma_{z,\theta} = \sqrt{\frac{\langle I \rangle}{2 \cdot I}} \cdot \sigma_h. \quad (6.3)$$

Demzufolge ist die longitudinale Auflösung im Falle vollständig ausgebildeter Speckle-Felder* lediglich durch die Rauigkeit der Oberfläche beschränkt und hängt überraschender Weise weder von Wellen- und Kohärenzlänge noch von der Apertur des Systems ab.⁹⁹ Dies ist insofern verständlich, als dass das Ergebnis auf der Statistik erster Ordnung von Speckle-Feldern basiert. Kommt die Statistik zweiter Ordnung auf Grund von Änderungen des Speckle-Feldes während der Messung ins Spiel, so beeinflussen auch die optischen Parameter des Interferometers seine Genauigkeit.

Ziel der nächsten Abschnitte ist es, die Zusammenhänge zwischen der räumlichen Ausdehnung der Speckle und der longitudinalen Auflösung der WLI zu bestimmen. Während Gl. (6.1) nur für den Fall von weißem Rauschen abgeleitet wurde, lassen sich die Ergebnisse dieses Kapitels allgemein auf Störquellen anwenden, die sich als multiplikatives, korreliertes Intensitätsrauschen auf Interferogramme auswirken. Sie liefern damit das Handwerkszeug, um WLI

* Damit sich Speckle-Felder vollständig ausbilden, müssen die Phasen der einzelnen Elementarstreuer, deren Wellenzüge in der Beobachtungsebene kohärent überlagern, gleichverteilt sein (vgl. Kapitel 3.2). Liegt beispielsweise die Rauigkeit der Oberfläche unterhalb einer viertel Wellenlänge, so schwankt die Phase der Elementarstreuer nur gering. Speckle können sich in diesem Fall nicht vollständig ausbilden und das entstehende Interferenzmuster besitzt einen geringeren Kontrast.

sowohl auf Seiten der Signalverarbeitung als auch hinsichtlich des optischen Aufbaus an die Messaufgabe anzupassen.

6.1 Speckle in der Weißlicht-Interferometrie

Aus den unterschiedlichen Konfigurationen, die innerhalb der WLI existieren, ergeben sich ebensoviele unterschiedliche Charakteristiken hinsichtlich der statistischen Eigenschaften der Speckle-Felder. Das bereits in Kapitel 2.3 eingeführte Michelson-Interferometer stellt dabei die am häufigsten verwendete Konfiguration phasenschiebender Interferometer dar. Der optische Gangunterschied wird durch die Bewegung von Referenz oder Probe geändert. Im zeitlichen Intensitätsverlauf bilden sich entsprechende Interferogramme aus, deren Kohärenzmaximum zu detektieren ist (vgl. Kapitel 4.1).

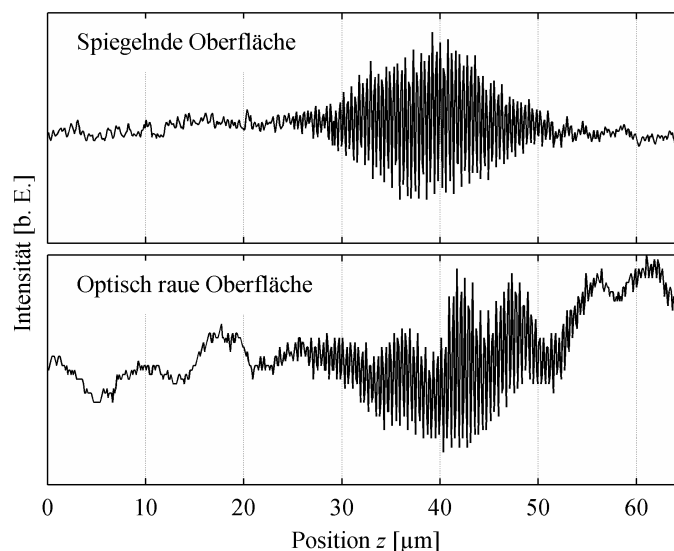


Abb. 6-1: Signale eines SPS-WLI bei unterschiedlichen Oberflächen der Proben. Das Interferogramm des unteren Graphen, das von der Messung einer rauhen, metallischen Oberfläche mit $R_q = 0,45 \mu\text{m}$ stammt, weicht weit stärker vom idealen Verlauf ab, als es bei Messungen spiegelnder Oberflächen der Fall ist.

Der Unterschied zwischen beiden Methoden liegt sowohl im Bereich, den das Interferometer abdeckt, als auch in den Eigenschaften des Speckle-Feldes. Während bei einer bewegten Referenz nur Distanzen zur Probe erfasst werden können, die innerhalb der Tiefenschärfe der verwendeten Abbildungsoptik liegen, liefert diese Konfiguration ein stationäres Speckle-Feld,

das sich während der gesamten Messung nicht ändert.* Im Gegensatz dazu decken Interferometer, bei denen die Probe longitudinal bewegt wird, einen unbegrenzten Messbereich ab. Das Speckle-Feld bleibt jedoch auf Grund seiner begrenzten longitudinalen Ausdehnung nicht konstant, sondern ändert sich sowohl hinsichtlich seiner Intensität als auch seiner optischen Phase mit der Bewegung der Probe.

Auch in der SPS-WLI ist das Interferogramm in der Ebene des Sensors durch die endliche transversale Ausdehnung der Speckle moduliert. Dies verdeutlicht der Vergleich zweier Interferogramme, die jeweils durch Messung einer spiegelnden bzw. einer rauen, metallischen Oberfläche aufgenommen wurden. Im Gegensatz zum nahezu idealen Signalverlauf im oberen Teil der Abb. 6-1 sind die Auswirkungen von Intensitätsschwankungen durch Speckle im unteren Graphen deutlich zu erkennen.

Die Stärke des Effekts ist von der Ausdehnung der Speckle selbst, also von ihrer Statistik zweiter Ordnung abhängig. Ausgehend von Gl. (3.30) wurde in Kapitel 4.3.2.3 die Speckle-Größe δ_x in der SPS-WLI bestimmt.

$$\delta_x \approx \frac{2f_{MO}}{k_0\sigma_L} \quad (6.4)$$

Während f_{MO} die Brennweite des Objektivs repräsentiert, gibt σ_L die Breite des Streifens wieder, mit der die Probe beleuchtet wird. Der Faktor $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ entspricht der mittleren Wellenzahl bei der Schwerpunktswellenlänge λ_0 der verwendeten Lichtquelle. Zwar sind diese Ergebnisse exakt nur für den Fall strikt monochromatischer und vollständig polarisierter Beleuchtung gültig, jedoch liegen die in der WLI verwendeten Bandbreiten immer noch in einem Bereich, der schmal genug ist, um davon auszugehen, dass sich die abgeleiteten statistischen Eigenschaften in Abhängigkeit von der betrachteten Frequenz nur geringfügig ändern und die entsprechenden Speckle-Felder ein hohes Maß an Korrelation aufweisen. Wären im Gegensatz dazu die Speckle-Felder für unterschiedliche Frequenzen vollständig dekorreliert, so könnten sich keine typischen Interferogramme ausbilden und die Distanzmessung mittels WLI wäre nicht möglich. An dieser Stelle sei auf die Arbeiten von N. George und A. Jain verwiesen,⁴² die sich mit der Reduktion von Speckle auf Basis breitbandiger Beleuchtung befassen haben.

Analog zur Bestimmung von δ_x für die anamorphotische Optik des SPS-WLI, lässt sich aus Gl. (3.30) die Größe der Speckle bestimmen, die sich auf Grund der abbildenden Eigenschaften konventioneller WLI ergeben. Für die üblicherweise runden Apertur ergibt sich ihre transversale Ausdehnung zu

$$\delta_t = 0,61 \frac{\lambda_0}{NA'} \quad (6.5)$$

* Stattdessen ändert sich durch die Bewegung der Referenz häufig die Intensität. Dieses korrelierte Rauschen ist jedoch weit geringer, als das im Folgenden betrachtete Speckle-Rauschen.

und ist damit identisch zur Punktantwort der Abbildungsoptik. Eine entsprechende Vorgehensweise führt zur longitudinalen Ausdehnung δ_l . Die Ergebnisse von L. Leushacke und M. Kirchner¹⁰² zeigen, dass über die bildseitige Apertur NA' zwischen beiden Größen erwartungsgemäß ein enger Zusammenhang besteht.

$$\delta_l = 2 \frac{\lambda_0}{NA'^2} \quad (6.6)$$

Häufig ist es entscheidender, die subjektive Größe der Speckle statt in der Bildebene, in der Ebene der Probe zu kennen. Werden die Ergebnisse über den transversalen und longitudinalen Abbildungsmaßstab, m_l bzw. $m_l = m_t^2$, in die Objektebene transformiert, so ergeben sich zu den Gleichungen (6.5) und (6.6) identische Ausdrücke, in die entsprechend die objektseitige Apertur $NA = m_l \cdot NA'$ eingeht.

6.2 Einschränkung der longitudinalen Auflösung

Um das korrelierte Rauschen durch Schwankungen von Intensität und Phase eines Specklefeldes als Einfluss auf die longitudinale Auflösung der WLI berücksichtigen zu können, wird der komplexe Reflexionskoeffizient $\tilde{r}(\tau)$ bzw. $r(z)$ der Probe eingeführt. Dieser ist jeweils als Funktion des Laufzeitunterschiedes τ im Interferometer oder als Funktion von z anzusehen. Sind die auf Referenz und Probe einfallenden stationären elektrischen Felder mit $E(t) = A(t) \exp\{-2\pi i v_0 t\}$ identisch, so lässt sich die Intensität am Interferometer-Ausgang analog zu Kapitel 4.1.1 bestimmen.

$$\begin{aligned} \tilde{I}_E(\tau) &= \left\langle |E(t) + \tilde{r}(\tau) E(t+\tau)|^2 \right\rangle \\ &= \left\langle |E(t)|^2 \right\rangle + \left\langle |\tilde{r}(\tau)|^2 \right\rangle \left\langle |E(t+\tau)|^2 \right\rangle \\ &\quad + \left[\left\langle \tilde{r}^*(\tau) \right\rangle \left\langle E(t) E^*(t+\tau) \right\rangle + \left\langle \tilde{r}(\tau) \right\rangle \left\langle E^*(t) E(t+\tau) \right\rangle \right] \\ &= \left(1 + \left\langle |\tilde{r}(\tau)|^2 \right\rangle \right) \cdot \left\langle |E(t)|^2 \right\rangle + 2 \operatorname{Re} \left\{ \left\langle \tilde{r}(\tau) \right\rangle \left\langle E^*(t) E(t+\tau) \right\rangle \right\} \end{aligned} \quad (6.7)$$

Für das stationäre elektrische Feld lässt sich der Zeiter sprung beliebig verschieben. Der Terme in eckigen Klammern ergeben sich somit jeweils zum Produkt aus dem Realteil des komplexen Reflexionskoeffizienten und der Korrelationsfunktion $\Gamma(\tau) = \left\langle E(t) E^*(t+\tau) \right\rangle$. Mit Hilfe des normierten Korrelationskoeffizienten γ und durch den Wechsel vom Laufzeitunterschied τ zum optischen Gangunterschied $z - z_0$ lässt sich Gl. (6.7) zu

$$I_E(z) = I \cdot \left(1 + |r(z)|^2 \right) + 2I \cdot \operatorname{Re} \left\{ r(z) \gamma(z - z_0) \right\} \quad (6.8)$$

umformen. Die explizite Abhängigkeit der Felder und des Reflexionskoeffizienten von einer räumlichen Koordinate wird in Gl. (6.8) und bereits in Gl. (6.7) auf Grund ihrer stationären und ergodischen Eigenschaften vernachlässigt. Der Korrelationskoeffizient

$$\gamma(z) = |\gamma(z)| \exp\{ik_0 z\} \quad (6.9)$$

bildet gemäß des Wiener-Khintchine Theorems^{56, 57} mit dem Spektrum der Lichtquelle $S(k)$ ein Fourier-Transformations-Paar (vgl. Kapitel 4.1.2). Der Verlauf von $|\gamma(z)|$ ist damit identisch zur Fourier-Transformation des Spektrums $S(k)$, das die mittlere Wellenzahl $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ besitzt.

Für optische glatte Oberflächen entspricht $r(z)$ dem Fresnelschen Reflexionskoeffizienten, der unabhängig von z ist und damit auch bei sich ändernder Position der Probe konstant bleibt. Im Gegensatz dazu führt das Auftreten von Speckle bei diffusen Streuern zu einem Reflexionskoeffizienten, der stark von z und somit von der Position der Probe abhängt. In diesem Fall lässt sich $r(z)$ mit der komplexen Amplitude der elektrischen Feldstärke eines Speckle-Musters assoziieren. In Folge besitzt $r(z)$ die zugehörigen statistischen Eigenschaften, die in den vorangegangenen Kapiteln diskutiert wurden. Die Auswirkungen auf die Interferogramme, die sich auf Grund der sich ändernden Phase und Intensität des Speckle-Feldes ergeben, wurden bereits anhand Abb. 6-1 verdeutlicht. Im Vergleich zum deutlichen Kontrastmaximum bei spiegelnder Oberfläche, ist die Kohärenzfunktion und damit verbunden auch der Korrelationskoeffizient $\gamma(z - z_0)$ durch Speckle-Rauschen deutlich beeinflusst.

Die analytische Ableitung des Einflusses, den Speckle-Rauschen auf die Genauigkeit der interferometrischen Distanzmessung hat, wird durch die räumliche Korrelation des Speckle-Feldes erschwert. Mit Hilfe von Simulationen lassen sich jedoch die zugrundeliegenden Zusammenhänge bestimmen (vgl. Kapitel 6.4). Dazu werden statistisch unabhängige Speckle-Felder numerisch generiert und mit einer virtuellen Referenzwellenfront überlagert. Über die Verarbeitung der resultierenden Interferogramme mit Hilfe der bereits eingeführten Algorithmen (vgl. Kapitel 4.1.2), lässt sich die longitudinale Auflösung in Abhängigkeit unterschiedlicher Parameter untersuchen.

Die Schwierigkeiten, die mit der Korrelation des Speckle-Feldes verbunden sind, können jedoch umgangen werden, indem der Intensitätsverlauf $I_E(z)$ im Frequenzraum betrachtet wird. Aus den Erwartungswerten und Varianzen des entsprechenden Signals $\hat{I}(k)$ lässt sich ebenfalls ein analytischer Ausdruck für die Genauigkeit der Distanzmessung finden. Dieses mathematische Modell wird im nächsten Abschnitt entwickelt, gefolgt von Abschnitten zum Vergleich mit simulierten Daten und einer Diskussion zur Verfügung stehender experimentelle Ergebnisse.

6.3 Mathematisches Modell

Um die analytische Betrachtung möglichst einfach zu halten, wird die Intensität I aus Gl. (6.8) auf eins normiert. Dadurch ist der Reflexionskoeffizient identisch zur komplexen Feldamplitude A im Falle von Speckle. Außerdem wird der erste Term in Gl. (6.8) vernachlässigt. Sein zugehöriges Spektrum liegt meist im langwelligen Bereich und ist damit durch einfache Bandpass-Filter innerhalb der Signalverarbeitungskette von den hochfrequenten Anteilen des Interferogramms zu trennen. Als weitere Annahme wird davon ausgegangen, dass die Phase ϕ des komplexen Reflexionskoeffizienten bzw. des Speckle-Feldes unabhängig von der Wellenzahl k des polychromatischen Feldes ist. In diesem Fall lässt sich leicht zeigen, dass weder Verlauf noch Position von $|\gamma(z)|$ durch ϕ beeinflusst werden und sich die Phase des Feldes daher auch nicht auf die Distanzmessung auswirkt. Zu diesem Schluss führt auch die Betrachtung der in Kapitel 4.1.2 beschriebenen Signalverarbeitung. Obwohl die Phase ϕ zwar auf das Spektrum von $I_E(z)$ und damit auf $\hat{I}(k) = |\hat{I}(k)| \exp\{i\theta(k)\}$ Einfluss hat, ändert sie aufgrund ihrer Frequenzunabhängigkeit nicht die Steigung der Phase $\partial\theta/\partial k$, die gemäß den Erläuterungen zum FDA-Algorithmus in Kapitel 4.1.2.1 die Position z_0 des Kohärenzmaximums wiedergibt. Daher lässt sich die optische Phase ϕ ohne Einschränkung der Allgemeinheit zu null setzen. In den weiteren Ableitungen ist dementsprechend lediglich der Betrag des komplexen Reflexionskoeffizienten $R(z) = |r(z)|$ zu berücksichtigen. Um trotz der hohen Korrelation, die Speckle-Felder unterschiedlicher Wellenzahl k innerhalb der Weißlicht-Interferometrie aufweisen, eine verbleibende Frequenzabhängigkeit berücksichtigen zu können, lassen sich die folgenden Ergebnisse durch die Arbeiten von P. Pavlicek und J. Soubusta¹⁰¹ in Form von Gl. (6.2) ergänzen.

6.3.1 Speckle-Rauschen in der WLI

Mit Hilfe der vereinfachenden Annahmen des vorherigen Abschnitts kann die Fourier-Transformation $\hat{I}(k)$ des Interferogramms in Form einer Faltung der Spektraldichte $S(k)$ der Quelle und $G_R(k)$ ausgedrückt werden. $G_R(k)$ repräsentiert dabei das Spektrum der Reflektivität $R(z)$.

$$\hat{I}(k) = G_R(k) \otimes S(k) \exp\{i\Theta(k)\} \quad (6.10)$$

Ist die Reflektivität während der Messung konstant, so entspricht $G_R(k)$ einer um null zentrierten Delta-Funktion $\delta(k)$. Die Steigung der Phase $\partial\theta/\partial k = \partial\Theta/\partial k$ ist damit direkt proportional zur Position des Kohärenzmaximums z_0 (vgl. Kapitel 4.1.2.1). Unter den Einflüssen von Dispersion, Rauschen oder Speckle weist $G_R(k)$ stattdessen Eigenschaften auf, die sich auf das Signal im Frequenzraum auswirken. Die sich ergebende Varianz der Phase $\theta(k)$ hat wiederum eine Varianz bei der Bestimmung der Steigung $\partial\theta/\partial k$ zur Folge und führt somit zur Einschränkung der longitudinalen Auflösung in der WLI.

Um den Einfluss von $G_R(k)$ auf $\hat{I}(k)$ zu quantifizieren, sind die zugehörigen statistischen Eigenschaften der Reflektivität zu bestimmen. Im Falle von Speckle ist $R(z)$ rayleighverteilt, da sowohl Real- als auch Imaginärteil der Feldamplitude unabhängigen Gauß-Verteilungen folgen (vgl. dazu Kapitel 3.2.1 und Anhang A.3). Das Betragsquadrat $|R(z)|^2$ entspricht der Intensität des Speckle-Feldes und folgt damit einer Exponentialverteilung (siehe Anhang A.5).

Auf Grund des Wiener-Khintchine Theorems^{56, 57} bildet die Spektraldichte $|G_R(k)|^2$ der betrachteten stationären Felder mit der Autokorrelationsfunktion von $\langle R(z_1)R(z_2) \rangle$ ein Fourier-Transformations-Paar. Aus den Beziehungen, die die gemischten Momente $\langle R_1^\nu R_2^\eta \rangle$ rayleighverteilter Zufallsvariablen zueinander aufweisen,¹⁰³ lassen sich für $\nu = \mu = 2$ Aussagen über den Verlauf der Autokorrelation von R selbst, also für das gemischte Moment mit $\nu = \mu = 1$, treffen. Weist $\langle R_1^2 R_2^2 \rangle = \langle I_1 I_2 \rangle$ einen gaußförmigen Verlauf auf, oder lässt sich das tatsächliche Verhalten der Autokorrelation beispielsweise bei runden Aperturen darüber annähern, so gilt auf Grund der bisher verwendeten Definition der Speckle-Größe, die im Folgenden allgemein mit δ_r bezeichnet werden soll

$$\langle I_1 I_2 \rangle = \langle I \rangle^2 \left[1 + \exp \left\{ -\frac{2}{\delta_r^2} (z_1 - z_2)^2 \right\} \right]. \quad (6.11)$$

Die Autokorrelation der Reflektivität ergibt sich nach D. Middleton¹⁰³ aus der konvergenten Reihenentwicklung der Gauß'schen hypergeometrischen Funktion, die dem Zusammenhang der gemischten Momente zugrunde liegt, zu

$$\langle R_1 R_2 \rangle = \frac{\langle I \rangle \pi}{4} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{(-1/2)_n}{n!} \exp \left\{ -\frac{n}{\delta_r^2} (z_1 - z_2)^2 \right\} \right]^2. \quad (6.12)$$

Der Ausdruck $(x)_n = x(x+1)\dots(x+n-1)$ entspricht in seiner Notation dem Pochhammer Symbol. Da mit zunehmendem Summationsindex n der Term in eckigen Klammern stark abnimmt, werden Beiträge der Ordnung $n \geq 2$ vernachlässigt. Die Autokorrelationsfunktion ergibt sich damit näherungsweise zu

$$\langle R_1 R_2 \rangle \approx \frac{\langle I \rangle \pi}{4} \left[1 + \frac{1}{4} \exp \left\{ -\frac{2}{\delta_r^2} (z_1 - z_2)^2 \right\} \right]. \quad (6.13)$$

Aus der Fourier-Transformation von Gl. (6.13) folgt die Spektraldichte der Reflektivität.

$$|G_R(k)|^2 = \frac{\langle I \rangle \pi}{4} \left[\delta(k) + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\delta_r}{4} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \delta_r^2 \pi^2 k^2 \right\} \right]. \quad (6.14)$$

Dabei stellt $\delta(k)$ erneut die Delta-Funktion dar und ist nicht mit der Speckle-Größe δ_r zu verwechseln. Aus der Spektraldichte lässt sich das Spektrum selbst ableiten. Da $R(z)$ eine reelle Zufallsvariable repräsentiert, ist die Phase $\varphi(k)$ der spektralen Darstellung gleichverteilt und

besitzt mit $\varphi(k) = -\varphi(-k)$ die Eigenschaft einer ungeraden Funktion. Wird mit σ_r die Ausdehnung der Speckle im Frequenzraum eingeführt, so ergibt sich aus der Substitution $\delta_r^{-1} = \pi\sigma_r$ in Gl. (6.14) das Spektrum von $R(z)$.

$$G_R(k) = \frac{1}{2} \sqrt{\langle I \rangle} \pi \left[\delta(k) + a \exp \left\{ -\frac{k^2}{4\sigma_r^2} + i\varphi(k) \right\} \right] \quad (6.15)$$

Der Faktor

$$a = \left(4\sqrt{2\pi}\sigma_r \right)^{-1/2} \quad (6.16)$$

spiegelt die Leistungsverteilung zwischen dem Gleichanteil $\delta(k)$ und der Komponente wieder, die sich über den Frequenzbereich erstreckt. Da die spektrale Darstellung der Intensität eines Speckle-Feldes für unterschiedliche Frequenzen keine Korrelation aufweist,⁴⁸ ist es naheliegend auch $G_R(k)$ als unkorreliert anzunehmen. Um den Einfluss des Rauschens durch Speckle zu quantifizieren, lässt sich, ohne Einschränkung der Allgemeinheit, $\Theta(k)$ in Gl. (6.10) zu null setzen. In Verbindung mit Gl. (6.15) folgt die spektrale Darstellung des Signals zu

$$\hat{I}(k) = \frac{1}{2} \sqrt{\langle I \rangle} \pi \underbrace{\left[S(k) + a \exp \left\{ -\frac{k^2}{4\sigma_r^2} + i\varphi(k) \right\} \otimes S(k) \right]}_{H(k)}. \quad (6.17)$$

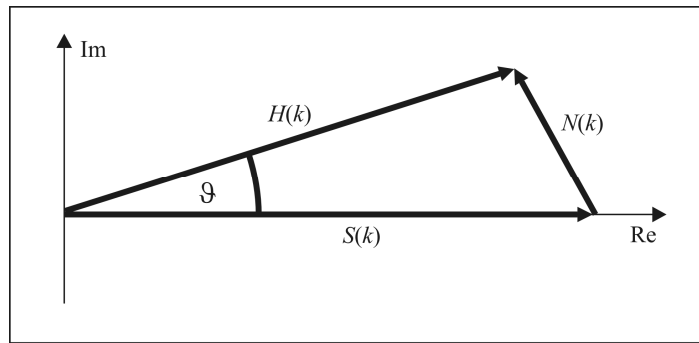


Abb. 6-2: Einfluss des Speckle-Rauschens $N(k)$ auf das ungestörte Signal im Frequenzraum. Die Varianz der Phase ϑ der resultierenden Komponente $H(k)$ führt zu statistischen Fehlern der Distanzmessung.

Während der erste Term in eckigen Klammern das ungestörte Spektrum der Quelle darstellt, lässt sich der zweite Term mit Speckle-Rauschen im Frequenzraum assoziieren, das im Folgenden mit $N(k)$ bezeichnet wird. Entsprechend der Darstellung in Abb. 6-2 weist die Phase ϑ der resultierenden Komponente $H(k) = S(k) + N(k)$, die dem gesamten Term in eckigen Klammern entspricht, auf Grund der Zufallsvariablen $N(k)$ eine Streuung auf, die wesentlich

durch σ_r und damit durch die Ausdehnung der Speckle bestimmt ist. Somit ist auch die Bestimmung der Phasensteigung mit einer Varianz behaftet, die wiederum zu einem statistischen Fehler der Distanzmessung führt.

Unter der Annahme einer Gauß'schen Spektraldichte

$$S(k) = \exp\left\{-\frac{(k-k_0)^2}{2\sigma_0^2}\right\} \quad (6.18)$$

und durch quadratische Ergänzung des Exponenten im Faltungsintegral lässt sich das Speckle-Rauschen $N(k)$ aus Gl. (6.17) ausdrücken als

$$N(k) = a \exp\left\{-\frac{1}{2} \frac{(k-k_0)^2}{2\sigma_r^2 + \sigma_0^2}\right\} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\frac{\kappa^2}{2\sigma^2}\right\} \exp\{i\varphi(c(k)-\kappa)\} d\kappa \quad (6.19)$$

mit

$$\sigma^2 = \frac{2\sigma_r^2\sigma_0^2}{2\sigma_r^2 + \sigma_0^2} \quad (6.20)$$

und

$$c(k) = \frac{2\sigma_r^2}{2\sigma_r^2 + \sigma_0^2} \cdot (k - k_0). \quad (6.21)$$

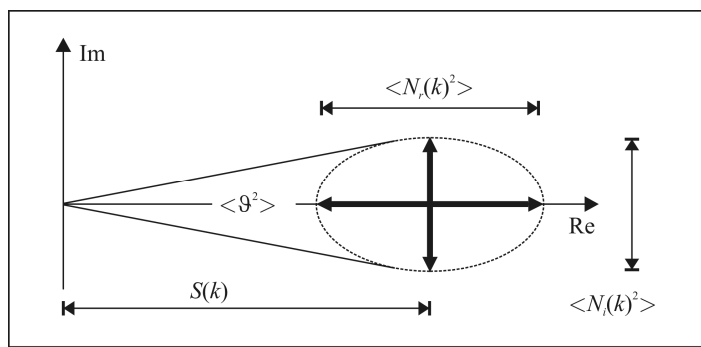


Abb. 6-3: Schematische Darstellung der Varianz der Phase ϑ auf Grund von Speckle-Rauschen $N(k)$.

Auf Grund der Symmetrieeigenschaften von $\varphi(k)$ ergeben sich für die Varianzen des Real- und Imaginärteil von $N(k)$ voneinander abweichende Werte (siehe Anhang C und vgl. Abb. 6-3).

$$\langle N_r(k)^2 \rangle = \sqrt{\pi} \sigma \cdot a^2 \exp \left\{ -\frac{(k-k_0)^2}{2\sigma_r^2 + \sigma_0^2} \right\} \left[1 + \exp \left\{ -\frac{c(k)^2}{\sigma^2} \right\} \right] \quad (6.22)$$

$$\langle N_i(k)^2 \rangle = \sqrt{\pi} \sigma \cdot a^2 \exp \left\{ -\frac{(k-k_0)^2}{2\sigma_r^2 + \sigma_0^2} \right\} \left[1 - \exp \left\{ -\frac{c(k)^2}{\sigma^2} \right\} \right] \quad (6.23)$$

6.3.2 Signal-zu-Rausch Verhältnis durch Speckle

Der Einfluss durch Speckle auf das Signal $\hat{I}(k)$ lässt sich über die Varianz der Phase $\mathcal{G}(k)$ quantifizieren. Entsprechend Abb. 6-3 wird dieser umso größer, je geringer das Verhältnis des ungestörten Signals $S(k)$ zu seiner Störung $N(k)$ ist. Wird $N(k)$ entlang der imaginären Achse durch den Faktor $(1-x)^{-1/2}$ gedehnt und in Richtung des Realteils um $(1+x)^{-1/2}$ gestaucht, so ergibt sich mit

$$x = \exp \left\{ -\frac{c(k)^2}{\sigma^2} \right\} \quad (6.24)$$

die Störung $N'(k)$ durch Speckle gemäß Abb. 6-5 zur zirkular komplexen Zufallsvariable mit Varianz $\langle N'(k)^2 \rangle = \langle N(k)^2 \rangle$.

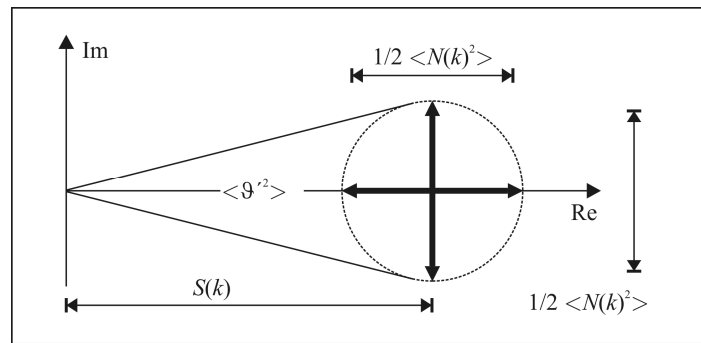


Abb. 6-4: Störung des Signals durch die zirkular komplexe Zufallsvariable $N'(k)$.

Demzufolge ist die gemeinsame Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion von Real- und Imaginärteil

$$f_{N'_r, N'_i}(N'_r, N'_i) = \frac{1}{\pi \langle N^2 \rangle} \exp \left\{ -\frac{N'^2_r + N'^2_i}{\langle N^2 \rangle} \right\}. \quad (6.25)$$

Aus Gl. (6.25) lässt sich direkt die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Real- und Imaginärteils der resultierenden Komponente $H'(k)$ ableiten.

$$f_{H'_r, H'_i}(H'_r, H'_i) = \frac{1}{\pi \langle N^2 \rangle} \exp \left\{ - \frac{[H'_r - S(k)]^2 + H_i'^2}{\langle N^2 \rangle} \right\} \quad (6.26)$$

Durch die Transformation der Zufallsvariablen in

$$\begin{aligned} |H'(k)|^2 &= [H'_r(k)]^2 + [H'_i(k)]^2 \\ \mathcal{G}' &= \tan^{-1} \left\{ \frac{H'_i(k)}{H'_r(k)} \right\} \end{aligned} \quad (6.27)$$

und den zugehörigen Umkehrfunktionen

$$\begin{aligned} H'_r(k) &= |H'(k)| \cos \mathcal{G}' \\ H'_i(k) &= |H'(k)| \sin \mathcal{G}' \end{aligned} \quad (6.28)$$

kann entsprechend den Erläuterungen aus Kapitel 3.1.4 die Determinante der Jacobi-Matrix bestimmt werden, die für die Berechnung der gemeinsamen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Zufallsvariablen $|H'|$ und \mathcal{G}' benötigt wird.

$$f_{|H'|, \mathcal{G}'}(|H'|, \mathcal{G}') = \frac{|H'|}{\pi \langle N^2 \rangle} \exp \left\{ - \frac{|H'|^2 + S(k)^2 - 2|H'|S(k)\cos \mathcal{G}'}{\langle N^2 \rangle} \right\} \quad (6.29)$$

Aus der Integration¹⁰³ von Gl. (6.29) über $|H'|$ folgt die Randdichtefunktion der Phase $f_{\mathcal{G}'}$ zu

$$f_{\mathcal{G}'}(\mathcal{G}') = \frac{1}{2\pi} \left[1 + \sum_{m=1}^{\infty} 2 \frac{r^{m/2}}{m!} \Gamma\left(\frac{m}{2} + 1\right) {}_1F_1\left(\frac{m}{2}; m+1; -r\right) \cos(m\mathcal{G}') \right]. \quad (6.30)$$

Gemäß der üblichen Notation entspricht dabei $\Gamma(x)$ der Gamma-Funktion und ${}_1F_1(a; b; x)$ der konfluenten hypergeometrischen Funktion.¹⁰⁴ Der Parameter r definiert das Verhältnis der ungestörten Signalstärke zur erwarteten Störung. Damit repräsentiert er das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (SNR) eines Weißlicht-Interferogramms durch Speckle-Rauschen.

$$r(k) = \frac{S(k)^2}{\langle N^2 \rangle} = 2 \sqrt{\frac{2\sigma_r^2 + \sigma_0^2}{\sigma_0^2}} \exp \left\{ \frac{-2\sigma_r^2}{2\sigma_r^2 + \sigma_0^2} \cdot \frac{(k - k_0)^2}{\sigma_0^2} \right\} \quad (6.31)$$

In Abb. 6-5 ist die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $f_{\mathcal{G}'}$ für unterschiedliche Werte von r aufgetragen. Während sich die Dichtefunktion mit abnehmendem SNR einer Gleichverteilung

annähert, konzentriert sie sich bei geringem Rauschen um die Phase $\mathcal{G}' = 0$ des ungestörten Signals $S(k)$, das ohne Beschränkung der Allgemeinheit als rein reell angenommen wurde. Umso größer demnach der Parameter r ist, desto vertrauenswürdiger ist der zugehörige Messwert \mathcal{G}' . Die Gleichungen (6.30) und (6.31) lassen sich somit zur Gewichtung der Messdaten verwenden, die sich sowohl aus den Oberflächeneigenschaften als auch aus den charakteristischen Größen der Lichtquelle und des verwendeten optischen Aufbaus ergeben.

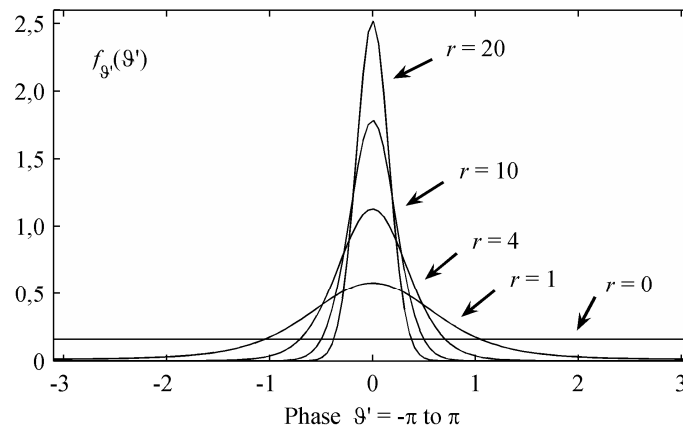


Abb. 6-5: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion f_g für unterschiedliche Werte des SNR Parameters r durch Speckle-Rauschen (nach D. Middleton¹⁰³).

Der Fehler, der dem Signal durch Speckle-Rauschen inhärent ist, drückt sich in der Varianz der Phase aus. Diese stellt zudem einen geeigneten Wert zur Gewichtung der Messdaten in der Signalverarbeitung dar. Da in der Interferometrie lediglich Signale mit geringem Rauschanteil betrachtet werden, ist es ausreichend ihren Wert in entsprechender Näherung für $r > 1$ zu betrachten (vgl. Anhang D).

$$\langle \mathcal{G}'^2 \rangle \approx \frac{1}{2r} + \frac{3}{16r^2} \quad (6.32)$$

Aus den Skalierungsfaktoren $(1+x)^{-1/2}$ und $(1-x)^{-1/2}$ von Real- bzw. Imaginärteil zwischen $N'(k)$ und der eigentlichen Störung $N(k)$ lässt sich $\langle \mathcal{G}'^2 \rangle$ über Gl. (6.32) näherungsweise angeben.

$$\langle \mathcal{G}^2 \rangle \approx \langle \mathcal{G}'^2 \rangle \cdot (1-x^2) \quad (6.33)$$

Da r von der Wellenzahl k abhängt, ist auch $\langle \mathcal{G}^2 \rangle$ als Funktion von k anzusehen. Die resultierenden Kurven sind in Abb. 6-6 exemplarisch für Ausdehnungen der Speckle dargestellt, die unterschiedlichen Vielfachen der Kohärenzlänge entsprechen. Daraus lassen sich leicht die in Abb. 6-7 abgebildeten Fehlerbalken der Phase θ bestimmen, deren Frequenzabhängigkeit auf die Position des Kohärenzmaximums z_0 und damit auf die Distanz zum Objekt schließen lässt

(vgl. Kapitel 4.1.2.1). Diese Fehler ergeben sich demnach bei interferometrischen Messungen durch das Auftreten von Speckle-Rauschen bei diffusen Streuern. Sie führen zu einer weiteren Unsicherheit bei der Bestimmung der Phasensteigung entsprechend dem FDA-Algorithmus, die umso größer wird, je breiter der betrachtete Spektralbereich ist, der zur linearen Regression des Messsignals verwendet wird. Um Fehler der Distanzmessung zu reduzieren, sind Daten in der Nähe der Schwerpunkswellenlänge entsprechend stärker zu gewichten.

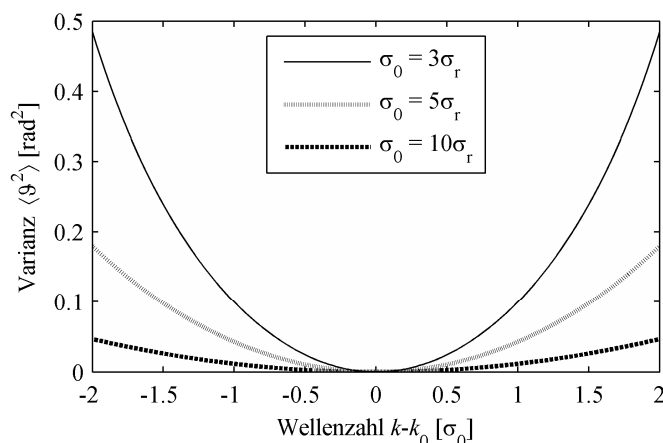


Abb. 6-6: Durch Speckle verursachter Messfehler in der spektralen Darstellung des Interferenzsignals. Die Ausdehnung der Speckle δ_r in der Beobachtungsebene entspricht dabei dem drei-, fünf- und zehnfachen der Kohärenzlänge.

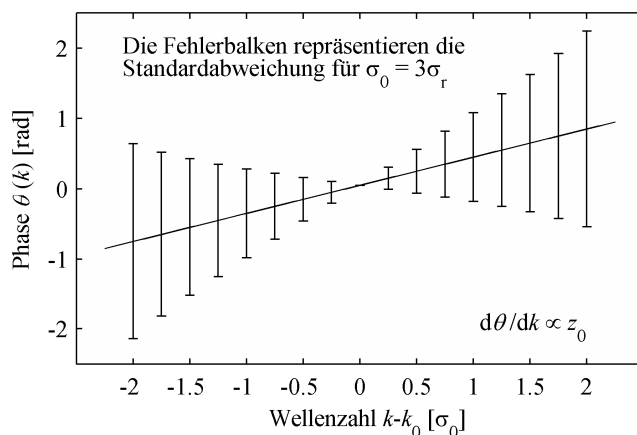


Abb. 6-7: Spektrale Darstellung des Messsignals mitsamt seiner Fehlerbalken $\langle \vartheta^2 \rangle^{1/2}$ durch Speckle, deren Ausdehnung einen Faktor drei über der Kohärenzlänge der Lichtquelle liegt.

Obwohl sich der Einfluss von Speckle-Rauschen am einfachsten anhand des FDA-Algorithmus nachvollziehen lässt, sind sämtliche Überlegungen allgemein und unabhängig von jeder Signalverarbeitung gültig. Dies bedeutet auch, dass die Datengewichtung bzw. -filterung, die an dieser

Stelle vorgeschlagen wird, nicht vom Algorithmus abhängt, sondern generell die Genauigkeit der Verfahren steigert.

6.4 Numerische Simulation

6.4.1 Numerisch generiertes Speckle-Rauschen

Die analytische Betrachtung der vorhergehenden Abschnitte geht von idealen Signalen aus, die weder durch die MTF des Sensors beeinflusst sind, noch von diversen Rauschquellen, die in der Interferometrie üblicherweise auftreten. Ebenso wurde die Frequenzabhängigkeit¹⁰¹ des Speckle-Feldes selbst vernachlässigt. Aus diesem Grund ist es im ersten Schritt sinnvoll, die theoretischen Überlegungen mit Hilfe ebensolcher idealen Signale quantitativ zu vergleichen. Diese lassen sich durch numerische Simulation von Speckle-Feldern generieren, deren ausführliche theoretische Beschreibung im Verlauf der vergangenen Jahre durch eine Vielzahl an experimentellen Untersuchungen weitestgehend Bestätigung fand.

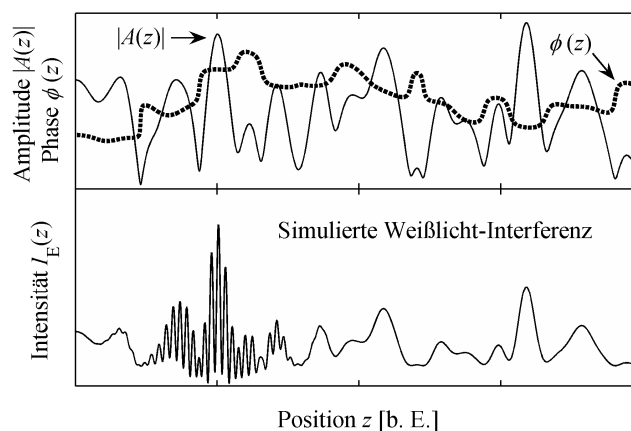


Abb. 6-8: Simuliertes Interferenzsignal $I_E(z)$ unter Einfluss der positionsabhängigen Feldamplitude $A(z)$ und Phase $\phi(z)$ eines durch diffuse Streuung an der Probe erzeugten Speckle-Feldes.

Aus den mathematischen Betrachtungen in Kapitel 3.2.1 ergeben sich Real- und Imaginärteil der komplexen Feldamplitude $A(\mathbf{r})$ eines Speckle-Musters zu statistisch unabhängigen Gauß'schen Zufallsfeldern, die über identische Autokorrelationsfunktionen verfügen. Um entsprechende Zufallsfelder numerisch zu erzeugen, wurde die von G. Chan und A. T. A. Woods vorgeschlagene Methode^{105, 106} (circulant embedding) verwendet. Erwartungsgemäß besitzen die resultierenden Speckle-Muster sämtliche statistischen Eigenschaften, die in Kapitel 3.2 beschrieben wurden, da die Vorgehensweise die zugrundeliegenden theoretischen Annahmen

exakt reproduziert. Durch kohärente Überlagerung des Speckle-Feldes mit der virtuellen Referenzwelle lassen sich mit Hilfe dieses Werkzeuges Interferogramme erzeugen (siehe Abb. 6-8), die von Speckle-Rauschen beeinflusst sind, das sich entsprechend der etablierten theoretischen Vorhersagen verhält.

6.4.2 Schätzung des Speckle-SNR aus simulierten Daten

Aus den Fourier-Transformierten der simulierten Signale $\hat{I}(k)$ lassen sich die statistischen Eigenschaften ihrer spektralen Darstellung untersuchen. Für eine hinreichend große Anzahl an Realisierungen konvergiert der Schätzer der Varianz von $\theta(k)$, dessen Werte sich mit den Ergebnissen aus den Gleichungen (6.31) bis (6.33) vergleichen lassen.

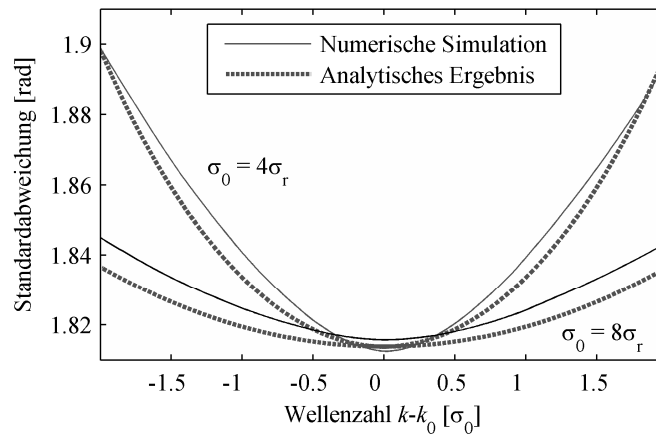


Abb. 6-9: Vergleich zwischen theoretischem Verhalten und simulierten Ergebnissen für $\langle \theta(k)^2 \rangle^{1/2}$. Die Ausdehnung der Speckle beträgt dabei das Vier- bzw. Achtfache der Kohärenzlänge.

In Abb. 6-9 ist die Standardabweichung von $\theta(k)$ für Interferogramme aufgetragen, die durch vollständig ausgebildete Speckle-Felder beeinflusst sind. Um das analytische Verhalten mit simulierten Ergebnissen vergleichen zu können, ist die zusätzliche Varianz auf Grund der gleichverteilten Phase ϕ solcher Speckle-Felder zu berücksichtigen. Diese wurde in der mathematischen Modellierung des Prozesses vernachlässigt, da sie gemäß den Erläuterungen des Abschnitts 6.3 weder den Verlauf noch die Position der Kohärenzfunktion $|\gamma(z)|$ beeinflusst. Da die Phase des Signals \mathcal{G} statistisch unabhängig von der optischen Phase des Speckle-Feldes ϕ ist, gilt entsprechend Anhang A.1

$$\langle \theta(k)^2 \rangle = \langle \mathcal{G}(k)^2 \rangle + \pi^2/3. \quad (6.34)$$

Obwohl die Simulation im Vergleich zu theoretischen Ergebnissen insbesondere für Wellenzahlen im Bereich von k_0 einen etwas rascheren Anstieg aufweist, stimmen die Kurven in ihrem

quantitativen Verhalten gut überein. Verbleibende Abweichungen lassen sich zum einen auf eine noch unzureichende Anzahl* an Realisierungen innerhalb der Simulation zurückführen und zum anderen auf Näherungen, die für die theoretische Betrachtung notwendig sind. Schlussfolgernd ergeben sich aus der Beschreibung des SNR in Gl. (6.31) wichtige Erkenntnisse bezüglich des Auftretens von Speckle in der WLI. Allgemeiner formuliert, lassen sich aus diesen Überlegungen Rückschlüsse sowohl bezüglich der Genauigkeit, als auch im Hinblick auf die technische Auslegung schmalbandiger Detektionssysteme ableiten, bei denen Einflüsse korrelierten Rauschens unvermeidlich sind.

6.5 Experimentelle Untersuchung

Die theoretischen Überlegungen aus Kapitel 6.3 befinden sich quantitativ in guter Übereinstimmung mit den Simulationen des vorhergehenden Abschnitts. Letztendlich lassen sich die Betrachtungen jedoch erst durch experimentellen Vergleich verifizieren. Die bisher betrachteten Größen sind dem Experiment allerdings kaum zugänglich. Bereits die Simulation zeigt, dass eine der Schwierigkeiten darin liegt, die zur Bestimmung der Varianz der Phase $\theta(k)$ notwendige hohe Anzahl an Realisierungen statistisch unabhängiger Speckle-Felder zu erzeugen. Jeder Versuch ist unweigerlich mit einer Änderung der Messkonfiguration verbunden, die zusätzlichen Einfluss auf Schwankungen der Phase hat und somit zur experimentell bestimmten Varianz beiträgt. Ebenso sind weitere statistische Einflussgrößen zu berücksichtigen. Dazu zählen neben den in Kapitel 5.1 diskutierten Rauschquellen auch die statistische Frequenzabhängigkeit der Phase $\phi(k)$, die von P. Pavlicek und J. Soubusta¹⁰¹ beschrieben ist. Im Folgenden wird deshalb ein indirekter Vergleich der theoretischen Vorhersage mit experimentellen Daten angestellt, aus dem sich der Einfluss von Speckle-Rauschen auf die longitudinale Messgenauigkeit erschließt.

6.5.1 Messunsicherheit durch Speckle-Rauschen

In Kapitel 4.1.2.1 zum FDA-Algorithmus wird der unmittelbare Zusammenhang zwischen der Phasensteigung $d\theta/dk$ von $\hat{I}(k)$ und dem optischen Gangunterschied $z - z_0$ aufgezeigt. Da anhand der vorangegangenen Überlegungen der frequenzabhängige Fehler von $\theta(k)$ bekannt ist (vgl. Abb. 6-7), lässt sich die Varianz der Phasensteigung abschätzen, die sich aus einer

* Das vorgegebene Konvergenzkriterium wird ab etwa 150 000 Realisierungen eindimensionaler Zufallsfelder erreicht. Jedes dieser komplexen Zufallsfelder repräsentiert mit seinen 8192 Einzelwerten das elektromagnetische Feld im Probenarm, dem die virtuelle Referenzwelle kohärent überlagert wird. Die gesamte Rechendauer des MatLab-Skripts für numerische Generierung und Verarbeitung simulierter Interferogramme liegt auf einen Pentium M Prozessor mit 1,6 GHz Taktfrequenz bei etwa fünf Stunden.

linearen Regressionsanalyse ergibt.¹⁰⁷ Daraus leitet sich wiederum die Messunsicherheit $\sigma_{z, \text{Speckle}}$ ab, die durch Speckle-Rauschen verursacht ist.

Der Fehler $\langle \mathcal{G}^2 \rangle$ durch Speckle-Rauschen $N(k)$ ist stark korreliert und kann keineswegs als statistisch unabhängig für unterschiedliche Frequenzen angenommen werden. Gemäß Gl. (6.10) liegt die Korrelationslänge sogar oberhalb der spektralen Breite der Lichtquelle σ_0 . Dadurch können eng benachbarte Datenpunkte im Frequenzraum keine zusätzliche Information zur linearen Regression beitragen. Andererseits steigt mit großem Abstand zur Schwerpunktswellenlänge $|k - k_0|$ der statistische Fehler der Datenpunkte gemäß Gl. (6.31) exponentiell an, die demzufolge in der Regressionsanalyse entsprechend schwach zu gewichten sind. Sowohl durch die starke Korrelation des Fehlers als auch durch dessen exponentiellen Anstieg ist es ausreichend, die Phasensteigung $d\theta/dk$ lediglich in direkter Nähe zur Schwerpunktswellenlänge k_0 zu betrachten. Unter dieser Annahme lässt sich mit Hilfe einer einfachen Fehlerfortpflanzungsrechnung die Varianz der Phasensteigung bestimmen.

$$\left\langle \left[\frac{\partial \theta}{\partial k} \right]^2 \right\rangle \Big|_{k=k_0} \approx \lim_{k \rightarrow k_0} \langle \mathcal{G}(k)^2 \rangle / (k - k_0)^2. \quad (6.35)$$

Diese Varianz beschreibt direkt die Unsicherheit, mit der sich Aussagen über den optischen Gangunterschied $z - z_0$ treffen lassen. Da diese Strecken im Interferometer auf Hin- und Rückweg durchlaufen werden, folgt aus Gl. (6.35), unter Berücksichtigung eines entsprechenden Faktors zwei, auch unmittelbar die Genauigkeit $\sigma_{z, \text{Speckle}}$, mit der die Distanz zur Oberfläche gemessen werden kann.

$$\sigma_{z, \text{Speckle}}^2 = \frac{1}{4\pi} \cdot \left\langle \left[\frac{\partial \theta}{\partial k} \right]^2 \right\rangle \Big|_{k=k_0} \quad (6.36)$$

Ein zusätzlicher Faktor von 2π ergibt sich aus der getroffenen Definition der Wellenzahl $k = 1/\lambda$. Diese resultiert aus der Notation der Fourier-Transformation, die analog zum üblichen Gebrauch in der Signalverarbeitung gewählt wurde. Abb. 6-10 gibt die theoretischen Vorhersagen aus Gl. (6.36) wieder, die sich für unterschiedliche Kohärenzlängen $l_c \approx 1,2 \cdot \sigma_0^{-1}$ (vgl. Anhang E) ergeben.

Erreicht die Ausdehnung der Speckle einen Wert, der mit $\sigma_0/\sigma_r \approx 1$ nahe der Kohärenzlänge der Lichtquelle liegt, so ist anhand von Abb. 6-10 zu erkennen, dass sich Speckle-Rauschen am stärksten auf die Messung auswirkt. Steigt das Verhältnis zwischen σ_0/σ_r an, nimmt also die Ausdehnung der Speckle zu, so verringert sich ihr Einfluss auf die Messgenauigkeit. In diesem Fall steigt die Wahrscheinlichkeit, dass sich der relevante Signalbereich vollständig innerhalb eines einzelnen Speckle befindet und somit weniger stark von Rauschen beeinflusst ist. Aber auch mit abnehmender Ausdehnung der Speckle sinkt im Falle $\sigma_0/\sigma_r < 1$ der Beitrag des Rauschens $N(k)$ zu $\sigma_{z, \text{Speckle}}$. Dieses Ergebnis erscheint im ersten Moment unerwartet. Allerdings führt die geringe Korrelationslänge dazu, dass eine steigende Anzahl statistisch unabhängiger Speckle zum Signal beiträgt. In gewisser Weise kompensiert sich dadurch ihr Einfluss gegenseitig und führt so zu einer geringeren Messunsicherheit. Es bleibt jedoch zu

prüfen, bis in welchen Bereich die gemachten Näherungen Gültigkeit besitzen. Simulationen, in denen numerisch generierte Interferogramme unter Speckle-Rauschen hinsichtlich ihres Kohärenzmaximums verarbeitet werden, belegen jedoch den Verlauf aus Abb. 6-10.

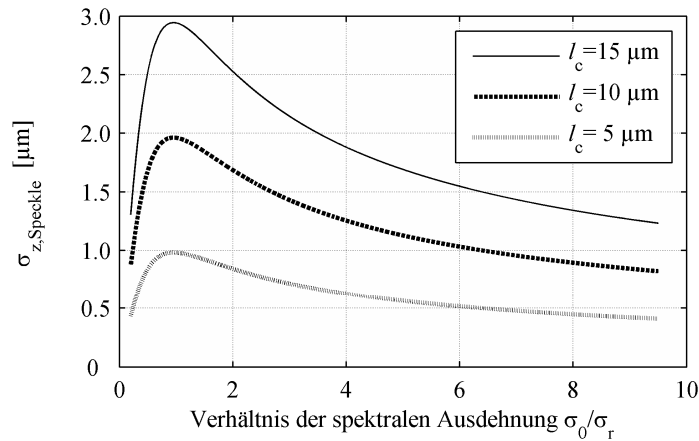


Abb. 6-10: Absoluter Fehler der Distanzmessung $\sigma_{z, \text{Speckle}}$ durch Speckle-Rauschen bei Kohärenzlängen von $5 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$ bzw. $15 \mu\text{m}$.

Abschließend ist festzuhalten, dass sich abhängig von der räumlichen Ausdehnung der Speckle und der Charakteristik der Lichtquelle entsprechend Gl. (6.35) der Einfluss zusätzlichen Rauschens auf die WLI ändert, sobald sich während der Messung Speckle-Muster ausbilden. Diese zusätzliche Streuung der Messwerte, die sich der eigentlichen Verteilung der Höhenwerte bei optisch rauen Oberflächen überlagert, ist mittels geeigneter Proben experimentell nachweisbar.

6.5.2 Proben isotroper Mikrostrukturierung

Obwohl zur Charakterisierung und Spezifizierung innerhalb der optischen Messtechnik verschiedenste Normale zur Verfügung stehen, sind diffus streuende und damit optisch raue Oberflächen mit geeigneten und wohl definierten statistischen Eigenschaften äußerst rar. Dieser Umstand ist auf die historische Entwicklung der Messtechnik zurückzuführen, die über Jahrzehnte hinweg auf Tastschnittverfahren beruhte, die Querschnitte der Topographie auf mechanischem Wege bestimmen. Zwar wird auch in diesem Fall das Verhalten der unterschiedlichen Taster auf verschiedene Rauigkeiten spezifiziert, allerdings finden dazu Raunormale Anwendung, die angepasst an die Abtastung lediglich entlang eines Schnittes eine gewisse Zufälligkeit in ihrer Topographie aufweisen. Solch definierte Rillenstrukturen ermöglichen den direkten Vergleich verschiedenster Sensoren. Bei Oberflächen mit isotroper Mikrostrukturierung ist dieser auf Grund der fehlenden Kenntnis über die Topographie des jeweils gemessenen Oberflächensegments nicht durchführbar. Das optische Verhalten solcher Raunormale

entspricht jedoch in keinster Weise den Eigenschaften technischer und damit rauer Oberflächen, die das Hauptanwendungsgebiet der Weißlicht-Interferometrie repräsentieren.

Um den Einfluss von Speckle experimentell zu untersuchen, sind im ersten Schritt Proben isotroper Mikrostrukturierung zu erzeugen, deren statistische Eigenschaften die Ausbildung vollständig entwickelter Speckle-Felder zulässt. Entsprechend den Erläuterungen aus Kapitel 3.2 ist dies möglich, sobald eine große Anzahl von Wellenzügen einzelner Elementarstreuer der Oberfläche an einem Punkt der Beobachtungsebene kohärent überlagern und Phasenunterschiede im Bereich von 2π zueinander aufweisen. Da die Herstellung solch zufälliger Oberflächen ebenfalls nur durch statistische Bearbeitungsprozesse möglich ist, wurden die im Folgenden diskutierten Messungen an geläpften Proben durchgeführt. Über die Körnung des Schleifpulvers, das im Prozess den Materialabtrag bewirkt, kann auf die Höhenverteilung der Topographie Einfluss genommen werden. Da die Proben selbst aus Stahl (90MnCrV8) bestehen, dringt die elektromagnetische Welle nicht ins streuende Medium ein. Daher tritt praktisch keine Depolarisation durch Mehrfachreflexion auf,¹⁰⁸ die sich auf die Statistik des Speckle-Feldes auswirkt.

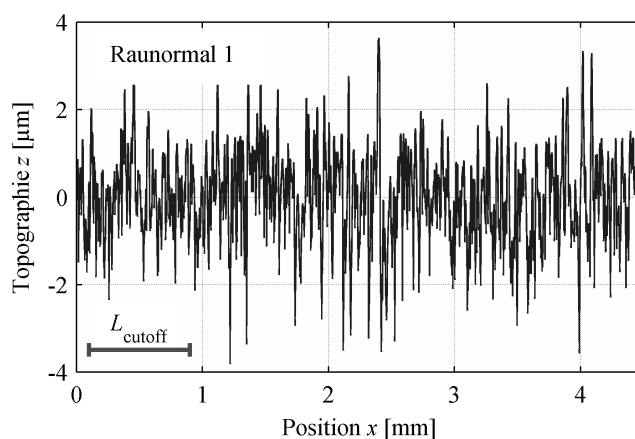


Abb. 6-11: Profilschnitt der geläpften Oberfläche eines Raunormals. $L_{cutoff} = 800 \mu\text{m}$ legt fest, welche Wellenlängen der Rauheit und welche der Welligkeit zugeordnet werden.

Um unterschiedliche Messungen auf objektiver Basis vergleichen zu können, sind die erzeugten Raunormale im zweiten Schritt mit Hilfe statistischer Werte zu charakterisieren. Dazu werden aus den taktil bestimmten Profilschnitten $z(x)$, die mit Hilfe des mechanischen Tasters TK300 der Firma Hommel gemessen wurden, typische Rauheitskenngrößen abgeleitet. Zuvor muss jedes Profil, von denen eines exemplarisch in Abb. 6-11 wiedergegeben ist, über eine Hochpassfilterung verarbeitet werden. Sie trennt die Mikrostruktur anhand der definierten Grenzwellenlänge $L_{cutoff} = 800 \mu\text{m}$ von der Welligkeit des Profils bei tieferen Frequenzen.

Die am häufigsten Verwendung findenden Rauheitskenngrößen sind der R_a - und der R_q -Wert. Während sich R_a aus dem arithmetischen Mittel der Beträge des Profils $z(x)$ errechnet, ent-

spricht R_q dem quadratischen Mittelwert über die gesamte Taststrecke L_t . Entsprechend Gl. (6.38) wird R_q auch als RMS-Rauheit (rms: root-mean-square) bezeichnet. Seine quadrierte Form entspricht der Varianz der Profilwerte und macht ihn somit zu einem geeigneten Parameter, um zusätzliche Fehler, die bei Messungen mit optischen Systemen durch Speckle auftreten, quantifizieren zu können. Die Rauheitskenngrößen, die für die fünf verwendeten Raunormale aus jeweils zwei Messungen über eine Taststrecke von $L_t = 4,80$ mm abgeleitet wurden, sind zusammenfassend in Tabelle 1 dargestellt.

$$R_a = \frac{1}{L_t} \int_0^{L_t} |z(x)| dx \quad (6.37)$$

$$R_q = \sqrt{\frac{1}{L_t} \int_0^{L_t} z(x)^2 dx} \quad (6.38)$$

Tabelle 1: Aus dem Tastschnittverfahren bestimmte Rauheitskenngrößen.

Raunormal	1	2	3	4	5
R_a -Wert	0,86 μm	1,03 μm	1,11 μm	0,49 μm	0,17 μm
R_q -Wert	1,12 μm	1,40 μm	1,52 μm	0,65 μm	0,20 μm

In wie weit die Oberflächen hinreichend fein strukturiert sind, damit Wellenzüge vieler Elementarstreuer einander überlagern, um die in Kapitel 3.2 getroffenen Annahmen zur Beschreibung von Speckle-Feldern zu erfüllen, lässt sich aus der taktilen Messung nicht ermitteln. Das Tastschnittverfahren gibt selbst nur ein Hüllprofil der Oberfläche wieder, dessen Korrelationslänge nicht von der Mikrostrukturierung herrührt, sondern maßgeblich durch den Durchmesser des Tastkopfes von $2 \mu\text{m}$ bestimmt ist.

Entsprechend der Intensitätsverteilung in der Bildebene, die exemplarisch Abb. 6-12 wiedergibt, ist jedoch von vollständig ausgebildeten Speckle-Mustern auszugehen und somit indirekt auf eine ausreichend geringe Korrelation benachbarter Profilwerte $z(x)$ zu schließen. Da die Größe der Speckle in etwa der Ausdehnung eines Pixels entspricht, muss für einen quantitativen Vergleich mit theoretischen Vorhersagen die Integration der Intensitätsverteilung über die fotoaktive Fläche berücksichtigt werden.

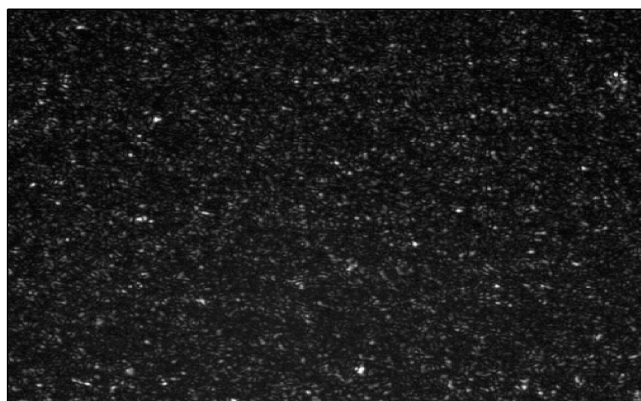


Abb. 6-12: Granulare Intensitätsverteilung in der Bildebene eines konventionellen Weißlicht-Interferometers. Während der Referenzarm abgedeckt ist, trägt lediglich das von Raunormal Nr. 5 gestreute Licht zur Ausbildung der Speckle bei.

6.5.3 Experimentell bestimmte Messunsicherheit

In Kapitel 6.3 wurde theoretisch das SNR durch Speckle in seiner spektralen Darstellung abgeleitet, das zur Messunsicherheit $\sigma_{z, \text{Speckle}}$ in der WLI führt. Da diese Abweichungen statistisch unabhängig vom wahren Wert $z(x)$ sind, ergibt sich die Varianz des Messergebnisses als geometrische Summe der Einzelvarianzen aus der Streuung der Profilwerte und der Messunsicherheit. Dementsprechend liegen durch Speckle-Rauschen interferometrisch bestimmte Rauheitskenngrößen oberhalb den Ergebnissen aus taktilem Messung. Vernachlässigt man sonstige Rauschquellen, so gilt für den R_q -Wert auf Grund seiner Definition

$$R_{q, \text{WLI}} = \sqrt{R_q^2 + \sigma_{z, \text{Speckle}}^2} \quad (6.39)$$

Experimentell zeigt sich dieses Verhalten anhand der Messungen, die in Abb. 6-13 wiedergegeben sind.

Die R_q -Werte, die mit Hilfe des Tastschnittverfahrens ermittelt wurden, entsprechen dabei den Daten aus Tabelle 1. Um die Kenngrößen aus interferometrischen Messungen zu bestimmen, wurden jeweils fünf unterschiedliche Oberflächensegmente jedes Raunormals flächig erfasst und mit einer Hochpassfilterung verarbeitet, die analog zur taktilem Vorgehensweise Welligkeit und Rauheit trennt. Aus jedem dieser fünf Datensätze lässt sich wiederum der R_q -Wert entsprechend Gl. (6.38) berechnen, dessen Mittelwert für jedes Normal in Abb. 6-13 dargestellt ist. Da durch taktile Verfahren Oberflächenstrukturen mit nur geringen Fehlern wiedergegeben werden, liegen die damit bestimmten Rauheitskenngrößen R_q wesentlich näher an der tatsächlichen Varianz des Profils $z(x)$, als die interferometrisch bestimmten Größen $R_{q, \text{WLI}}$. Betrachtet man die Differenz der Werte, so lässt sich mit Gl. (6.39) der Fehler durch Speckle-Rauschen

$\sigma_{z,Speckle}$ abschätzen, der sich interferometrischen Messungen überlagert. Im Mittel ergeben sich aus den obigen Daten $\sigma_{z,Speckle} = 0,5 \mu\text{m}$ für die konventionelle WLI und $\sigma_{z,Speckle} = 4,2 \mu\text{m}$ für die SPS-WLI aus Kapitel 4. Auf Grund der geringen Anzahl an Werten und deren Schwankung ist der zu erwartende Fehler mit ca. $0,3 \mu\text{m}$ abzuschätzen.

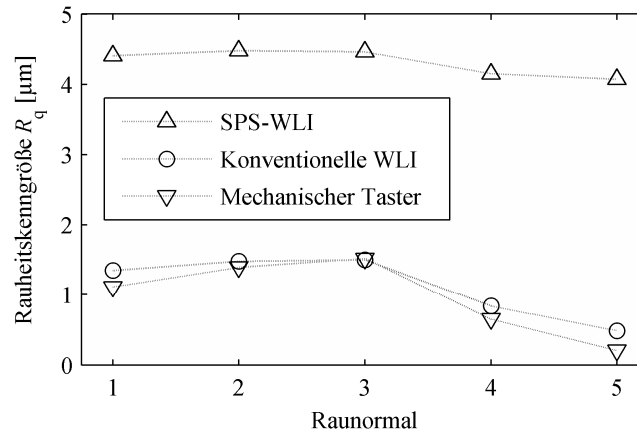


Abb. 6-13: Die Rauheitskenngrößen R_q wurden an allen fünf Normalen der Tabelle 1 sowohl taktil als auch interferometrisch bestimmt.

Mit Kenntnis der optischen Parameter beider Systeme, lassen sich diese experimentellen Daten mit den theoretischen Vorhersagen vergleichen. Dabei ist zu beachten, dass zur mathematischen Modellierung die in der Signalverarbeitung übliche Form der Fourier-Transformation verwendet wurde, und somit die Wellenzahl $k = 1/\lambda$ von der sonst üblichen Größe $2\pi/\lambda$ abweicht. Mit der entsprechenden Definition $\delta_r^{-1} = \pi\sigma_r$ auf Seite 109 in Kapitel 6.3.1 folgt aus der Größe der Speckle in der SPS-WLI mit $\delta_x = 1,4 \text{ mm}$ die spektrale Ausdehnung zu $\sigma_r = 0,227 \text{ mm}^{-1}$. Die Kohärenzlänge des Systems liegt zwar lediglich bei $l_c = 21 \mu\text{m}$, jedoch ist es auf Grund der Funktionsweise erforderlich, die statistischen Eigenschaften des Speckle-Feldes mit der Ausdehnung l der Kohärenzfunktion $|\gamma|$ in der Ebene des Sensors zu vergleichen. Für die in Kapitel 4.4 diskutierte Konfiguration der SPS-WLI ergibt sich diese, durch die kontinuierliche optische Verzögerung entlang des Strahlquerschnitts, zu $l = 680 \mu\text{m}$ bzw. zu $\sigma_0 = 0,276 \text{ mm}^{-1}$.

Für das konventionelle System ist die longitudinale Ausdehnung der Speckle $\delta_l = 5,5 \text{ mm}$ auf Grund der objektseitigen Apertur von $NA \approx 0,017$ und es folgt somit $\sigma_r = 0,058 \text{ mm}^{-1}$. Aus der wesentlich geringeren Kohärenzlänge von $l_c = 10 \mu\text{m}$ ergibt sich für das Spektrum des Interferogramms mit $\sigma_0 = 18,739 \text{ mm}^{-1}$ ein Wert, der weit oberhalb dem Parameter der SPS-WLI liegt. Daher ist das Verhältnis der spektralen Ausdehnung für die gewählte Konfiguration des konventionellen WLI mit $\sigma_0/\sigma_r \approx 323,8$ wesentlich höher, als es der Fall beim SPS-WLI mit $\sigma_0/\sigma_r \approx 1,2$ ist. Wird sowohl der theoretische Fehler als auch der experimentell bestimmte Fehler auf die Kohärenzlänge l_c (oder entsprechend Gl. (6.35) auf σ_0^{-1}) normiert, so lassen sich die Ergebnisse in Form von Abb. 6-14 wiedergeben.

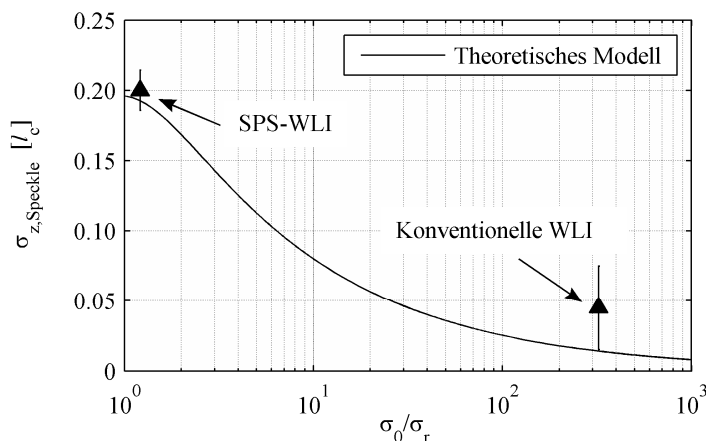


Abb. 6-14: Semilogarithmische Darstellung der normierten Messunsicherheit in Abhängigkeit vom Verhältnis σ_0 zu σ_r . Die experimentellen Werte zweier Interferometer stammen aus Messungen unterschiedlicher Raunormale. Die Fehlerbalken wurden mit jeweils $0,3 \mu\text{m}$ abgeschätzt.

Aus lediglich zwei Messpunkten lässt sich zwar weder von einem Beleg, noch von einem Widerspruch zur theoretischen Vorhersage sprechen, dennoch zeigt Abb. 6-14 deutlich, dass die Messunsicherheit stark von der Ausdehnung der Speckle und der Korrelationslänge abhängt. Da beide Werte oberhalb des theoretischen Verlaufs liegen, ist ersichtlich, dass sich weiteres Rauschen auf die Messung auswirkt. Darunter fallen sämtlich Einflüsse, die bereits in Kapitel 5.1 diskutiert wurden und vom Positions-Rauschen bis hin zum Photonen-Rauschen der Lichtquelle reichen.

Einer grundlegenden experimentellen Untersuchung, die die Arbeiten dieses Kapitels fortführt, müssen Interferometer zur Verfügung stehen, die den Bereich zwischen den hier vorgestellten Messergebnissen abdecken. Dies ist insbesondere mit WLI möglich, die in ihrer konventionellen Ausführung über große Aperturwinkel zur hochauflösenden Messung verfügen. In diesen Fällen verringert sich δ_l gemäß Gl. (6.6) bis in den Bereich einiger weniger Mikrometer, in dem auch die Kohärenzlänge typischer Systeme liegt. Gerade für diese Konfigurationen, mit deren Hilfe das Profil von Proben unter hoher lateraler Auflösung erfasst werden soll, ist die Kenntnis über die Zusammenhänge zwischen den optischen Parametern und dem Einfluss von Speckle-Rauschen von großem Vorteil. Durch dieses Verständnis lassen sich Systeme im Hinblick auf die jeweilige Anwendung optimal auslegen und die erreichbaren Genauigkeiten können vorab spezifiziert werden.

Um Abweichungen durch weitere Rauschquellen zu vermeiden, müssen diese für die eingesetzten Systeme vorab bekannt sein. Ebenso sind die verwendeten Normale genau zu spezifizieren. Da sich Aberrationen der abbildenden Optik auf die Ausbildung des Speckle-Musters auswirken, sollten deren statistische Eigenschaften mit den zugrundeliegenden Annahmen der mathematischen Modellierung aus Abschnitt 6.1 verglichen werden. Bilden sich die Speckle-Felder beispielsweise auf Grund von Depolarisation¹⁰⁹ nicht vollständig aus, so führt dies zu einer geänderten Leistungsverteilung, die in Gl. (6.14) entsprechend berücksichtigt werden

muss. Unabhängig davon, ob diese Untersuchungen die theoretischen Vorhersagen widerlegen oder untermauern, liefern ihre Ergebnisse weitere Einblicke in die Abhängigkeiten der Messunsicherheit von optischen Parametern verschiedener Interferometer.

6.6 Zusammenfassung

In bisherigen Arbeiten¹⁰¹ wurden Speckle lediglich über ihre Statistik erster Ordnung als Rauschquelle innerhalb der Interferometrie assoziiert. Die Stärke dieses Einflusses ist entsprechend Gl. (6.2) maßgeblich durch die Frequenzabhängigkeit der optischen Phase $\partial\theta/\partial k$ bestimmt, die von der Oberflächenstruktur beeinflusst ist. Ändert sich während der Messung, beispielsweise durch die Bewegung der Probe, das Speckle-Feld im Interferometer, so wirken sich die Schwankungen in Intensität und Phase zusätzlich auf das Interferogramm als eigentliches Messsignal $I_E(z)$ aus. Das sich daraus ergebende Rauschen unterscheidet sich auf Grund der statistischen Eigenschaften eines Speckle-Feldes zu stark von weißem Rauschen, als dass es über die Zusammenhänge zu erfassen wäre, die den Arbeiten von M. Fleischer, R. Windecker und H. J. Tiziani²⁵ zufolge den Einfluss auf die Messunsicherheit wiedergeben. Die Streuung der Intensität eines Speckle-Feldes folgt keiner Gauß- sondern einer Rayleigh-Verteilung. Das damit verbundene Rauschen in der WLI ist nicht additiv sondern multiplikativ und es ist auf Grund der Statistik zweiter Ordnung eines Speckle-Feldes korreliert. Da die Stärke der Korrelation von optischen Parametern abhängt, ist auch der Einfluss des Speckle-Rauschens auf die Messunsicherheit für verschiedene Systeme abhängig von deren optischen Eigenschaften.

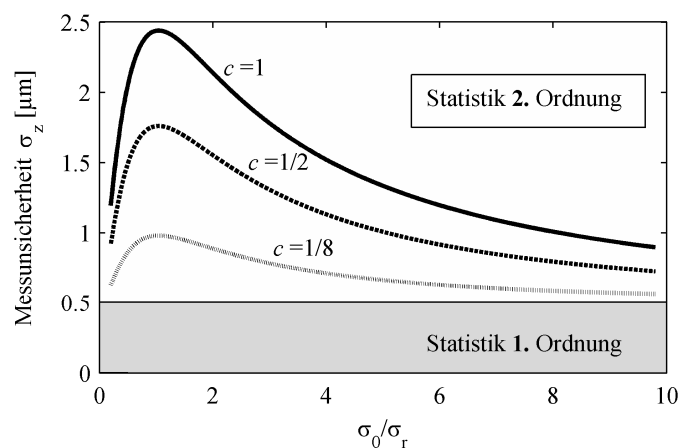


Abb. 6-15: Messunsicherheit durch Speckle-Rauschen für Speckle-Muster mit unterschiedlichem Kontrast c . Die Kohärenzlänge liegt bei $10\ \mu\text{m}$ und die Rauheit bei $R_q \approx 0,5\ \mu\text{m}$. Während die Statistik erster Ordnung eine fundamentale Grenze darstellt, lässt sich der Fehler auf Grund der Statistik zweiter Ordnung über die Änderung der Parameter σ_0 und σ_r beeinflussen.

Zur mathematischen Modellierung des Problems wurde in Kapitel 6.3 die spektrale Darstellung des Messsignals $\hat{I}(k)$ untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass sich Speckle-Rauschen als zirkular komplexe Zufallsvariable dem ungestörten Signal überlagert und somit zu einer Verteilungsfunktion des Phasenwinkels $\theta(k)$ mit nahezu Gauß'schem Verlauf führt. Die Varianz der Verteilung steigt mit zunehmendem Abstand zur Schwerpunktswellenlänge k_0 an und ist zudem mit der Kohärenzlänge und der Statistik des Speckle-Feldes verknüpft. Über diese Zusammenhänge lassen sich unmittelbar Rückschlüsse auf die resultierende Messunsicherheit ziehen.

Abb. 6-15 fasst die Ergebnisse hinsichtlich Speckle-Rauschens in der WLI zusammen. Da die Statistik erster Ordnung lediglich durch die Eigenschaften der Probe bestimmt ist, führt sie zu einer fundamentalen Begrenzung der Messunsicherheit, die nicht durch Ändern optischer Parametern zu beeinflussen ist. Im Gegensatz dazu hängen die Statistik zweiter Ordnung und damit auch die Streuung der Messwerte von Parametern wie der numerischen Apertur und der verwendeten Wellenlänge des Systems ab. Dies ist insbesondere bei der Auslegung hochauflösender Interferometer mit großen Aperturwinkeln oder bei der Entwicklung neuer Konfigurationen wie der SPS-WLI zu beachten.

Durch das Verständnis dieser Zusammenhänge lassen sich Aussagen über erreichbare Genauigkeiten treffen, die bisher nur anhand von Messungen ermittelt werden konnten. Verschiedene Systeme werden somit auf objektiver Basis vergleichbar. Durch die Kenntnis des SNR durch Speckle in der spektralen Darstellung des Signals können zudem optimale Filter entwickelt werden, mit deren Hilfe sich die Interferogramme $I_E(z)$ angepasst an die Konfiguration des Interferometers optimal vorverarbeiten lassen.

7 Resümee und Ausblick

Die vorliegende Arbeit hat sich an den Anforderungen orientiert, welche die industrielle Fertigungs- und Qualitätskontrolle an moderne Systeme der Messtechnik stellt. Dies betrifft nicht nur die Wirtschaftlichkeit selbst, die sich zumeist in Form der Systemkosten und des Anwendungspotentials ausdrückt, sondern auch die charakteristischen Eigenschaften und somit die physikalischen Grundprinzipien der entsprechenden Technik. Von besonderem Interesse sind dabei die unterschiedlichen Verfahren der optischen Messtechnik, da diese zumeist schnell und ohne mechanischen Kontakt zur Oberfläche arbeiten. Unter diesen Randbedingungen ist es möglich, selbst empfindlichste Bauteile durchgängig zu prüfen ohne die Gefahr einer Beschädigung in Kauf nehmen zu müssen. Lässt sich mit Hilfe der optischen Messtechnik gar die Topographie des Bauteils erfassen, so können etwaige Abweichungen oder Beschädigungen vollständig automatisiert erkannt und hinsichtlich einer Beeinträchtigung der Funktionsfähigkeit quantitativ beurteilt werden.

7.1 Resümee

Getrieben von den enormen Anforderungen, die an hochtechnisierte Produkte zu stellen sind, hat sich die Weißlicht-Interferometrie in den letzten Jahren zur Schlüsseltechnik auf dem Gebiet der Oberflächen-Inspektion entwickelt. Ihre Bedeutung offenbart sich insbesondere bei Produkten, die einerseits mit höchster Präzision gefertigt werden, andererseits eine gewisse Rauigkeit der Oberfläche aufweisen. Dabei stehen Rauigkeit und Präzision nicht im Widerspruch. Häufig ist die Mikrotopographie gar unumgänglich bzw. zwingend erforderlich für die Funktionalität des Bauteils. Während die klassische Interferometrie auf solchen Oberflächen schlichtweg nicht anzuwenden ist, erweisen sich taktile Verfahren in vielen Fällen als zu langsam. Mit Hilfe der Weißlicht-Interferometrie lässt sich diese bedeutende Lücke schließen.

Simultane Signalerfassung durch räumliches Phasenschieben

Der neuartige Ansatz dieser Arbeit erweitert die bestehenden Konzepte der Weißlicht-Interferometrie. Die zugrundeliegende Idee des räumlichen Phasenschiebens macht dabei mechanisch bewegliche Komponenten überflüssig und lässt sich daher unmittelbar mit einer simultanen Signalerfassung verbinden. Experimentelle Untersuchungen zeigen, dass das System somit weit weniger von äußeren Störquellen zu beeinflussen ist, als es bei sequentiellen Weißlicht-Interferometern der Fall ist, deren Signalerfassung sich über mehrere Belichtungs-

zyklen erstreckt. Zudem werden dynamische Oberflächenprozesse und bewegte Objekte der phasenschiebenden Weißlicht-Interferometrie zugänglich.

Im Rahmen der Arbeit wird gezeigt, dass sich der Ansatz über ein Mach-Zehnder Interferometer in Form eines Zeilen-Sensors umsetzen lässt, der einzelne Profilschnitte durch die simultane Signalerfassung innerhalb weniger Millisekunden rekonstruiert. Er eignet sich damit in besonderer Weise zum Einsatz auf Oberflächen, die stark von einer planen Form abweichen.

Bei der Entwicklung werden sowohl physikalische als auch technische Aspekte berücksichtigt, deren Zusammenhänge durch die anamorphotische Optik des Systems sehr komplex sind. Auf Grund der Symmetrieeigenschaften lassen sich der Projektions- und der Abbildungsoptik jeweils zwei Aperturwinkel zuordnen. Die Verbindung aller vier Aperturwinkel zueinander, über Anforderungen an die räumliche Kohärenz und den Tiefenschärfebereich, sind bei der Auslegung eines solchen Systems zu beachten und werden deshalb in Teilen dieser Arbeit diskutiert. Die anamorphotische Optik des Systems hat ebenso zur Folge, dass sich Speckle nicht mehr isotrop verteilt in der Beobachtungsebene ausbilden, sondern vielmehr Zigarrenform aufweisen. Entsprechende experimentelle Ergebnisse werden durch die theoretische Formulierung der Zusammenhänge ergänzt. Da sich die statistischen Eigenschaften des Speckle-Feldes entscheidend auf interferometrische Systeme auswirken, ergeben sich aus diesen Betrachtungen wichtige Ergebnisse zur Entwicklung eines Weißlicht Zeilen-Sensors.

Vom technischen Standpunkt aus betrachtet, stellt die Schnittstelle zwischen Optik und elektronischer Datenverarbeitung in Form von CCD- oder CMOS-Sensoren einen begrenzenden Faktor für die Signalerfassung dar. Ihr Einfluss drückt sich unter anderem in Form der Modulations Transfer Funktion aus, die experimentell bestimmt wird. Die Abhängigkeit von der Frequenz des Trägersignals lässt direkt auf das Signal-zu-Rausch Verhältnis schließen. Aus der Kenntnis der unterschiedlichen Rauschquellen können daher Rückschlüsse auf die zu erreichenden Genauigkeiten gezogen werden. Ebenso beeinflussen die Kohärenzeigenschaften der Beleuchtung das Gesamtsystem. Während durch die Faserkopplung der Superlumineszenzdiode volle räumliche Kohärenz erreicht wird, ergibt sich die zeitliche Kohärenz aus dem Spektrum der Lichtquelle. Aus den experimentellen Daten lässt sich nicht nur die Kohärenzlänge selbst bestimmen. Vielmehr zeigt sich, dass die Spektren beider Polarisationskomponenten leicht verschieden sind. Phasensprünge im Interferometer zwischen TE- und TM-Mode führen auf Grund unterschiedlicher Schwerpunkswellenlängen zu Schwebungsfrequenzen, die von der Signalverarbeitung fehlerhaft interpretiert werden.

Verifikation und Charakterisierung des Verfahrens

Die Arbeit gibt einzelne Messungen wieder, anhand derer sich das beschriebene Verfahren verifizieren lässt. Die Ergebnisse demonstrieren, dass mit der Methode ein leistungsfähiges Werkzeug zur Inspektion von Oberflächen existiert. Um die Weiterentwicklung zu ermöglichen, liegt der Schwerpunkt dieses Teils der Arbeit in der experimentellen Untersuchung der Grenzen des Systems. In einer Serie unterschiedlichster Messungen lassen sich relevante Parameter und Grenzen bestimmen. Mit einer mittleren Wiederholgenauigkeit von unter 20 nm zeigt sich, dass

das Verfahren erwartungsgemäß davon profitiert ohne mechanisch bewegliche Komponenten auszukommen. Allerdings ergibt sich durch die inhomogene Ausleuchtung des Bildsensors und dessen sogenanntes Fixed Pattern Noise eine zusätzliche Rauschquelle, die sich innerhalb sequentieller Verfahren nicht auswirkt.

Weitere Herausforderungen entstehen durch die anamorphotische Optik des Systems. Während sich in konventionellen Weißlicht-Interferometern Objektive mit besten Abbildungseigenschaften nutzen lassen, führen die optischen Eigenschaften der unkorrigierten plan-konvexen Zylinderlinsen, trotz des Versuchs ihren Einfluss möglichst gering zu halten, zu Aberrationen. Demzufolge weichen die experimentellen Ergebnisse der lateralen Auflösung von ihren theoretisch möglichen Werten ab. Diese gehen zum einen von der fehlerfreien Projektion der Punktlichtquelle auf die Probe aus und zum anderen von der kohärenten Übertragungsfunktion einer idealen Abbildungsoptik. Entsprechende Referenzmessungen zeigen jedoch, dass der Einfluss von Aberrationen auf die Distanzmessung selbst gering ist, so dass sich das Verfahren bei gegebener Konfiguration dennoch linear kalibrieren lässt. Wesentlich stärker ist die Auswirkung von Aberrationen auf die Statistik zweiter Ordnung des Speckle-Feldes, und somit indirekt auf die longitudinale Auflösung des Systems, sobald Proben diffus streuen bzw. optisch rau sind.

Theoretische Grenzen durch Speckle-Rauschen

Mit dem Auftreten von Speckle bildet sich eine zusätzliche Rauschquelle aus, die die longitudinale Auflösung der Weißlicht-Interferometrie einschränkt. Während die Statistik erster Ordnung eines Speckle-Feldes zu einer fundamentalen und somit unumgänglichen Begrenzung führt, steht der Fehler, der sich mit der Statistik zweiter Ordnung in Verbindung bringen lässt, in direktem Zusammenhang mit den optischen Eigenschaften des jeweiligen Systems. In anderen Worten formuliert, bewirkt die endliche Ausdehnung der Speckle eine zusätzliche Modulation des Interferogramms, die als multiplikatives, korreliertes Rauschen aufzufassen ist und erstmals im Rahmen dieser Arbeit berücksichtigt wird.

Die entwickelte theoretische Betrachtungsweise ermöglicht die Beschreibung des Einflusses von korreliertem, multiplikativem Rauschen und insbesondere von Speckle-Rauschen auf die Weißlicht-Interferometrie. In der spektralen Darstellung des Messsignals überlagert sich Speckle-Rauschen, in Form einer zirkular komplexen Zufallsvariable, dem ungestörten Signal additiv. Mit dieser Kenntnis lässt sich das Signal-zu-Rausch Verhältnis der einzelnen Frequenzkomponenten ableiten. Aus der resultierenden Verteilungsfunktion des Phasenwinkels kann unmittelbar auf die Varianz der Distanzmessung und damit auf die Messgenauigkeit geschlossen werden, die unter dem Einfluss von Speckle zu erreichen ist. Durch diese Vorgehensweise lässt sich zeigen, dass die longitudinale Auflösung im Wesentlichen durch das Verhältnis zwischen der mittleren Ausdehnung eines Speckle und der Kohärenzlänge begrenzt ist.

Um die theoretischen Ergebnisse zu untermauern, werden Interferogramme unter dem Einfluss von Speckle-Rauschen numerisch generiert. Aus diesen Simulationen lassen sich die Auswirkungen einzelner Parameter auf das Signal-zu-Rausch Verhältnis vollständig unabhängig von

anderen Einflüssen betrachten und studieren. Der Vergleich simulierter Daten mit theoretischen Ergebnissen zeigt sowohl in seinem qualitativen Verhalten als auch in quantitativer Hinsicht gute Übereinstimmung. Dabei ist jedoch zu beachten, dass beide Methoden von Modellen der statistischen Optik ausgehen, die zwar etabliert, aber in gewisser Hinsicht ebenso idealisiert und vereinfacht sind. Ganz allgemein birgt dies die Gefahr, dass sich das tatsächliche physikalische System in seinem Verhalten von den Modellvorstellungen unterscheidet. Erst mit Hilfe des Experiments lassen sich theoretische Ergebnisse überprüfen.

Da die Vorhersagen dieser Arbeit keinen deterministischen Zusammenhang aufweisen, sondern statistischer Natur sind, lassen sich diese erst anhand einer hinreichenden Anzahl sorgfältig ausgeführter Experimente verifizieren. Im letzten Teil der Arbeit werden dazu Messungen an Proben durchgeführt, die durch Lappen ihrer Oberfläche über eine isotrope, statistische Mikrostrukturierung verfügen. Aus den taktil und interferometrisch bestimmten Oberflächenprofilen wird die Varianz bestimmt, die neben der tatsächlichen Streuung der Höhenwerte den Einfluss von Rauschen beinhaltet. Der daraus abgeleitete Anteil an Speckle-Rauschen lässt sich mit den theoretischen Vorhersagen vergleichen. Eine rigorose experimentelle Überprüfung konnte im Umfang dieser Arbeit jedoch nicht geleistet werden.

7.2 Ausblick

Die Untersuchungen dieser Arbeit zeigen, dass das diskutierte System zwar robust und präzise ist, auf Grund seiner Komplexität aber auch verschiedenen Einschränkungen unterliegt. Durch die Ausarbeitung dieser Zusammenhänge finden sich zwei wesentliche Punkte zur Verbesserung und Erweiterung des Systems.

Lichtquellen

Die Anforderungen an die räumliche Kohärenz des Interferometers sind nicht ausschließlich durch eine Punktlichtquelle, sondern auch über eine linienhafte Lichtquelle zu erfüllen. Die Leistungsdichte, die über die Kombination eines thermischen Strahlers mit starker Raum-Frequenz Filterung erreicht wird, dürfte jedoch zu gering sein. Dafür stellt bereits die Emitterfläche einer Superlumineszenzdiode auf Grund ihrer dünnen aktiven Schicht eine linienhafte Lichtquelle dar, deren Leistungsdichte sich ohne Faserkopplung weiter erhöht. Auch über die bloße Aneinanderreihung mehrerer Faserenden lassen sich linienhafte Quellen aufbauen, deren optische Leistung entsprechend vervielfacht wird. Neben der direkten Leistungssteigerung, die ein besseres Signal-zu-Rausch Verhältnis oder kürzere Belichtungszeiten zur Folge hat, profitiert ein entsprechendes System auch von der höheren Beleuchtungsapertur. Insbesondere bei Proben oder Bauteilen mit unterschiedlichen Oberflächenneigungen ist eine hohe Beleuchtungsapertur von Vorteil, da weit mehr Licht zurückgestreut wird und somit zum Signal beiträgt, als es bei einer Punktlichtquelle der Fall ist.

Projektions- und Abbildungsoptik

Einen weiteren wichtigen Schritt stellt die Minderung der starken Aberrationen dar, die die anamorphotischen Optiken in das System einbringen. Verbessern sich die Abbildungseigenschaften sowohl von Projektions- als auch Abbildungsoptik, so steigert dies nicht nur die laterale Auflösung. Über den Einfluss auf die statistische Verteilung der Speckle in der Beobachtungsebene steigt außerdem die longitudinale Auflösung sobald diffus streuende Proben untersucht werden. Zudem ließen sich bei einem neuerlichen Entwurf der Optiken die großen Strahldurchmesser weitestgehend vermeiden. Befindet sich erst am Ausgang des Interferometers eine optische Anordnung, über die sich der gesamte Bildsensor ausleuchten lässt, so ist es möglich, das System bedeutend kleiner und somit weniger anfällig für äußere Einflüsse zu konstruieren.

Speckle-Rauschen in der Weißlicht-Interferometrie

Von allgemeinerem Interesse sind die theoretischen Ergebnisse zum Einfluss von Speckle-Rauschen auf die Weißlicht-Interferometrie. Ihre vollständige experimentelle Überprüfung steht allerdings noch aus. Die ersten quantitativen Vergleiche stehen zwar in keinster Weise im Widerspruch zu den Überlegungen, jedoch sind sie ebenso wenig ausreichend, um die theoretischen Zusammenhänge zu verifizieren. Anhand der durchgeführten Experimente stellt sich aber zumindest die Methodik dar, die für eine Untersuchung der statistischen Vorhersagen anzuwenden ist. Die Qualität der Messungen wird insbesondere dann sehr hoch sein, sobald sich in einem optischen Aufbau die Apertur oder das Spektrum so ändern lassen, dass das Verhältnis zwischen mittlerer Ausdehnung der Speckle und Kohärenzlänge in weiten Bereichen variiert werden kann. Steht ein solches simultanes oder sequentielles Weißlicht-Interferometer zur Verfügung, so werden zusätzliche Fehler, die mit einem Wechsel des optischen Aufbaus verbunden sind, vermieden. Die experimentelle Durchführung und weitere Untersuchungen müssen jedoch nachfolgenden Arbeiten überlassen werden. Auch die Anwendung der Ergebnisse auf andere Bereiche, beispielsweise auf das Gebiet der konfokalen Technik, ist weiteren Untersuchungen vorbehalten. Bestätigen sich die theoretischen Zusammenhänge im Experiment, so lassen sich über sie Filterfunktionen konstruieren, die sowohl an die Messaufgabe als auch an die optischen Eigenschaften des Systems ideal angepasst sind.

Anhang

A Ausgewählte Dichtefunktionen

Dieser Abschnitt liefert eine kurze Übersicht über die Dichtefunktionen $f_x(x)$, die in Bezug zur Arbeit stehen.

A.1 Gleichverteilung

Sind die Werte der Zufallsvariablen X gleich- bzw. rechteckverteilt, so lassen sich Dichtefunktion

$$f_x(x) = \begin{cases} \frac{1}{\beta - \alpha} & \alpha \leq x \leq \beta \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

sowie Erwartungswert $\mu = \langle X \rangle$ und Varianz $\sigma^2 = \langle X^2 \rangle$ leicht angeben.

$$\mu = \langle X \rangle = \frac{\beta + \alpha}{2} \quad (\text{A.2})$$

$$\sigma^2 = \langle X^2 \rangle = \frac{(\beta - \alpha)^2}{12} \quad (\text{A.3})$$

A.2 Gauß-Verteilung

Die Gauß- oder auch Normalverteilung ist die bedeutendste Verteilungsfunktion der Wahrscheinlichkeits-Theorie. Dies ist als Folge des zentralen Grenzwertsatzes anzusehen, der aussagt, dass die Summe vieler identisch verteilter Zufallsvariablen gegen die Gauß-Verteilung strebt.

$$f_x(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left\{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right\} \quad (\text{A.4})$$

Erneut werden mit $\mu = \langle X \rangle$ und $\sigma^2 = \langle X^2 \rangle$ Erwartungswert und Varianz repräsentiert.

A.3 Rayleigh-Verteilung

Handelt es sich bei Y_1 und Y_2 um zwei gaußverteilte Zufallsvariablen mit Erwartungswert $\mu = 0$ und Varianz σ^2 , so folgt die Zufallsvariable $X = \sqrt{Y_1^2 + Y_2^2}$ einer Rayleigh-Verteilung.

$$f_x(x) = \frac{x}{\sigma_n^2} \exp\left\{-\frac{x^2}{2\sigma_n^2}\right\} \quad (\text{A.5})$$

In diesem Fall ist $\langle X \rangle = \sigma_n \sqrt{\pi/2}$ und $\langle X^2 \rangle = \sigma_n^2 (2 - \pi/2)$.

A.4 Chi-Quadrat-Verteilung

Folgen die Zufallsvariablen Y_1 bis Y_n jeweils einer Gaußverteilung mit Erwartungswert $\mu = 0$ und Varianz $\sigma^2 = 1$, so definiert die Verteilung der Summe

$$X = \sum_{i=1}^n Y_i^2 \quad (\text{A.6})$$

die Chi-Quadrat-Verteilung mit n Freiheitsgraden.

$$f_n(x) = \begin{cases} \frac{x^{n/2-1} e^{-x/2}}{2^{n/2} \Gamma(n/2)} & x > 0 \\ 0 & x \leq 0 \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

Entsprechend der üblichen Notation bezeichnet $\Gamma(x)$ die Gamma-Funktion. Für den Erwartungswert und die Varianz der Verteilung ergibt sich $\langle X \rangle = n$ bzw. $\langle X^2 \rangle = 2n$.

A.5 Exponential-Verteilung

Die Dichtefunktion der Exponential-Verteilung lässt sich über

$$f_x(x) = \lambda \exp\{-\lambda x\} \quad (\text{A.8})$$

mit $\lambda \geq 0$ beschreiben. Ihr Erwartungswert ergibt sich zu $\langle X \rangle = 1/\lambda$ und für die Varianz gilt $\langle X^2 \rangle = 1/\lambda^2$. Mit $\lambda = 1/2$ entspricht sie der Chi-Quadrat-Verteilung mit Freiheitsgrad $n = 2$. Sie beschreibt somit auch die Verteilung der Zufallsvariablen $X = Y_1^2 + Y_2^2$, die sich aus der Addition der beiden gaußverteilten Zufallsvariablen Y_1 und Y_2 ergibt.

A.6 Poisson-Verteilung

Die Poisson-Verteilung wird auch als Verteilung seltener Ereignisse bezeichnet. Sie beschreibt den Ausgang einer großen Anzahl an Zufallsexperimenten, bei deren Ergebnis es lediglich auf das Eintreten oder Nichteintreten eines Ereignisses ankommt. Die Wahrscheinlichkeit für den Ausgang des Einzelexperiments selbst ist dabei konstant und unabhängig von vorherigen Ereignissen. Für die entsprechende Dichtefunktion

$$f_{\lambda}(X = k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda} \quad (\text{A.9})$$

sind Erwartungswert und Varianz mit $\langle X \rangle = \langle X^2 \rangle = \lambda$ identisch. Da k die Anzahl eingetretener Ereignisse wiedergibt, ist die Verteilung selbst diskret.

Anhang

B Alternativer optischer Aufbau

Der optische Aufbau aus Abb. B-1 basiert ebenfalls auf der Mach-Zehnder Anordnung, die auch dem Interferometer aus Kapitel 4.2 zugrunde liegt. Der Raum-Frequenz (SF) gefilterte Strahl der Superlumineszenzdiode wird kollimiert und durch den Strahlteiler (BS_1) in Referenz- und Probenstrahl geteilt. Die Zylinderlinse (Zyl_1) fokussiert den Probenstrahl als Brennlinie auf die Oberfläche des Objekts und kollimiert den zurück gestreuten Anteil entlang der x-Richtung des eingezeichneten Koordinatensystems. Dieses Strahlenbündel propagiert als ebene Welle zum Sensor. Über die beiden gekreuzten Zylinderlinsen Zyl_1 und Zyl_2 wird die Probe wiederum entlang der y-Achse direkt auf den Sensor abgebildet.

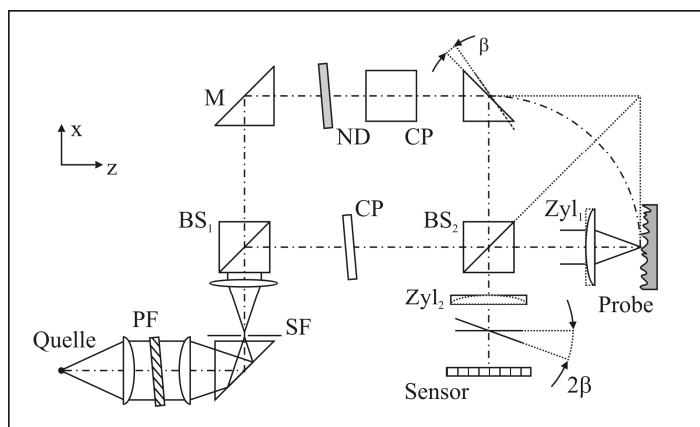


Abb. B-1: Optischer Aufbau in seiner Projektion auf die xz -Ebene. Die direkte Reflexion im Probenarm führt zu einem Phasensprung von π zwischen TE- und TM-Mode, der im Referenzarm nicht auftritt.

Die Elemente im Referenzarm des Interferometers sind so justiert, dass die Referenzwelle durch Umlenkung in der Ebene des Sensors mit dem Probenstrahl überlappt. Über die Neigung der Wellenfronten zueinander lässt sich erneut die kontinuierliche optische Verzögerung erreichen, auf der das Prinzip des räumlichen Phasenschiebens basiert.⁷⁰

Im Probenarm des Interferometers tritt durch direkte Reflexion an der Oberfläche des Objekts ein Phasensprung von π zwischen TE- und TM-Mode auf. Im Gegensatz zum optischen Aufbau aus Kapitel 4.2 wird dieser im Referenzarm nicht kompensiert und führt somit zur Aus-

bildung zweier Interferogramme in der Beobachtungsebene, deren Trägersignale um 90° zueinander verschoben sind. Ohne Polarisationsfilter (PF) überlagern sich diese beiden Moden inkohärent. Durch die unterschiedlichen Spektren, die die Superlumineszenzdiode polarisationsabhängig aufweist (vgl. Kapitel 4.3.4.2), entsteht eine Schwebung. Dieser Intensitätsverlauf $I_E(z)$ (siehe Abb. B-2) führt zu Fehlern in der Signalverarbeitungskette und macht daher die Polarisationsfilterung im Interferometer notwendig.

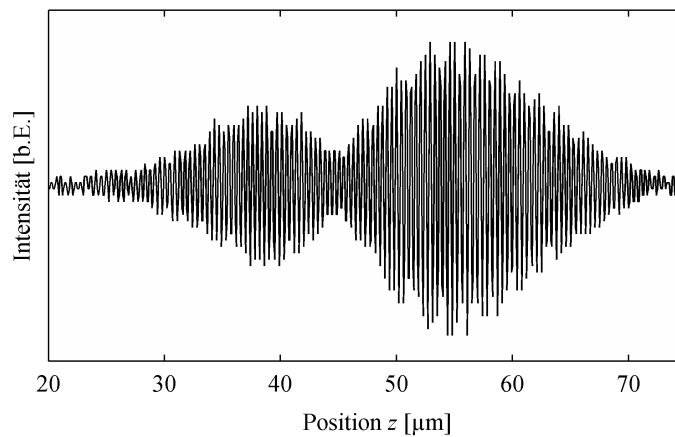


Abb. B-2: Gemessener Intensitätsverlauf am Ausgang des Interferometers. Auf Grund der unterschiedlichen Spektren von TE- und TM-Mode entsteht durch deren inkohärente Überlagerung eine Schwebung.

Anhang

C Varianz des Speckle-Rauschens

Ausgehend vom Speckle-Rauschen aus Gl. (6.19) in Kapitel 6.3.1

$$N(k) = a \exp\left\{-\frac{1}{2} \frac{(k-k_0)^2}{2\sigma_r^2 + \sigma_0^2}\right\} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\frac{\kappa^2}{2\sigma^2}\right\} \exp\{i\varphi(c(k)-\kappa)\} d\kappa \quad (\text{C.1})$$

ist die Symmetrieeigenschaft $\varphi(k) = -\varphi(-k)$ für die Berechnung der Varianz zu berücksichtigen, die unmittelbar zu einem Faktor zwei führt. Um zudem der Korrelation zwischen den Symmetriepunkten Rechnung zu tragen, wird der Integrationsbereich entsprechend dieser Symmetrie in die Intervalle $\kappa < c(k)$ und $c(k) < \kappa$ aufgeteilt. Durch Tauschen der Integrationsreihenfolge lässt sich damit die Varianz des Realteils $N_r(k)$ von Gl. (C.1), ohne Berücksichtigung von Vorfaktoren, bestimmen.

$$\begin{aligned} & \iint_{\kappa_1, \kappa_2 < c} \exp\left\{-\frac{\kappa_1^2 + \kappa_2^2}{2\sigma^2}\right\} \langle \cos(\varphi(c(k)-\kappa_1)) \cos(\varphi(c(k)-\kappa_2)) \rangle d\kappa_1 d\kappa_2 \\ & + \iint_{c < \kappa_1, \kappa_2} \exp\left\{-\frac{\kappa_1^2 + \kappa_2^2}{2\sigma^2}\right\} \langle \cos(\varphi(c(k)-\kappa_1)) \cos(\varphi(c(k)-\kappa_2)) \rangle d\kappa_1 d\kappa_2 \\ & + 2 \int_{-\infty}^c \int_c^{\infty} \exp\left\{-\frac{\kappa_1^2 + \kappa_2^2}{2\sigma^2}\right\} \langle \cos(\varphi(c(k)-\kappa_1)) \cos(\varphi(c(k)-\kappa_2)) \rangle d\kappa_1 d\kappa_2 \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

Auf Grund der Eigenschaften von $\varphi(x)$ gilt für die Erwartungswerte

$$\langle \cos(\varphi(x_1)) \cos(\varphi(x_2)) \rangle = \begin{cases} \delta(x_1 - x_2) & x_1 \cdot x_2 > 0 \\ \delta(x_1 + x_2) & x_1 \cdot x_2 < 0 \end{cases} \quad (\text{C.3})$$

und Gl. (C.2) lässt sich daher schreiben als

$$\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\frac{\kappa^2}{\sigma^2}\right\} d\kappa + \exp\left\{-\frac{2c(k)^2}{\sigma^2}\right\} \int_{\kappa < c(k)} \exp\left\{-\frac{\kappa^2 - 2\kappa c(k)}{\sigma^2}\right\} d\kappa. \quad (\text{C.4})$$

Durch quadratische Ergänzung und Integration folgt die Varianz des Realteils von Gl. (C.1) zu

$$\langle N_r(k)^2 \rangle = \sqrt{\pi} \sigma \cdot a^2 \exp\left\{-\frac{(k-k_0)^2}{2\sigma_r^2 + \sigma_0^2}\right\} \left[1 + \exp\left\{-\frac{c(k)^2}{\sigma^2}\right\}\right]. \quad (\text{C.5})$$

Analog dazu lässt sich aus

$$\langle \sin(\varphi(x_1)) \sin(\varphi(x_2)) \rangle = \begin{cases} \delta(x_1 - x_2) & x_1 \cdot x_2 > 0 \\ -\delta(x_1 + x_2) & x_1 \cdot x_2 < 0 \end{cases} \quad (\text{C.6})$$

die Varianz des Imaginärteils des Speckle-Rauschens $N(k)$ bestimmen.

$$\langle N_i(k)^2 \rangle = \sqrt{\pi} \sigma \cdot a^2 \exp\left\{-\frac{(k-k_0)^2}{2\sigma_r^2 + \sigma_0^2}\right\} \left[1 - \exp\left\{-\frac{c(k)^2}{\sigma^2}\right\}\right] \quad (\text{C.7})$$

Anhang

D Spektrale Darstellung des Messfehlers

Der Fehler im Spektrum des Messsignals folgt direkt aus der Varianz der Phase \mathcal{G}' . Ein exakter Ausdruck kann aus Gl. (6.30) analytisch nicht abgeleitet werden. Jedoch lässt sich für $r > 1$ ein genäherter Ausdruck angeben, der direkt aus dem Erwartungswert $\langle \cos \mathcal{G}' \rangle$ folgt.

$$\langle \cos \mathcal{G}' \rangle = r^{1/2} \Gamma\left(\frac{3}{2}\right) {}_1F_1\left(\frac{1}{2}; 2; -r\right) \quad (\text{D.1})$$

Mit Hilfe der asymptotischen Entwicklung der konfluenten hypergeometrischen Funktion¹⁰⁴ für $r > 1$

$${}_1F_1(\alpha; \beta; -r) \approx \frac{\Gamma(\beta) r^{-\alpha}}{\Gamma(\beta - \alpha)} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\alpha)_n (\alpha - \beta + 1)_n}{n! r^n} \quad (\text{D.2})$$

lässt sich Gl. (D.1) näherungsweise angeben.

$$\begin{aligned} \langle \cos \mathcal{G}' \rangle &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(1/2)_n (-1/2)_n}{n! r^n} \\ &\approx 1 - \frac{1}{4r} - \frac{3}{32r^2} \end{aligned} \quad (\text{D.3})$$

Da sich die Wahrscheinlichkeitsdichte $f_{\mathcal{G}'}$ um kleine Werte von \mathcal{G}' konzentriert, kann der Erwartungswert ebenso in Form seiner Taylor-Entwicklung ausgedrückt werden.

$$\langle \cos \mathcal{G}' \rangle \approx 1 - \frac{1}{2} \langle \mathcal{G}'^2 \rangle \quad (\text{D.4})$$

Werden die Gleichungen (D.3) und (D.4) miteinander verknüpft, so folgt die Varianz der Phase zu

$$\langle \mathcal{G}'^2 \rangle \approx \frac{1}{2r} + \frac{3}{16r^2}. \quad (\text{D.5})$$

Auf Grund der Tatsache, dass höhere Terme in den Entwicklungen vernachlässigt wurden, liegen die Ergebnisse der Näherung entsprechend Abb. D-3 unterhalb der numerischen Berechnung. Die Messfehler sind damit sogar höher als Gl. (D.5) erwarten lässt.

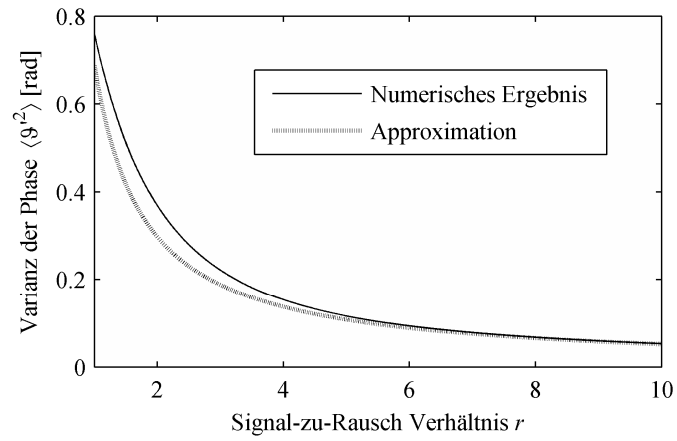


Abb. D-3: Abhängigkeit der Varianz der Phase $\langle \mathcal{G}^2 \rangle$ vom Signal-zu-Rausch Verhältnis r .

Anhang

E Spektrum und Kohärenzlänge

Einerseits wird für die theoretische Betrachtung und Ableitung verschiedener Parameter die in der Signalverarbeitung übliche Notation benutzt. Andererseits stehen eben diese Größen in engem Zusammenhang zu geläufigen physikalischen Bezeichnungen. Da dies zu Verwirrung und Fehlern führen kann, soll hier zumindest explizit die Relation zwischen Kohärenzlänge l_c und spektraler Ausdehnung σ_0 mit Bezug zur Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$ aufgeführt werden.

Gemäß Gl. (4.40) gilt für den Fall, dass die Halbwertsbreite mit $\Delta\lambda \ll \lambda_0$ wesentlich geringer als die Schwerpunkswellenlänge ist, in guter Näherung

$$l_c = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}. \quad (\text{E.1})$$

In der Praxis weit weniger wichtig ist die exakte Beziehung

$$l_c = \frac{2 \ln 2}{\pi} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)^{-1}, \quad (\text{E.2})$$

die sich jedoch direkt mit der Halbwertsbreite $\Delta k = k_1 - k_2$ verknüpfen lässt.

$$l_c = 4 \ln 2 (k_1 - k_2)^{-1} \quad (\text{E.3})$$

Daraus folgt wiederum $\Delta k = 4 \ln 2 / l_c$ und aus der Definition der Halbwertsbreite mit $\Delta k = \sqrt{8 \ln 2} \cdot \sigma_0$ ergibt sich

$$\sigma_0 = \frac{4 \ln 2}{\sqrt{8 \ln 2}} \cdot l_c^{-1} \quad (\text{E.4})$$

Somit lässt sich in Bezug zur Wellenzahl k der Zusammenhang zwischen Kohärenzlänge und spektraler Ausdehnung mit $l_c \approx 1,2 \cdot \sigma_0^{-1}$ angeben. In Verbindung zur theoretischen Ableitung aus Kapitel 6 ist jedoch ein zusätzlicher Faktor von 2π zu berücksichtigen, der aus der verwendeten Notation der Fourier-Transformation resultiert, die für gewöhnlich in der Signalverarbeitung verwendet wird.

Referenzen

1. G. Häusler, and G. Leuchs, "Physikalische Grenzen der optischen Formerfassung mit Licht," *Physikalische Blätter* **53**, 417-422 (1997).
2. M. C. Knauer, C. Richter, and G. Häusler, "3D sensor zoo," *Laser Technik Journal* **1**, 33-37 (2006).
3. G. Häusler, "Three-dimensional sensors - potentials and limitations," in *Handbook of computer vision and applications*, B. Jähne, H. Haußecker, and P. Geißler, eds. (Academic Press, San Diego, 1999), pp. 485-506.
4. G. Häusler, "Ubiquitous coherence—boon and bale of the optical metrologist," in *Proceedings of SPIE*, K. Gastinger, O. J. Lokberg, and S. Winther, eds. (2003), p. 48.
5. P. de Groot, "Optical Metrology," in *The Optics Encyclopedia: Basic Foundations and Practical Applications*, T. G. Brown, K. Creath, H. Kogelnik, M. A. Kriss, J. Schmit, and M. J. Weber, eds. (Wiley-VCH, Berlin, 2003), pp. 2085-2117.
6. R. Schwarte, H. Heinol, B. Buxbaum, T. Ringbeck, Z. Xu, and K. Hartmann, "Principles of three-dimensional imaging techniques," in *Handbook of computer vision and applications*, B. Jähne, H. Haußecker, and P. Geißler, eds. (Academic Press, San Diego, 1999), pp. 463-484.
7. B. Jähne, *Digitale Bildverarbeitung* (Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2005).
8. A. Grün, "High accuracy object reconstruction with least squares matching," in *Bildverarbeitung 95 an der Technischen Akademie Esslingen*, (Technische Akademie Esslingen, 1995).
9. K. Patorski, *Handbook of the Moiré Fringe Technique* (Elsevier, New York, 1993).
10. H. Takasaki, "Moiré topography," *Applied Optics* **9**, 1467-1472 (1970).
11. V. Srinivasan, H. C. Liu, and M. Halioua, "Automated phase-measuring profilometry of 3-D diffuse objects," *Applied Optics* **23**, 3105-3108 (1984).
12. M. Gruber, and G. Häusler, "Simple, robust and accurate phase-measuring triangulation," *Optik* **89**, 118-122 (1992).
13. C. J. R. Sheppard, and A. Choudhury, "Image formation in the scanning microscope," *Journal of Modern Optics* **24**, 1051-1073 (1977).
14. T. Wilson, *Confocal Microscopy* (Academic Press, London, 1990).
15. G. Molesini, G. Pedrini, P. Poggi, and F. Quercioli, "Focus-wavelength encoded optical profilometer," *Optical Communications* **49**, 229-233 (1984).

16. A. K. Ruprecht, K. Körner, T. F. Wiesendanger, H. J. Tiziani, and W. Osten, "Chromatic confocal detection for high speed micro-topography measurements," (2004), pp. 53-60.
17. R. Dorsch, J. Herrmann, and G. Häusler, "Laser triangulation: fundamental uncertainty of distance measurement," *Applied Optics* **33**, 1306-1314 (1994).
18. H. G. Heinol, and R. Schwarte, "« Photomischdetektor» erfaßt 3D-Bilder," (2000).
19. Z. Xu, R. Schwarte, H. Heinol, B. Buxbaum, and T. Ringbeck, "Smart pixel-photonic mixer device (PMD)," in *Proc. M2VIP*, (1998), pp. 259-264.
20. H. G. Heinol, "Untersuchung und Entwicklung von modulationslaufzeitbasierten 3D-Sichtsystemen," in *Fachbereich Elektrotechnik und Informatik*, (Universität Siegen, Siegen, 2001), p. 139.
21. D. Malacara, M. Servín, and Z. Malacara, eds., *Interferogram analysis for optical testing* (Marcel Dekker Ltd, Rochester, 1998).
22. L. Deck, and P. De Groot, "High-speed noncontact profiler based on scanning white-light interferometry," *Applied Optics* **33**, 7334-7338 (1994).
23. G. S. Kino, and S. S. C. Chim, "Mirau correlation microscope," *Applied Optics* **29**, 3775-3783 (1990).
24. T. Dresel, G. Häusler, and H. Venzke, "Three-dimensional sensing of rough surfaces by coherence radar," *Applied Optics* **31**, 919-925 (1992).
25. M. Fleischer, R. Windecker, and H. J. Tiziani, "Theoretical limits of scanning white-light interferometry signal evaluation algorithms," *Applied Optics* **40**, 2815-2820 (2001).
26. J. Schwider, and L. Zhou, "Dispersive interferometric profilometer," *Optics Letters* **19**, 995-997 (1994).
27. M. Born, and E. Wolf, "Multiple-beam interference," in *Principles of optics*, (Cambridge University Press, Cambridge, 1999), pp. 359-409.
28. S. Chen, A. W. Palmer, K. T. V. Grattan, B. T. Meggitt, and S. Martin, "Study of electronically-scanned optical-fibre white-light Fizeau interferometer," *Electronics Letters* **27**, 1032-1034 (1991).
29. A. Koch, and R. Ulrich, "Fiber-optic displacement sensor with 0.02 μm resolution by white-light interferometry," *Sensors and actuators. A, Physical* **25**, 201-207 (1991).
30. C. Bosbach, F. Depiereux, T. Pfeifer, and B. Michelt, "Fiber optic interferometer for absolute distance measurements with high measuring frequency," in *Seventh International Symposium on Laser Metrology Applied to Science, Industry, and Everyday Life*, Y. V. Chugui, S. N. Bagayev, A. Weckenmann, and P. H. Osanna, eds. (Proceedings of SPIE, 2002), pp. 408-415.
31. T. E. Carlsson, and B. Nilsson, "Measurement of distance to diffuse surfaces using non-scanning coherence radar," *Journal of Optics* **29**, 146-151 (1998).

32. R. H. Marshall, Y. N. Ning, X. Jiang, A. W. Palmer, B. T. Meggitt, and K. T. V. Grattan, "A novel electronically scanned white-light interferometer using a Mach-Zehnder approach," *Lightwave Technology, Journal of Optics* **14**, 397-402 (1996).
33. P. Koch, G. Hüttmann, and H. Schleiermacher, "Linear optical coherence tomography system with a downconverted fringe pattern," *Optics Letters* **29**, 1644-1646 (2004).
34. M. Takeda, and H. Yamamoto, "Fourier-transform speckle profilometry: three-dimensional shape measurements of diffuse objects with large height steps and/or spatially isolated surfaces," *Applied Optics* **33**, 7829-7837 (1994).
35. M. Kinoshita, M. Takeda, H. Yago, Y. Watanabe, and T. Kurokawa, "Optical frequency-domain imaging microprofilometry with a frequency-tunable liquid-crystal Fabry-Perot etalon device," *Applied Optics* **38**, 7063-7068 (1999).
36. I. Zeylikovich, A. Gilerson, and R. R. Alfano, "Nonmechanical grating-generated scanning coherence microscopy," *Optics Letters* **23**, 1797-1799 (1998).
37. M. Hart, D. G. Vass, and M. L. Begbie, "Fast surface profiling by spectral analysis of white-light interferograms with Fourier transform spectroscopy," *Applied Optics* **37**, 1764-1769 (1998).
38. T. Seiffert, "Verfahren zur schnellen Signalaufnahme in der Weißlichtinterferometrie," in *Naturwissenschaftliche Fakultät*, (Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen, 2005), p. 117.
39. A. Papoulis, *Probability, random variables, and stochastic processes* (McGraw-Hill, New York, 1991).
40. G. R. Grimmett, and D. R. Stirzaker, *Probability and random processes* (Oxford University Press, Oxford, 2005).
41. J. C. Dainty, *Laser speckle and related phenomena* (Springer-Verlag, Berlin and New York, 1975).
42. N. George, and A. Jain, "Speckle reduction using multiple tones of illumination," *Applied Optics* **12**, 1202-1212 (1973).
43. Y. Kawata, and S. Kawata, "Speckle-free image amplification by two-wave coupling in a photorefractive crystal," *Applied Optics* **32**, 730 (1993).
44. M. Pircher, E. Götzinger, R. Leitgeb, A. F. Fercher, and C. K. Hitzenberger, "Speckle reduction in optical coherence tomography by frequency compounding," *Journal of Biomedical Optics* **8**, 565-569 (2003).
45. H. Fuji, T. Asakura, and Y. Shindo, "Measurement of surface roughness properties by means of laser speckle techniques," *Optics Communications* **16**, 68-72 (1976).

46. T. Fricke-Begemann, "Optical measurement of deformation fields and surface processes with digital speckle correlation," in *Institut für angewandte optik*, (Carl von Ossietzky Universität Oldenburg, Oldenburg, 2002), p. 167.
47. E. Archbold, J. M. Burch, and A. E. Ennos, "Recording of in-plane surface displacement by double-exposure speckle photography," *Journal of Modern Optics* **17**, 883-898 (1970).
48. U. Schnell, J. Piot, and R. Dändliker, "Detection of movement with laser speckle patterns: statistical properties," *Journal of the Optical Society of America A* **15**, 207-216 (1998).
49. T. Asakura, and N. Takai, "Dynamic laser speckles and their application to velocity measurements of the diffuse object," *Appl. Phys.* **25**, 179-194 (1981).
50. A. E. Ennos, "Speckle interferometry," in *Laser speckle and related phenomena*, J. C. Dainty, ed. (Springer-Verlag, Berlin and New York, 1975), pp. 203-253.
51. J. W. Goodman, "Some effects of target-induced scintillation on optical radar performance," in *Proceedings of the IEEE*, (1965), pp. 1688-1700.
52. I. S. Reed, "On a moment theorem for complex Gaussian processes," *IRE Transactions on Information Theory* **8**, 194-195 (1962).
53. E. Ochoa, and J. W. Goodman, "Statistical properties of ray directions in a monochromatic speckle pattern," *Journal of the Optical Society of America* **73**, 943-949 (1983).
54. K. J. Ebeling, "Statistical Properties of Spatial Derivatives of the Amplitude and Intensity of Monochromatic Speckle Patterns," *Opt. Acta* **26**, 1505-1521 (1979).
55. A. F. Fercher, W. Drexler, C. K. Hitzenberger, and T. Lasser, "Optical coherence tomography - principles and applications," *Rep. Prog. Phys.* **66**, 239-303 (2003).
56. A. Khintchine, "Korrelationstheorie der stationären stochastischen Prozesse," *Math. Ann.* **109**, 604-615 (1934).
57. N. Wiener, "Generalized harmonic analysis," *Acta Math.* **55**, 117-258 (1930).
58. S. Chen, A. W. Palmer, K. T. V. Grattan, and B. T. Meggitt, "Digital signal-processing techniques for electronically scanned optical-fiber white-light interferometry," *Applied Optics* **31**, 6003-6010 (1992).
59. K. G. Larkin, "Efficient nonlinear algorithm for envelope detection in white light interferometry," *Journal of the Optical Society of America A* **13**, 832-843 (1996).
60. J. Schmit, and A. Olszak, "High-precision shape measurement by white-light interferometry with real-time scanner error correction," *Applied Optics* **41**, 5943-5950 (2002).
61. A. Hirabayashi, H. Ogawa, and K. Kitagawa, "Fast Surface Profiler by White-Light Interferometry by use of a New Algorithm Based on Sampling Theory," *Applied Optics* **41**, 4876-4883 (2002).

-
62. M. Dressel, and G. Grüner, *Electrodynamics of solids: optical properties of electrons in matter* (Cambridge University Press, Cambridge, 2002).
63. M. Born, and E. Wolf, "Reflection and refraction of a plane wave," in *Principles of optics*, (Cambridge University Press, Cambridge, 1999), pp. 38-54.
64. J. Liesener, and H. J. Tiziani, "Interferometer with dynamic reference," in *Proceedings of SPIE*, R. Geyl, D. Rimmer, and L. Wang, eds. (2004), pp. 264-271.
65. P. de Groot, X. C. de Lega, J. Kramer, and M. Turzhitsky, "Determination of fringe order in white-light interference microscopy," *Applied Optics* **41**, 4571–4578 (2002).
66. J. Schraud, "Optimierung und Vergleich der Datenaufnahme und -auswertung am optischen 3D-Sensor Kohärenzradar," in *Naturwissenschaftliche Fakultät*, (Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen, 2000), p. 124.
67. P. de Groot, and L. Deck, "Surface profiling by frequency-domain analysis of white light interferograms," in *Proceedings of SPIE*, C. Gorecki, and R. W. T. Preater, eds. (1994), pp. 101-104.
68. P. de Groot, and L. Deck, "Surface profiling by analysis of white-light interferograms in the spatial frequency domain," *Journal of Modern Optics* **42**, 389-401 (1995).
69. M. Hißmann, "Bayesian estimation for white light interferometry," (Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Heidelberg, 2005).
70. M. Hering, S. Herrmann, K. Körner, and B. Jähne, "Spatial Phase Shifting in White-Light Interferometry," in *Opto 2006*, (Nürnberg, 2006), pp. 57-62.
71. P. de Groot, "Chromatic dispersion effects in coherent absolute ranging," *Optics Letters* **17**, 898–900 (1992).
72. P. Pavlicek, and J. Soubusta, "Measurement of the influence of dispersion on white-light interferometry," *Applied Optics* **43**, 766-770 (2004).
73. A. Pförtner, and J. Schwider, "Dispersion error in white-light Linnik interferometers and its implications for evaluation procedures," *Applied Optics* **40**, 6223–6228 (2001).
74. H. Schreiber, and J. Schwider, "Lateral shearing interferometer based on two Ronchi phase gratings in series," *Applied Optics* **36**, 5321-5324 (1997).
75. P. H. van Cittert, "Die wahrscheinliche Schwingungsverteilung in einer von einer Lichtquelle direkt oder mittels einer Linse beleuchteten Ebene," *Physica* **1**, 201-210 (1934).
76. F. Zernike, "The concept of partial coherence in optics," *Physica* **5**, 785-795 (1938).
77. W. Lange, *Einführung in die Laserphysik* (Wissenschaftliche Buchgesellschaft, Darmstadt, 1994).
78. P. Geißler, "Imaging optics," in *Handbook of computer vision and applications*, B. Jähne, H. Haußecker, and P. Geißler, eds. (Academic Press, San Diego, 1999), pp. 63-101.

79. M. Born, and E. Wolf, "The diffraction pattern associated with a single aberration," in *Principles of optics*, (Cambridge University Press, Cambridge, 1999), pp. 532-543.
80. K. Nienhuis, "On the influence of diffraction on image formation in the presence of aberrations," (University of Groningen, Groningen, 1948).
81. J. W. Goodman, *Introduction to Fourier optics* (McGraw-Hill, New York, 1968).
82. J. W. Goodman, "Statistical properties of laser speckle patterns," in *Topics in Applied Physics; Laser Speckle and Related Phenomena*, J. C. Dainty, ed. (Springer-Verlag, Berlin, 1975), pp. 9-76.
83. F. L. Pedrotti, L. S. Pedrotti, and W. Bausch, *Optik für Ingenieure* (Springer, Berlin, 2002).
84. P. Seitz, "Solid-state image sensing," in *Handbook of computer vision and applications*, B. Jähne, H. Haußecker, and P. Geißler, eds. (Academic Press, San Diego, 1999), pp. 63-101.
85. H. Helmers, and M. Schellenberg, "CMOS vs. CCD sensors in speckle interferometry," *Optics and Laser Technology* **35**, 587-595 (2003).
86. B. Jähne, "Vergleichende Analyse moderner Bildsensoren für die optische Messtechnik," in *Sensoren und Messsysteme*, (VDI-Berichte, Ludwigsburg, 2004), p. 317.
87. R. Bracewell, *The Fourier Transform and Its Applications* (McGraw-Hill, Inc., New York, 1965).
88. W. Wittenstein, J. C. Fontanella, A. R. Newbery, and J. Baars, "The definition of the OTF and the measurement of aliasing for sampled imaging systems," *Journal of Modern Optics* **29**, 41-50 (1982).
89. S. Johansson, Y. U. A. Lebedinsky, and K. G. Predko, "Experimental MTF measurements of CCD using an interferometrically generated test pattern," *Journal of imaging science* **35**, 320-325 (1991).
90. G. Boreman, and E. L. Dereniak, "Method for measuring modulation transfer function of charge-coupled devices using laser speckle," *Optical Engineering* **25**, 148-150 (1986).
91. B. Wang, "Measurement of the modulation transfer function of CCD- and CMOS-sensors using laser speckle," in *Institut für Angewandte Optik*, (Carl von Ossietzky Universität Oldenburg, Oldenburg, 2005), p. 90.
92. G. Bohn, "Hardware-implemientierte Algorithmen zur Optimierung des Meßprinzips Kohärenzradar," in *Technische Fakultät*, (Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen, 2000), p. 146.
93. A. Olszak, and J. Schmit, "High-stability white-light interferometry with reference signal for real-time correction of scanning errors," *Optical Engineering* **42**, 54-59 (2003).
94. B. E. A. Saleh, and M. C. Teich, *Fundamentals of photonics* (John Wiley & Sons, New York, 1991).

95. R. Krüger-Sehm, J. Frühauf, and T. Dziomba, "Determination of the short wavelength cutoff of interferential and confocal microscopes," in *10th international conference metrology and properties of engineering surfaces*, T. Thomas, B. G. Rosén, and H. Zahouani, eds. (Saint Etienne, 2005).
96. A. Harasaki, and J. C. Wyant, "Fringe modulation skewing effect in white-light vertical scanning interferometry," *Applied Optics* **39**, 2101–2106 (2000).
97. H. G. Rhee, T. V. Vorburger, J. W. Lee, and J. Fu, "Discrepancies between roughness measurements obtained with phase-shifting and white-light interferometry," *Applied Optics* **44**, 5919-5927 (2005).
98. J. M. Schmitt, "Restoration of optical coherence images of living tissue using the CLEAN algorithm," *Journal of Biomedical Optics* **3**, 66-75 (2006).
99. G. Häusler, P. Ettl, M. Schenk, G. Bohn, and I. Laszlo, "Limits of optical range sensors and how to exploit them," in *International Trends in Optics and Photonics ICO IV*, T. Asakura, ed. (Springer, Berlin, 1999), pp. 328-342.
100. J. M. Schmitt, "Optical coherence tomography (OCT): a review," *Journal of selected topics in quantum electronics, IEEE* **5**, 1205-1215 (1999).
101. P. Pavlicek, and J. Soubusta, "Theoretical measurement uncertainty of white-light interferometry on rough surfaces," *Applied Optics* **42**, 1809-1813 (2003).
102. L. Leushacke, and M. Kirchner, "Three-dimensional correlation coefficient of speckle intensity for rectangular and circular apertures," *Journal of the Optical Society of America A: Optics and Image Science, and Vision* **7**, 827-832 (1990).
103. D. Middleton, "Processes derived from the normal," in *An introduction to statistical communication theory*, (McGraw-Hill, New York, 1960), pp. 396-437.
104. D. Middleton, "Special functions and integrals," in *An introduction to statistical communication theory*, (McGraw-Hill, New York, 1960), pp. 1071-1081.
105. G. Chan, and A. T. A. Wood, "An Algorithm for Simulating Stationary Gaussian Random Fields," *Applied Statistics* **46**, 171-181 (1997).
106. A. T. A. Wood, and G. Chan, "Simulation of Stationary Gaussian Processes in $[0,1]^d$," *Journal of Computational and Graphical Statistics* **3**, 409-432 (1994).
107. P. R. Bevington, and D. K. Robinson, *Data reduction and error analysis for the physical sciences* (McGraw-Hill, New York, 1992).
108. J. Habermann, "Statistisch unabhängige Specklefelder zur Reduktion von Meßfehlern in der Weißlichtinterferometrie," in *Physikalisches Institut*, (Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, Erlangen-Nürnberg, 2002), p. 118.
109. G. D. Lewis, and D. L. Jordan, "Remote sensing of polarimetric speckle," *Journal of Physics D: Applied Physics* **34**, 1399-1407 (2001).

Danksagung

Zuallererst möchte ich meinem Doktorvater Prof. Dr. Bernd Jähne und Walter Happold dafür danken, dass sie diese Arbeit ermöglicht haben. Erst durch ihren Einsatz und Enthusiasmus konnte die Kooperation zwischen Universität und Industrie entstehen, die in den vergangenen Jahren die Basis meiner Arbeit gebildet hat.

Für die Anregungen zur Arbeit von Prof. Dr. Bernd Jähne bin ich sehr dankbar, da sie mir über einige Schwierigkeiten hinweg geholfen haben, die ich ohne seine Unterstützung und Motivation nicht hätte meistern können. Zugleich ließ er mir enorme Freiräume, in denen ich meiner eigenen wissenschaftlichen Neugier nachgehen konnte. Unter diesen Voraussetzungen entstanden neue Ideen, die Grundlage jeder Forschung sind. Ebenso möchte ich Prof. Dr. Fred Hamprecht danken, der mit geduldigen Erläuterungen auf viele meiner Fragen aus der Statistik reagiert hat.

Begeistert hat mich auch die Ideologie von Walter Happold, aktuelle Probleme und Fragestellungen aus dem Umfeld der automatisierten optischen Prüfung aufzugreifen und in wissenschaftlichem Kontext zu betrachten. Dieser enge Bezug zur Praxis bildet einen weiteren wichtigen Aspekt meiner wissenschaftlichen Ausbildung, den ich an anderer Stelle nur schwer hätte hinzugewinnen können.

Mein besonderer Dank gilt außerdem Dr. Sven Herrmann, der mich nicht nur ständig aufs Neue motiviert hat. Vielmehr haben seine Hinweise und die gemeinsamen Diskussionen kleinerer und größerer Probleme zum Gelingen der Arbeit beigetragen. Bedanken möchte ich mich auch für die Hilfestellungen, die er mir bei der Aufbereitung und Präsentation wissenschaftlicher Ergebnisse gegeben hat. Nicht zuletzt durch das Probelesen dieser Arbeit.

Mit seiner Überzeugung und dem Drang, wissenschaftliche Ergebnisse lieber gestern als heute schonungslos den industriellen Anforderungen auszusetzen, hat Dr. Christian Knoll die Arbeit stets vorangetrieben. Seine Hinweise und Ratschläge werden mir auch in Zukunft nützlich sein.

Bei allen Kollegen innerhalb der Robert Bosch GmbH bedanke ich mich für ihre Unterstützung und das gute Arbeitsklima. Dr. Jochen Schmähling war mir mit zahlreichen Tipps, sowohl bei der Programmierung und Simulation, als auch bei mathematischen Fragestellungen stets eine große Hilfe. Auf Stefan Trittler war stets Verlass, wenn es Probleme mit der ein oder anderen Software gab oder die Festplatte mitsamt aller wichtigen Daten ihre letzten Runden drehte. Von Robert Barunovic bekam ich bei der Beschaffung und Charakterisierung der Proben viel Hilfe. Ganz besonders möchte ich mich aber bei Mark Jäger für seine weitreichende Unterstützung bedanken.

Neben dem guten Kontakt zu den Kollegen am IWR und IUP in Heidelberg hat zum Gelingen der Arbeit auch der rege Austausch mit anderen Instituten und Gruppen beigetragen. Allen voran steht das Institut für technische Optik der Universität Stuttgart, das mich insbesondere zu Beginn der Arbeit wesentlich unterstützt und motiviert hat – vielen Dank Dr. Klaus Körner. Ebenso möchte ich Dr. Heinz Helmers aus der Gruppe für angewandte Optik der Universität Oldenburg danken, der die MTF- und Monochromatormessungen ermöglicht hat. Weiterer Dank geht an die Gruppe von Prof. Häusler und insbesondere an Bernhard Wiesner, der mir durch die langjährige Erfahrung des Instituts für Optik auf dem Gebiet der optischen Messtechnik an mehreren Punkten weitergeholfen hat. Für Kommentare und Anregungen zu meiner Arbeit möchte ich auch Dr. Pavel Pavlicek von der Universität Olomouc und Prof. Dr. Jörg Gutjahr von der Fachhochschule in Köln danken.

Des Weiteren gebührt mein Dank Prof. Dr. Dr. Christoph Cremer, für die Übernahme des zeit-
aufwendigen Korreferats, und den weiteren Mitglieder der Prüfungskommission Prof. Dr. Heinz
Horner und Priv. Doz. Dr. Volker Ebert.

Ich möchte auch die Dankbarkeit gegenüber meinen Eltern, meiner Schwester und meinen
besten Freunden zum Ausdruck bringen. Ihre Überzeugung und Unterstützung hat mich in den
letzten Jahren immer wieder von neuem angetrieben. Und zu guter Letzt danke ich Ellen, die
durch ihr Vertrauen und ihre Geduld so wichtig für mich ist.