

Marc Wendel

mts



Qualifizierung eines Streulichtensors und Untersuchung erster Ansätze zur dreidimensionalen Streulichterfassung

Berichte aus dem Lehrstuhl für Messtechnik und Sensorik
Band 1

Herausgeber: Prof. Dr.-Ing. Jörg Seewig

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Berichte aus dem Lehrstuhl für Messtechnik und Sensorik - Band 1

Herausgeber: Prof. Dr.-Ing. Jörg Seewig
Lehrstuhl für Messtechnik und Sensorik
Fachbereich Maschinenbau und Verfahrenstechnik
Technische Universität Kaiserslautern
Gottlieb-Daimler-Straße
67663 Kaiserslautern

Verfasser: Marc Wendel

Verlag: Technische Universität Kaiserslautern

Druck: Technische Universität Kaiserslautern
Hauptabteilung 5 | Abteilung 5.6 Foto-Repro-Druck

D-386

© Marc Wendel · Kaiserslautern 2015

Alle Rechte vorbehalten, auch das des auszugsweisen Nachdrucks, der auszugsweisen oder vollständigen Wiedergabe (Photographie, Mikroskopie), der Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen und das der Übersetzung.

Als Manuskript gedruckt. Printed in Germany.

ISSN 2365-9742
ISBN 978-3-95974-006-7

Kurzfassung

Die Qualität hoch beanspruchter Oberflächen wird durch ihre Funktion festgelegt. Sogenannte Funktionsflächen sind dabei in vielen Bereichen der modernen Industrie zu finden. Zur Überwachung des Herstellungsprozesses dieser Flächen besteht daher stets ein Bedarf an sensibler, genauer an die Bedürfnisse der Messaufgabe angepasster, Messtechnik. Ein Verfahren, welches aufgrund seines winkelmessenden Prinzips unempfindlich gegenüber Vibrationen ist und gleichzeitig eine flächige Beurteilung von Oberflächen ermöglicht, ist die winkelaufgelöste Streulichtmesstechnik. Sie nutzt das von einer rauen Oberfläche zurückgestreute Licht zur Charakterisierung. Während der Erwartungswert der gemessenen Streulichtverteilung Aufschluss über die Makrogestalt der Oberfläche liefert, enthält die Breite der Verteilung Informationen über die Mikrostruktur.

Die vorliegende Arbeit betrachtet zwei Themenkomplexe dieser Messtechnik: Zunächst wird die Qualifizierung einer bereits bestehenden Messeinrichtung zur zweidimensionalen Erfassung von Streulicht mittels linearem Diodenarray durchgeführt. Im Anschluss erfolgt die Erweiterung der Messeinrichtung zur Erfassung der dritten Dimension. Dieses Ziel wird durch Verfolgung zweier Ansätze, einem rotierenden Prisma sowie einem flächigen Detektor, erreicht.

Abstract

Quality of highly stressed surfaces is determined by their functional purpose. So-called functional surfaces are frequently encountered in our modern industrial environment. Monitoring of their production processes demands sensitive, task specific measuring instruments. A measuring instrument delivering areal parameters of a surface is the angle resolved scattered light sensor. It uses the scattered light of an illuminated rough surface for characterization. Due to its angular measurement principle the measurement method is insensitive to vibrations. The expectation value of the scatter distribution is a measure of the surface's macro structure. The width delivers information about the micro structure in addition.

This thesis highlights two topics of the presented measurement principle: First of all, an existing measuring device for two-dimensional acquisition of scattered light, using a linear photodiode array, is qualified. Afterwards, the extension of the measuring device to acquire the third dimension is discussed. Latter will be done by examining two approaches, the use of a rotating prism as well as an areal detector.

Qualifizierung eines Streulichtensors und Untersuchung erster Ansätze zur dreidimensionalen Streulichterfassung

Vom Fachbereich Maschinenbau und Verfahrenstechnik
der Technischen Universität Kaiserslautern
zur Verleihung des akademischen Grades

Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

genehmigte

Dissertation

vorgelegt von

Dipl.-Phys. Marc Wendel

aus Simmern/Hunsrück

Kaiserslautern 2015

D386

Dekan:	Prof. Dr.-Ing. Christian Schindler
Vorsitzender:	Prof. Dr.-Ing. Jan C. Aurich
Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. Jörg Seewig Prof. Dr.-Ing. habil. Peter Lehmann
Tag der mündlichen Prüfung:	21. Juli 2015

Vorwort des Autors

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Mitarbeiter am Lehrstuhl für Messtechnik und Sensorik der Technischen Universität Kaiserslautern. Als erster wissenschaftlicher Mitarbeiter des neu gegründeten Lehrstuhls konnte ich an der Entwicklung vom „Einmannbetrieb“ zum „ausgewachsenen“ Lehrstuhl teilhaben. Die in dieser Zeit gesammelten Erkenntnisse und Erfahrungen trugen wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit bei. Für das entgegengebrachte Vertrauen, sowie die zugesprochenen Freiräume zur selbständigen wissenschaftlichen Arbeit, möchte ich mich bei meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. Jörg Seewig bedanken.

Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Peter Lehmann danke ich für die bereitwillige Übernahme des Koreferats und Herrn Prof. Dr.-Ing. Jan C. Aurich für die freundliche Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Ein ganz besonderer Dank gilt allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für Messtechnik und Sensorik für die angenehme Zusammenarbeit und die vielen konstruktiven Fachdiskussionen. Im Team fand ich nicht nur fähige Kollegen, sondern gleichzeitig auch einige gute Freunde.

Weiterhin möchte ich mich bei allen Studierenden, welche durch studentische Arbeiten oder als wissenschaftliche Hilfskräfte mit Ihrer Arbeit zum Gelingen dieser Dissertation beigetragen haben, bedanken. Zum Kreise meiner Unterstützer zähle ich ebenfalls Dr. Rainer Brodmann und Boris Brodmann von der Firma Optosurf GmbH.

Der größte Dank gebührt an dieser Stelle meiner Familie. Ich möchte mich bei meinen Eltern für die Möglichkeit eines sorgenfreien Studiums bedanken, welches die Basis für diese Arbeit darstellt. Außerdem möchte ich meiner Frau danken, dass sie mich während des Entstehungsprozesses meiner Dissertation stets unterstützt und motiviert hat.

Kaiserslautern, im November 2015

Marc Wendel

Summary

Quality of highly stressed surfaces is determined by their functional purpose. So-called functional surfaces are frequently encountered in our modern industrial environment, e.g. in automotive or medical applications. Production tolerances in all fields of applications, in the micro as well as the macro structures domain, are getting more and more stringent in the recent past. That is why the monitoring of production processes demands sensitive, task specific measuring instruments. While tactile profile measurement methods can still be seen as the reference in roughness and form measurements, they also have disadvantages, especially in production-related (in-line) tasks. Tactile methods are highly sensitive to external impressed vibrations, e.g. caused by machine tools nearby. They also yield only single profile sections of the surface. As uniform characteristics of micro and macro structures across the whole surface can't be considered, many distributed profile sections have to be acquired. Taking numerous measurements to determine areal characteristics of a surface is very time-consuming. Therefore the acquisition of areal topographies is better done by optical measurement methods. But latter are usually also highly sensitive to vibrations. A measuring instrument, which is insensitive to vertical vibrations due to an angular measurement principle, is the angle resolved scattered light sensor: The scattered light of an illuminated surface is collected by a lens and imaged to a linear photodiode array in the back focal plane. The expectation value, i.e. the mean position of the scattered light distribution at the diode array, is a measure of the surface's macro structure. The width of the measured distribution delivers information about the micro structure. The achieved parameters are areal parameters of the illuminated surface, because no phase information is acquired.

This thesis deals with the above mentioned promising measurement method and highlights two topics. First of all, an existing measuring device for two-dimensional acquisition of scattered light, using a linear photodiode array, is qualified. Afterwards, the extension of the measuring device to acquire the third dimension is discussed. Latter will be done by examining two approaches: rotation of the three-dimensional scattered light distribution over the linear diode array via a rotating prism, as well as the acquisition by an areal sensor.

A short introduction and motivation is followed by the state of the art, covering all relevant topics. Here, the interaction between surface and light, as well as the introduced surface models, can be seen as a fundamental basis. Two approaches for the description of scattered light are presented in this context: physical and geometric optics. The physical optics is based on diffraction theory whereas geometric optics

interprets light as rays. For a better classification of the angle resolved scattered light measurement method, also other scattered light techniques are presented in the state of the art.

All needed basics related to the topic of three-dimensional acquisition of scattered light are also highlighted. These are namely image erecting prisms used for rotating the 3D scattered light distribution over the linear photodiode array, and the three main architectures of areal photosensitive detectors (photodiode array, charge-coupled devices, and complementary metal-oxide semiconductor based photodetectors).

In the following some theoretical considerations are made: A model for describing the scattered light (physical or geometric optics) is chosen, and a 3D transfer function of the measuring device is derived. Furthermore, the applicability of areal photodetectors for three-dimensional scattered light acquisition is discussed. Features and problems of the different architectures are considered, as well as technical boundary conditions like fill factor or electronic pixel noise.

The first experimental paragraph deals, as mentioned above, with the qualification of an existing 2D measuring device. By using a KÖHLER illumination, the linear photodiode array (including preprocessing electronics like amplifiers and analogue-to-digital convertors) is tested for linearity and homogeneity. An uncertainty budget for future measurements is set up based on the examinations. The evaluation of the collections of data allows the characterisation and analysis of some unexpected effects during scattered light acquisition in addition.

The second experimental paragraph introduces a prototype for three-dimensional acquisition of scattered light, based on a rotating erecting prism. A rotation of the prism leads to a rotation of the scattered light distribution over the linear photodiode detector of the existing measuring device. The incremental acquisition at dedicated orientations, as well as the whole 3D distribution, is feasible with this setup. First measurement results using the prototype are presented and reviewed.

The third experimental paragraph eventually deals with a feasibility study of an areal detector for 3D scattered light acquisition. A high-end CMOS sensor for scientific scope is used for this task. The results are compared to the already qualified linear sensor.

In summary this thesis does the first well-founded qualification of the introduced 2D scattered light sensor and sets up an uncertainty budget. Furthermore, insight into a new field of application and research is delivered by acquisition of three-dimensional scattered light distributions. A prototype for industrial purpose, as well as a feasibility study of areal sensors, are presented in this context.

Inhaltsverzeichnis

Verwendete Abkürzungen, Symbole und Formelzeichen	XV
I Abkürzungsverzeichnis	XV
II Symbolverzeichnis	XVI
III Formelzeichen (lateinisch)	XVI
IV Formelzeichen (griechisch)	XVIII
1 Einleitung und Zielsetzung	1
1.1 Einleitung	1
1.2 Zielsetzung	4
2 Stand der Technik	5
2.1 Messtechnische Beschränkungen	5
2.2 Streulichtmesstechnik	7
2.2.1 Modellansätze zur Beschreibung von Wechselwirkungen	8
2.2.2 Mathematische Modelle von rauen Oberflächen	10
2.2.3 BECKMANN-SPIZZICHINO-Modell	12
2.2.4 TORRANCE-SPARROW-Modell	15
2.2.5 Mathematische Beschreibung von Streulichtverteilungen	18
2.2.6 FOURIER-Optik	21
2.2.7 Verfahren der Streulichtmesstechnik	26
2.2.8 Anwendungsbeispiele	44
2.3 Fotosensitive Sensoren	44
2.3.1 Physikalische Grundlagen fotosensitiver Elemente	45
2.3.2 PDA-Architektur	48
2.3.3 CCD-Architektur	49
2.3.4 MOS-Architektur	52
2.3.5 Binning von fotosensitiven Elementen	55
2.4 Umkehrprismen	55
3 Theoretische Überlegungen	59
3.1 Auswahl eines Modells zur Beschreibung der Oberflächen-Mikro- geometrie	59
3.2 Übertragungsfunktion einer ARS-Messeinrichtung für beliebig gerich- tete Strukturen	60

3.3	Untersuchung und Bewertung von lichtsensitiven Sensoren zur flächigen Erfassung der Streulichtverteilung	62
3.3.1	Einfluss des Füllfaktors bei der Formmessung	63
3.3.2	Einfluss von Pixelrauschen auf Form- und Rauheitsmessungen	67
3.3.3	Bewertung der PDA-Technologie	69
3.3.4	Bewertung der CCD-Technologie	70
3.3.5	Bewertung der MOS-Technologie	71
3.3.6	Abschließende Bewertung der Architekturen	73
4	Qualifizierung der 2D-Streulicht-Messeinrichtung	75
4.1	Versuchsaufbau	75
4.1.1	KÖHLER-Beleuchtung	75
4.1.2	Intensitätsmessung	76
4.1.3	Gesamtaufbau	78
4.2	Homogenität und Linearität des PDA	78
4.2.1	Voruntersuchungen	78
4.2.2	Versuchsdurchführung und Messplan	81
4.2.3	Auswertung der Linearität	82
4.2.4	Auswertung der Homogenität	84
4.2.5	Weitergehende Analysen zur Homogenität	86
5	3D-Streulichterfassung mit einem rotierenden Prisma	91
5.1	Aufbau der Rotationseinheit	91
5.2	Datenerfassung und -verarbeitung	93
5.2.1	Signallaufplan und Ereignistriggerung	94
5.3	Erste experimentelle Ergebnisse	96
5.3.1	Bewertung der Ergebnisse und Korrekturmethode bei der Rauheitsmessung	98
5.3.2	Bewertung der Ergebnisse und Korrekturmethode bei der Formmessung	102
5.4	Optimierungsmöglichkeiten des Rotationsprismas	104
6	Eignungstest eines flächigen Sensors zur Streulichterfassung	107
6.1	Voruntersuchungen	107
6.2	Vergleich mit aktuellem Sensoraufbau	108
6.3	Abschließende Bewertung	111
7	Zusammenfassung und Ausblick	115

A Grundlagen der Oberflächen-Messtechnik	117
A.1 Charakterisierung von Oberflächen	117
A.2 Profilschnitte	119
A.3 Flächenhafte Topografien	122
A.4 Flächenintegrierende Messmethoden	124
B Grundlagen der Optik	125
B.1 Wellenoptik	125
B.1.1 MAXWELL-Gleichungen	126
B.1.2 Wellengleichung	127
B.1.3 HELMHOLTZ-Gleichung	129
B.1.4 FRESNEL- und FRAUNHOFER-Beugung	129
B.2 Geometrische Optik	131
B.3 Eigenschaften metallischer Oberflächen	132
B.4 Optische Elemente	134
B.4.1 Lichtquellen	134
B.4.2 Elemente zur Abbildung und Beeinflussung des Strahlengangs	137
B.4.3 Aberrationen	138
C Grundlagen der Statistik	141
C.1 Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen und Erwartungswert	141
C.2 Varianz und statistische Momente höherer Ordnung	142
C.3 Mehrdimensionale Zufallszahlen	143
D Marktverfügbare fotosensitive Sensoren	145
D.1 Photo Diode Arrays	145
D.2 Charge-Coupled Devices	146
D.3 Metal-Oxide Semiconductors	148
E Systemtheoretischer Ansatz zur Berechnung der Streulichtverteilung	151
F Messungen zur Sensorqualifizierung	153
F.1 Ergänzungen zu Abschnitt 4	153
F.2 Kontrollmessung zur Homogenität	156
Literaturverzeichnis	159
Abbildungsverzeichnis	172
Tabellenverzeichnis	174

Lebenslauf	175
Veröffentlichungen	176
Betreute studentische Arbeiten	177

Verwendete Abkürzungen, Symbole und Formelzeichen

I Abkürzungsverzeichnis

ACV	: Auto-Covariance Function, Autokovarianzfunktion
ADC	: Analog to Digital Converter, Analog zu Digital Umsetzer
APS	: Active Pixel Sensor, aktiver Pixel-Sensor
ARS	: Angle Resolved Scattering, winkelaufgelöstes Streulicht
BFL	: Back Focal Length, hintere Brennweite
BI-CCD	: Backside-Illuminated CCD, rückseitig beleuchtete CCD
BMBF	: Bundesministerium für Bildung und Forschung
BRDF	: Bidirectional Reflectance Distribution Function, bidirektionelle Reflektionsverteilungsfunktion
BSDF	: Bidirectional Scatter Distribution Function, bidirektionelle Streuverteilungsfunktion
BTDF	: Bidirectional Transmission Distribution Function, bidirektionelle Transmissionsverteilungsfunktion
CCD	: Charge-Coupled Devices, ladungsgekoppelte Elemente
CMOS	: Complementary MOS, komplementäre MOS
DOE	: Diffraktives optisches Element
d.o.f.	: degree of freedom, Freiheitsgrad
DPS	: Digital Pixel Sensor, digitaler Pixel-Sensor
EFL	: Effective Focal Length, effektive Brennweite
EM-CCD	: Electron-Multiplying CCD, elektronen-multiplizierende CCD
FF CCD	: Full Frame CCD, CCD mit vollflächigem Bildfeld
FFL	: Front Focal Length, vordere Brennweite
fps	: Frames Per Second, Bilder pro Sekunde
HDR	: High Dynamic Range, hoher Dynamikumfang
HDRI	: HDR Imaging, Bildverarbeitung mit hohem Dynamikumfang
HOROS	: High Sensitive Optical Roughness Sensor, hoch sensitiver optischer Rauheitssensor
I CCD	: Interline CCD, CCD mit Zwischenzeilen
KMG	: Koordinatenmessgerät
LASER	: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, Lichtverstärkung durch stimulierte Emission
LED	: Light Emitting Diode, Lichtemittierende Diode
ME	: Messeinrichtung
MOS	: Metal-Oxide Semiconductors, Metall-Oxid Halbleiter

MOSFET	: MOS Feldeffekttransistor
NEP	: Noise Equivalent Power, rausch-äquivalente Leistung
PDF	: Probability Dense Function, Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion
PPS	: Passive Pixel Sensor, passiver Pixel Sensor
PSD	: Power Spectral Density, Leistungsdichtespektrum
PTB	: Physikalisch-Technische Bundesanstalt
QE	: Quanteneffizienz
RAM	: Random Access Memory, Direktzugriffsspeicher
REM	: Raster-Elektronen-Mikroskop
ROI	: Region of Interest, interessante Region
SNR	: Signal to Noise Ratio, Signal-Rausch Verhältnis
TIS	: Total Integrated Scatter, total integrierte Streuung
TS	: Total Scatter, Gesamtstreuung
WLI	: Weißlicht-Interferometer

II Symbolverzeichnis

\mathbb{N}	: Menge der natürlichen Zahlen (ohne Null)
$\partial_x = \partial/\partial x$: partielle Ableitung in die Raumrichtung x
$\partial_t = \partial/\partial t$: partielle Ableitung in der Zeit
\hat{x}	: Einheitsvektor in x -Richtung
\bar{x}	: Mittelwert von x
$\delta(\cdot)$: DIRAC-Funktion
$\sigma(\cdot)$: Einheitssprung
$J_1(\cdot)$: BESSEL-Funktion erster Art und erster Ordnung
Δ	: LAPLACE-Operator
∇	: Nabla-Operator
$\Re\{\cdot\}$: Realteil
\check{U}	: Kennzeichnung der FOURIER-Transformierten von U
\underline{U}	: Kennzeichnung der Komplexwertigkeit einer Größe U
$\langle \cdot \rangle$: Durchführung einer Mittelung

III Formelzeichen (lateinisch)

a	: Gegenstandsweite
a'	: Bildweite
\vec{b}	: Richtungsvektor des magnetischen Induktionsfeldes

c	: Lichtgeschwindigkeit (in einem Medium)
c_0	: Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
\vec{e}	: Richtungsvektor des elektrischen Feldes
f	: Gegenstandsbrennweite
f'	: Bildbrennweite
f_F	: Maßsystemkonstante aus dem FARADAY'schen Induktionsgesetz
f_G	: Maßsystemkonstante aus dem GAUSS'schen Gesetz
f_{BS}	: Maßsystemkonstante aus dem Gesetz von BIOT und SAVART
$h(\vec{x})$: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Zufallsvariablen \vec{x}
$\vec{j}(t, \vec{x})$: Stromdichte zur Zeit t und an der Raumkoordinate \vec{x}
k	: Wellenzahl
\vec{k}	: Wellenvektor
l_{ACV}	: Autokorrelationslänge
l_t	: Kohärenzlänge
$m(x, y)$: lokale Steigung an der Stelle (x, y)
n	: Realteil des Brechungsindex
\underline{n}	: komplexer Brechungsindex
$p_d(x, y)$: überlagerte Störung (Mikrostruktur) einer perfekten Oberfläche am Ort (x, y)
$p_l(x, y)$: Beleuchtungsdichte am Ort (x, y)
r	: Radius
\vec{r}_{12}	: Verbindungsvektor zwischen zwei Punkten \vec{x}_1 und \vec{x}_2 im Raum
t	: Zeit
$u(t, \vec{x})$: Skalares Feld am Ort \vec{x} zur Zeit t
\vec{x}	: Vektor zu einer Raumkoordinaten
\tilde{x}_k	: k -ter Messwert mit systematischer Unsicherheit x_s und statistischer Unsicherheit Δx_k
$z(x)$: Ordinate, abhängig vom Wert x
$z(x, y)$: Ordinate, abhängig von zwei unabhängigen Werten x und y
A	: Fläche bzw. Definitionsbereich
$A(t, r)$: Amplitude zum Zeitpunkt t und im Abstand r
$A(\vec{x})$: Amplitude am Raumpunkt \vec{x}
A_0	: Amplitude
A_q	: Kenngröße der Streulichtmesstechnik (entspricht der Varianz einer Verteilung)
B	: Breite des Pixelrauschens
B_q	: Kenngröße der Streulichtmesstechnik für zylindrische Oberflächen

$\vec{B}(t, \vec{x})$: magnetisches Induktionsfeld zur Zeit t und an der Raumkoordinate \vec{x}
D	: (Leuchtfleck-) Durchmesser
$\vec{D}(t, \vec{x})$: dielektrische Verschiebung zur Zeit t und an der Raumkoordinate \vec{x}
$\vec{E}(t, \vec{x})$: elektrisches Feld zur Zeit t und an der Raumkoordinate \vec{x}
$G(\cdot)$: Übertragungsfunktion
H	: Höhe
$H_M(\theta)$: Maskenfunktion
$\vec{H}(t, \vec{x})$: Magnetfeld zur Zeit t und an der Raumkoordinate \vec{x}
I	: Intensität
I_0	: Gesamtintensität
I_e	: Strahlstärke
L	: Länge
$L_{i/r}$: einlaufende/reflektierte Strahlungsdichte
M	: Kenngröße der Streulichtmesstechnik (entspricht μ_x^1)
$P(\gamma)$: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Winkel γ
$P(x), P(\omega_x)$: Profil/Punkt
Q	: Korrekturfaktor zur Umrechnung von Streuwinkelvarianz zu A_q
Q_e	: Strahlungsenergie
$R_{a,z,\dots}$: Rauheitskenngrößen
R	: Reflektionskoeffizient
$S_{a,z,\dots}$: flächige Rauheitskenngrößen
$S_p(\vec{v})$: Leistungsdichtespektrum
$\underline{U}(\vec{x})$: komplexe Amplitude im Raumpunkt \vec{x}
Y	: normierte optische Admittanz eines Mediums
$Z(\omega_x)$: Störung

IV Formelzeichen (griechisch)

α	: Prismenwinkel (in der Spitze des Prismas)
$\alpha(x, y)$: Gradientendichtefunktion, relative Häufigkeit als Funktion des Winkels der steilsten Gradienten
$\beta(x, y)$: Gradientendichtefunktion, Richtung der steilsten Gradienten
ε	: Dielektrizitätskonstante
η	: Raumkoordinate (entspricht y)
η_0	: Hilfsgröße bei der Beschreibung von Prismen
γ	: Winkel der lokalen Oberflächensteigung
θ	: Polarwinkel in sphärischen Koordinaten
ϑ	: lokaler Winkel zwischen Wellenvektor und Oberflächennormalen

κ	: Imaginärteil des Brechungsindex
λ	: Wellenlänge
λ_c	: Grenzwellenlänge des L-Profilfilters
λ_s	: Grenzwellenlänge des S-Profilfilters
μ	: magnetische Permeabilität
μ_x^k	: k -tes statistisches Moment von x
ν	: Frequenz
$\vec{\nu}$: Frequenzvektor mit Komponenten ν_x und ν_y
ξ	: Raumkoordinate (entspricht x)
$\rho(t, \vec{x})$: Ladungsdichte zur Zeit t und an der Raumkoordinate \vec{x}
σ	: Leitfähigkeit
σ_z	: Standardabweichung von z
τ_0	: Kohärenzzeit
φ	: Azimutalwinkel in sphärischen Koordinaten
ζ	: Proportionalitätsfaktor
ω	: Kreisfrequenz
$\Phi(\vec{x})$: Phase im Raumpunkt \vec{x}
Φ_e	: Strahlungsfluss
$\Phi_{i/r}$: einlaufender/reflektierter Strahlungsfluss
$\psi(\vec{r}, R_0, t)$: Elementarwelle, ausgehend vom Punkt \vec{r} , betrachtet im Abstand R_0 zur Zeit t
Ω	: Raumwinkelbereich

1 Einleitung und Zielsetzung

1.1 Einleitung

Die Qualität einer Oberfläche wird durch ihre Funktion festgelegt. Hoch beanspruchte Oberflächen kommen dabei in vielen Gebieten der heutigen, hochtechnisierten Welt vor. Einen großen Bereich bildet z.B. die Automobilbranche. Hier trifft man sehr häufig auf Gleitflächen in Form von „gefinishten“ Wellen, deren Funktion darin besteht, möglichst reibungsfrei Kräfte zu übertragen. Auch die Minimierung der Geräuschentwicklung sowie der Abnutzung sind in diesem Zusammenhang zu nennen. Entscheidend sind hierfür sowohl die Makro- als auch die Mikrostruktur des Bauteils, oder anders ausgedrückt: Form und Rauheit. Als Bauteile kommen jegliche beweglichen Teile eines Automobils, von den Komponenten des Motors, über den Antriebsstrang, bis hin zur Stellmechanik der Lüftungsdüsen im Fahrgastraum, in Betracht. Doch nicht nur der im Maschinenbau gerne in den Fokus gerückte Fahrzeugbau ist in Bezug auf Oberflächen und ihre Funktion interessant. Unter anderem treten auch in der Medizintechnik hoch beanspruchte Oberflächen auf. Hier können als Beispiele die Köpfe und Pfannen von Hüftgelenkprothesen angeführt werden [Jia+07b, S. 2072]. Die medizinische Funktion verlangt hier ebenfalls wenig Reibung aber vor allem möglichst wenig Verschleiß, da bereits minimaler Abrieb zu schwerwiegenden gesundheitlichen Problemen des Patienten führen kann.

Betrachtet man die jüngere Vergangenheit, so fällt auf, dass hauptsächlich taktile Messgeräte zum Einsatz kommen, und die optischen Verfahren hintenanstehen. Zu Beginn des 20. Jahrhunderts gab es zwei Möglichkeiten die Rauheit von Oberflächen zu charakterisieren: durch Berühren oder durch Betrachten [Jia+07a, S. 2052]. Ersteres wurde unter anderem durch Kratzen mit dem Fingernagel, letzteres durch Betrachten der Reflektionseigenschaften [BP61, S. 123], untersucht. So rudimentär diese Methoden auch zunächst klingen mögen, sollte man jedoch die Fähigkeit, kleinste Unterschiede in der Mikrostruktur zu ertasten bzw. zu sehen, nicht unterschätzen. Es bleibt allerdings das Problem der Quantifizierbarkeit der Ergebnisse; und auch die Reproduzierbarkeit ist schwierig.

Durch die Entwicklung des ersten kommerziellen Tastschnittgeräts in der zweiten Hälfte der 1930er durch TAYLOR HOBSON, gefolgt von anderen Herstellern wie PERTHEN und HOMMEL [Jia+07a, S. 2053], wurde der erste Meilenstein in der Erfolgskarriere der taktilen Messtechnik gesetzt. Der optischen Messtechnik wurde seitdem in der industriellen Praxis nur wenig Aufmerksamkeit gewidmet. Erst gegen Ende des letzten Jahrhunderts traten mehr und mehr auch optische Systeme in den Vordergrund.

Hierzu zählen neben Mikroskopie, ob klassisch, konfokal oder chromatisch, auch interferometrische und Streulichtverfahren, um nur einige zu nennen.

Die messtechnische Erfassung und Überprüfung von Oberflächenstrukturen erfolgt jedoch bis heute überwiegend mit Tastschnittgeräten, die allerdings nur einen kleinen Ausschnitt der Oberfläche als Profilschnitt erfassen. Bei feinbearbeiteten Oberflächen mit einem R_z -Wert von $< 1 \mu\text{m}$ (z.B. Kurbelwellenlager) oder $< 0,1 \mu\text{m}$ (z.B. Hüftgelenkprothesen) ist zu beobachten, dass die Oberflächenfeingestalt nicht immer homogen ausgeprägt ist und mit nur einem Profilschnitt daher keine sichere Charakterisierung der Mikrostruktur der Oberfläche möglich ist [BSW11, S. 112]. Selbst durch das scannende Abrastern einer Oberfläche kann in einem vertretbarem Zeitrahmen nur ein kleiner Ausschnitt der Oberfläche erfasst werden, da beispielsweise das Scannen einer nur wenige mm^2 großen Fläche schon mehrere Stunden in Anspruch nimmt. Auch das Messen von Rattermarken mit mechanisch antastenden Messeinrichtungen ist nur mit einem erhöhten Aufwand möglich: Rattermarken können prozessbedingt an unterschiedlichen Stellen einer Oberfläche mit verschiedenen Amplituden auftreten. Eine Vielzahl an über die Oberfläche verteilten Messungen wäre nötig, um Rattermarken sicher erkennen und charakterisieren zu können. Auch hier treten somit erhebliche Messzeiten auf.

Aufgrund des mehrjährigen Vorsprungs der taktilen Messtechnik sind auf diesem Gebiet nahezu alle Bereiche grundlegend untersucht und genormt (siehe Anhang A.2): Es gibt diverse Mess- und Auswertevorschriften, Filterverfahren und 2D-Kenngrößen¹. Auch sind die physikalischen Zusammenhänge bei der Erfassung der Oberfläche gut verstanden und handhabbar. Die Auswertung der Daten und Charakterisierung der Profilschnitte mittels der bekannten Kenngrößen ist weitestgehend intuitiv, kann jedoch auch unter Zuhilfenahme mathematischer Transformationen (FOURIER, HOUGH, WALSH, HADAMARD, etc. [Jia+07a, S. 2062]) durchgeführt werden. Allerdings sind taktile Messungen im Vergleich recht langsam und haben, je nach verwendetem Messgerät und durchzuführender Messaufgabe, mehr oder weniger strenge Anforderungen an die Messbedingungen (Temperatur, -gradienten, Schwingungen, etc.) und werden daher i.d.R. nur „off-line“, d.h. außerhalb der Produktionslinie in speziell eingerichteten Messräumen, eingesetzt. Störungen, wie eingekoppelte Schwingungen, führen sonst zu Profilaabweichungen, die eine Auswertung des Profilschnittes deutlich erschweren oder sogar unmöglich machen.

Bei der Messung sehr feiner Oberflächen treten bei Tastschnittgeräten weitere Probleme auf: Im Fall von Hüftgelenkprothesen z.B. kann festgestellt werden, dass taktile

¹2D-Profilmessungen beschreiben eine Höhe z aufgetragen über einer Messstrecke x . 3D-Profilmessungen hingegen geben die Höhe z über einem Gitter (x, y) an.

Systeme Spuren auf der Oberfläche hinterlassen [BSW11, S. 119]. Nach einer taktilen Messung kann es somit unter Umständen nötig sein, die Oberfläche erneut zu polieren.

Aus diesem Grund werden, nicht nur in den zuvor aufgeführten Bereichen der Messtechnik, in neuerer Zeit häufig auch optische Messgeräte eingesetzt. Um den Fortschritt der optischen Messtechnik weiter voran zu treiben, wird in der vorliegenden Arbeit ein Messprinzip anhand eines marktverfügbaren Messgeräts genauer untersucht, und eine Erweiterung bzw. Optimierung des bestehenden Messgeräts durchgeführt. Da absolut messende optische Geräte ebenfalls hohe Anforderungen an die Messbedingungen haben (und bereits in einer Vielzahl von Arbeiten diverser Autoren untersucht wurden), soll hier ein Messprinzip in Form einer winkelauflösenden Messeinrichtung betrachtet werden. Diese ist, anders als absolut messende Messeinrichtungen, nahezu unabhängig von äußeren Einflussfaktoren und kann daher „in-line“, d.h. direkt in der Produktionslinie bzw. unmittelbar hinter der Fertigungsmaschine, eingesetzt werden. Weitere Details hierzu sind in Abschnitt 2.2 zu finden.

Optische Verfahren sind weiterhin, im Gegensatz zu taktilen Verfahren, im Allgemeinen schnell bei der Datenerfassung und liefern in vielen Fällen nicht nur 2D- sondern 3D-Daten; entweder als Punktwolke oder als integralen Wert über eine Fläche. Die Normung flächenhaft messender Systeme und deren Auswertung schreitet in den letzten Jahren schnell voran und diverse flächenhafte Kenngrößen, Filter und Messvorschriften existieren bereits (siehe Anhang A.3 und A.4). Nichtsdestotrotz gelten taktile Messverfahren nach wie vor als Referenz, und auch alle optischen müssen sich mit den taktilen Verfahren „messen“.

Zusammenfassend kann man sagen, dass einerseits die Oberflächenprüfung eine wichtige Maßnahme zur Qualitätssicherung darstellt, um den steigenden Hersteller- und Kundenanforderungen im Bereich der Fertigungstoleranzen nachzukommen. Andererseits bieten die weit verbreiteten taktilen Rauheits- und Formmessgeräte nicht die Möglichkeit einer vollständigen Prüfung im Prozess, da unter wirtschaftlichen Gesichtspunkten nur stichprobenartig Bauteile in speziell ausgestatteten Messräumen untersucht werden können. Das in dieser Arbeit untersuchte und weiterentwickelte Verfahren der winkelauflösenden Streulichtmesstechnik bietet hier mehrere entscheidende Vorteile: Neben der zerstörungsfreien Messung, die einhergeht mit der optischen Messtechnik, ist das Verfahren schnell und robust gegenüber vertikalen Abstandsänderungen (z.B. Vibrationen) in einem vergleichsweise großen Bereich. Letzteres beruht auf der Eigenschaft der Messeinrichtung, keine absoluten Profilwerte zu erfassen, sondern die integrale Winkelverteilung der Oberfläche. Das physikalische Prinzip, sowie die Vor- und Nachteile, werden in Abschnitt 2.2 im Detail behandelt.

Das Verfahren kann bereits „in-line“ eingesetzt werden und ermöglicht die Durchführung einer 100%-Prüfung von Bauteilen in sehr kurzer Zeit. Die für diese Arbeit als Ausgangspunkt dienende Streulichtmesseinrichtung wird daher bereits in diversen Bereichen eingesetzt, und ihr Anwendungsfeld wächst stetig.

1.2 Zielsetzung

Wie bereits in der Einleitung beschrieben, wird in der industriellen Praxis bereits das Streulichtverfahren eingesetzt. Es zeichnet sich durch eine hohe Datenerfassungsgeschwindigkeit und eine Unempfindlichkeit gegenüber vertikalen Abstandsänderungen über einen weiten Bereich hinweg aus. Die Messeinrichtung erfasst das von einer Oberfläche zurück gestreute Licht. Die Streulichtverteilung als Informationsträger enthält, unter Ausnutzung von Hilfsmitteln der Statistik, Informationen über Makro- und Mikrostruktur der beleuchteten Fläche. Diese dreidimensionale Streulichtverteilung² wird (am gewählten Beispiel) jedoch nur mit einem linearen Fotodioden-Array detektiert; d.h. nur die Intensität I bezüglich eines Winkels θ zur optischen Achse, bei festem Azimutalwinkel φ , wird erfasst. Kennt man die Bearbeitungsrichtung, z.B. bei einem Drehprozess, so richtet man das lineare Fotodioden-Array senkrecht zur Bearbeitungsrichtung (oder je nach Bedarf parallel dazu) aus. In vielen Fällen reicht die so gewonnene Information bezüglich der Rauheit bereits aus. Liegt jedoch keine eindeutige Bearbeitungsrichtung vor (wie beispielsweise beim Kreuzschliff), oder sollen beliebig gerichtete Oberflächendefekte erkannt werden, so genügt es in der Regel nicht mehr, nur die zweidimensionale Streulichtverteilung zu untersuchen. Bisher wurde sich mit Wiederholungsmessungen mit jeweils anderer Ausrichtung des linearen Fotodioden-Arrays beholfen. Allerdings ist das mehrfache durchlaufen eines Messvorgangs innerhalb einer Produktionslinie unwirtschaftlich, da ein Vielfaches an Zeit, oder alternativ ein vielfaches an Messeinrichtungen, benötigt wird.

Hier setzt diese Arbeit an: Ziel ist es, erste Ansätze zur dreidimensionalen Erfassung der Streulichtverteilung zu untersuchen, ohne die Messeinrichtung selbst (oder die Probe) dabei zu rotieren. Weiterhin wird eine grundlegende Qualifizierung der Sensorzeile der aktuellen Messeinrichtung durchgeführt, um mögliche Abweichungen zu quantifizieren und ein Unsicherheitsbudget aufzustellen. Neben den zuvor genannten experimentellen Teilen widmet sich diese Arbeit außerdem der theoretischen Beschreibung der Streulichtmesstechnik, und stellt zwei grundlegende Modelle zur Beschreibung vor.

²Dreidimensional bedeutet hier (θ, φ, I) , mit der Intensität I unter dem Polarwinkel θ und dem Azimutalwinkel φ , bezogen auf die optische Achse.

2 Stand der Technik

In den folgenden Abschnitten dieses Kapitels wird der Stand der Technik in allen behandelten Bereichen erarbeitet. Nach einer kurzen Sensibilisierung zum Thema der messtechnischen Beschränkungen im Allgemeinen folgen die Grundlagen der Streulichtmesstechnik. Weiterhin wird die Basis für die Entwicklung einer Messeinrichtung zur dreidimensionalen Erfassung der Streulichtverteilung geschaffen, indem sowohl fotosensitive Sensoren, als auch Umkehrprismen behandelt werden.

Eine Einführung in das Themengebiet der Oberflächenmesstechnik, auf aktuellem Stand der DIN- und ISO-Normung, ist in Anhang A zu finden. Außerdem sei an dieser Stelle auch auf den Anhang B verwiesen, der eine grundlegende Einführung in die Optik darstellt. Die Bezeichnungen von Punkten, Strecken, Winkeln, etc. in der geometrischen Optik sind genormt in der DIN 1335. Selbstverständlich sind die in dieser Arbeit verwendeten Bezeichnungen weitestgehend konform.

2.1 Messtechnische Beschränkungen

Jede Messtechnik, egal ob optisch, taktil, pneumatisch, kapazitiv, etc., hat ihre Vorzüge und Nachteile: Optische Messeinrichtungen arbeiten meist flächig, während taktile Messeinrichtungen in der Regel nur Profilschnitte aufnehmen. Durch die Ausführung mehrerer dicht benachbarter Profilschnitte kann zwar auch eine flächige Topografie erzeugt werden, die Messung dauert jedoch sehr lange; oftmals mehrere Stunden für die Erfassung einer nur wenige mm^2 großen Fläche. Dafür sind optische, topografie-messende Systeme äußerst empfindlich gegenüber Vibrationen. Hier können taktile Systeme, als Beispiel sei die Gruppe der Gleitkufen-Tastsysteme¹ genannt, trumpfen. Das in dieser Arbeit behandelte winkelaufgelöste Streulichtmessgerät vereint zwar die Vorteile einer schnellen Messung mit einer Vibrationsunempfindlichkeit (Erläuterungen hierzu folgen in Abschnitt 2.2), dafür liefert es, als flächenintegrierende Messmethode, nur numerische Werte, die nicht nach einem allgemeinen Modell in die klassischen Rauheitskenngößen überführbar sind. Die Implementierung in einem durch diese *R*-Kenngößen geprägten industriellen Umfeld gestaltet sich daher alles andere als einfach.

¹Gleitkufen-Tastsysteme stützen sich direkt auf der zu messenden Oberfläche ab und besitzen daher einen sehr kleinen Messkreis. Die Kufe verursacht jedoch bei der Messung andere Artefakte, die hier nicht näher beschrieben werden sollen.

Neben den zuvor genannten, messprinzipspezifischen Vor- und Nachteilen gelten allgemeine messtechnische Beschränkungen unabhängig vom Messprinzip, die bei der Durchführung von Messaufgaben zu berücksichtigen sind. Da jedes Messgerät mit der zu untersuchenden Oberfläche wechselwirkt, sei es mittels mechanischen Kontakts durch einen Taster oder elektromagnetischen Wellen einer Lichtquelle, müssen Inhomogenitäten der Oberfläche beachtet werden. Bei optischen Systemen kann es durch Änderung der optischen Eigenschaften der Oberfläche, verursacht durch unterschiedliche Materialien oder Benetzung mit Öl, ebenso zu falschen, scheinbaren Variationen der Topografie kommen, wie bei taktilen Systemen durch Änderungen in der Elastizität des Werkstoffs [ISO 25178-6, S. 12]. Selbst bei Raster-Elektronen-Mikroskopen (REM) kommt es durch Änderung der elektrischen Leitfähigkeit der Probe zu Variationen im Messergebnis.

Als weitere wichtige Punkte sind Auflösung und Messbereich, jeweils sowohl lateral als auch vertikal, zu beachten. Die maximalen Messbereiche sind üblicherweise durch die Fahrwege der „messenden“, d.h. der mit einem Maßstab sowie Positioniermöglichkeit hoher Güte versehenen, Achsen gegeben. Bei optischen Systemen ist der laterale Messbereich durch die von der Optik auf den Sensor abgebildete Fläche abhängig. Die laterale Auflösung eines Messgeräts ist hingegen durch die räumliche Auflösung des verwendeten Sensors begrenzt, wie zum Beispiel durch die Größe einer Tastspitze bei einem Tastschnittgerät [ISO 25178-6, S. 12].

Die Erfassung steiler Kanten stellt ebenfalls für alle Klassen von Messprinzipien ein Problem dar. Während der maximal erfassbare Oberflächenwinkel für optische Instrumente durch die numerische Apertur, d.h. den Öffnungswinkel des Objektivs, beschränkt ist, führen taktile Systeme durch die endliche Ausdehnung der Tastnadel eine morphologische Filterung durch [ISO 25178-6, S. 12].

Weiterhin ist die Messgenauigkeit der einzelnen Verfahren wichtig. Dieser Begriff wird umgangssprachlich überall dort eingesetzt, wo es um die Präzision von Messergebnissen geht. Im Detail sind jedoch in diesem Zusammenhang die Begriffe Spezifikation, Messunsicherheit und Messprozesseignung zu betrachten, die die Messgenauigkeit charakterisieren. Ersteres ist die Definition von Kenngrößen eines Messgeräts zur Charakterisierung und Überprüfung der Leistungsfähigkeit [CN06, S. 76]. Die Messunsicherheit beschreibt die „Unsicherheit der Messergebnisse beim Messen von Merkmalen [...] unter Berücksichtigung aller Einflussfaktoren“ [CN06, S. 76]. Das Verhältnis von Messunsicherheit zur (Merkmals-) Toleranz ist die Messprozesseignung [CN06, S. 76]. Bei den drei zuvor genannten Begriffen stehen jeweils die Rückführbarkeit und die Wiederholbarkeit der Messergebnisse im Vordergrund. Hierbei ist ein Bezug auf internationale Normen unabdingbar [CN06, S. 77]. Die Rückführbarkeit kann anhand von kalibrierten Normalen erfolgen, hergestellt (oder zumindest kali-

briert) von anerkannten Instituten. In Deutschland dient die PHYSIKALISCH-TECHNISCHE BUNDESANSTALT (PTB) in Braunschweig als Ansprechpartner in Belangen der Kalibrierung.

Als Illustration der Komplexität der messtechnischen Beschränkungen und daraus resultierenden Unsicherheiten sei die Arbeit von KRÜGER-SEHM und SEEWIG [KS07] genannt. Sie zeigt beispielhaft die Unsicherheiten bei der Bestimmung von Rauheitskennwerten mit Hilfe von Tastschnittgeräten auf. Die Unsicherheiten rühren sowohl aus messtechnischen Beschränkungen (Ebenheit der Referenzebene, räumliche Auflösung, plastische Verformung der Oberfläche, Grundrauschen, Einfluss des λ_s - und λ_c -Filters, etc.) als auch aus dem zufälligen Charakter der Oberfläche (Beschreibung der Rauheitskenngrößen als Zufallsvariablen) selbst her.

2.2 Streulichtmesstechnik

BASS, STRYLAND et al. umschreiben im *Handbook of Optics* den Begriff Streulicht wie folgt: „In addition to being a serious source of noise, scatter reduces throughput, limits resolution, and has been the unexpected source of practical difficulties in many optical systems. On the other hand, its measurement has proved to be an extremely sensitive method of providing metrology information for components used in many diverse applications. Measured scatter is a good indicator of surface quality and can be used to characterize surface roughness as well as locate and size discrete defects.“ [Bas+95b, S. 26.1]² Unter dem Begriff (winkelaufgelöste) *Streulichtmesstechnik* versteht man allgemein die Erfassung von Licht mit Hilfe einer Messeinrichtung, welches durch eine raue Oberfläche in beliebige Raumwinkel reflektiert wurde. Sie ist definiert als die in einen kleinen Raumwinkelbereich reflektierte Leistung, normiert auf den Raumwinkel und die eingestrahelte Leistung [Sch+11, S. 9823] und gibt Aufschluss über die Steigungsverteilung der beleuchteten Oberfläche. Die Verteilungsfunktionen stellen eine intrinsische Größe der Oberfläche dar und können u.a. zur Bestimmung der mittleren quadratischen Rauheit verwendet werden. Die mathematischen Ansätze der Streulichtmesstechnik auf rauen Oberflächen finden jedoch nicht nur im optisch

²Übersetzung: Neben der Eigenschaft, eine beträchtliche Rauschquelle zu sein, reduziert die [Licht-] Streuung den Durchsatz, begrenzt die Auflösung und war der unerwartete Grund für praktische Schwierigkeiten in vielen optischen Systemen. Andererseits ist ihre Messung nachgewiesenermaßen eine sehr empfindliche Methode zum Erhalt von metrologischen Informationen über Komponenten, die in vielen Anwendungsgebieten zum Einsatz kommen. Die gemessene Streuung ist ein guter Indikator der Oberflächenqualität und kann zur Charakterisierung von Oberflächenrauheit, als auch zur Lokalisierung und Größenbestimmung von diskreten Defekten, eingesetzt werden.

sichtbaren Wellenlängenbereich Anwendung, sondern können auch im Radarbereich zu Land und zu Wasser, bei der Übertragung von Radio-/Funksignalen mit Reflexionen an atmosphärischen Schichten bzw. der Mondoberfläche, oder zur Beschreibung der Streuung von Elementarteilchen an Atomen mit Hilfe der DE BROGLIE-Wellenlänge, eingesetzt werden [Bec67, S. 55].

Bei der Streulichtmesstechnik handelt sich um eine flächenintegrierende Messmethode (Definition in Anhang A.4), die je nach Anwendungszweck und Aufbau der Messeinrichtung den direkten Reflex, das diffuse Streulicht oder beides zur Charakterisierung einer Oberfläche heranzieht. Das detektierte Streulicht hängt von verschiedenen Faktoren ab. Hier sind u.a. die Wellenlänge und eventuell vorhandene Polarisation des verwendeten Lichts, Größe und Bestrahlungsstärke der beleuchteten Fläche, die Mikro- und Makrogestalt der Oberfläche, Material und physikalische Eigenschaften der Oberfläche (vergleiche Anhang B.3), sowie die geometrische Anordnung von Lichtquelle, Oberfläche und Sensor selbst, zu nennen [LT06, S. 1497]. Weiterhin kann man prinzipiell zwei Bereiche unterscheiden: Streulichtmesstechnik mit kohärenter bzw. inkohärenter Beleuchtung. In den folgenden Abschnitten werden zunächst mathematische Ansätze zur Beschreibung von Streulicht behandelt, sowie einige gängige Verfahren vorgestellt. Hierbei werden auf die intendierten Anwendungsgebiete eingegangen, sowie Vor- und Nachteile erläutert.

2.2.1 Modellansätze zur Beschreibung von Wechselwirkungen

Die Streuung von Licht an einer Oberfläche kann man, ausgehend von der Wellentheorie des Lichts (siehe Anhang B.1), mit Beugungserscheinungen (vergleiche Anhang B.1.4) erklären: Jeder Punkt der Oberfläche stellt den Ausgangspunkt einer Elementarwelle dar. Nutzt man daher eine kohärente Lichtquelle zur Beleuchtung einer Oberfläche, so kann man FRESNEL'sche- bzw. FRAUNHOFER'sche Beugung beobachten. Diesen Ansatz bezeichnet man als *physikalische Optik* bzw. BECKMANN-SPIZZICHINO-Modell³. Die meisten skalaren Streutheorien basieren auch heute noch auf den Ansätzen und Grundlagen der Theorie von BECKMANN und SPIZZICHINO [EB79, S. 116]. Einfache Strukturen, z.B. eine Oberfläche die nur aus Sinus-Wellen besteht, lassen sich mit vertretbarem Aufwand aus dem FRESNEL'schen Beugungsintegral (Gleichung (B.14)) bzw. aus dem FRAUNHOFER'schen Beugungsintegral (Gleichung (B.16)) berechnen, wie u.a. von BECKMANN und SPIZZICHINO [BS87, S. 47 ff.] gezeigt. Komplexere Strukturen, oder gar reale Oberflächen mit stochastischen Ausprägungen und einem gewissen Maß an Absorption, erhöhen den Berechnungsaufwand enorm,

³In der Literatur z.T. auch als BECKMANN-KIRCHHOFF-Modell bezeichnet.

da sie zu einer unendlichen Reihe führen die meist nur sehr langsam konvergiert [Bec67, S. 57].

Dieser mehr oder weniger komplizierte Ansatz kann jedoch für die üblichen Anforderungen im Maschinenbau stark vereinfacht werden. Nach der Definition einer technischen Oberfläche (siehe Anhang A.1) gilt, dass die Wellenlänge des verwendeten Lichts klein ist gegenüber den Strukturen der Oberfläche. Dies ist jedoch (gemäß Anhang B.2) gerade die Voraussetzung für die Anwendung der *geometrischen Optik* anstelle der Beugungstheorie. Die Beschreibung der Streuung an einer Oberfläche vereinfacht sich somit erheblich: Die Oberfläche selbst kann man sich nun als aus vielen kleinen Mikrosiegeln zusammengesetzt vorstellen [BP61, S. 125]. Jeder dieser Spiegel reflektiert das Licht in idealer Weise und folgt den grundlegenden Gesetzen der Optik [See+09a, S. 2]. Dieses Modell wird in der Literatur oft als *Spiegelfacettenmodell* bezeichnet und geht im wesentlichen aus den Überlegungen von TORRANCE und SPARROW [TS67] hervor.

Neben den beiden zuvor genannten Modellen existieren noch einige andere Ansätze zur Beschreibung der Reflektion von elektromagnetischen Wellen an rauen Oberflächen. Hier sind das vektorielle RAYLEIGH-RICE-Modell sowie das HARVEY-SHACK-Modell zu nennen (Grundlagen siehe [Ric51] bzw. [Har76]). Ersteres beschreibt, in der Näherung sehr glatter Oberflächen, einen Zusammenhang zwischen der Streulichtverteilung und dem Leistungsdichtespektrum der Oberfläche (vergleiche Abschnitt 2.2.5) und berücksichtigt dabei den Reflektionskoeffizienten der Oberfläche [Sch+11, S. 9824]. Die Näherung führt, aufgrund der Zerlegung der Oberfläche in Sinuskomponenten und Anwendung der Gittergleichung, zu einer reinen Betrachtung der nullten und ersten Beugungsordnung [Kas00, S. 30 f.].

Das (verallgemeinerte) HARVEY-SHACK-Modell basiert auf einer Beschreibung der Oberfläche als phasenmodulierende Übertragungsfunktion, welche die Autokovarianzfunktion (vergleiche S. 11) nutzt [Kas00, S. 10]. Eine kurze Übersicht weiterer Modelle ist in der Monografie von BECKMANN und SPIZZICHINO [BS87, S. 99 ff.] zu finden. Allerdings beziehen sich die dort aufgeführten Ansätze entweder auf spezielle Oberflächenausprägungen, z.B. das Modell von TWERSKY, welches ausschließlich sehr glatte Oberflächen mit nur einzelnen kleinen Erhebungen betrachtet, oder wurden gezielt für andere Bereiche entwickelt. Hier sind neben Modellen zur Beschreibung von Schallausbreitung hauptsächlich Ansätze aus der Radar- und Nachrichtentechnik zu nennen, die mit Augenmerk auf Reflektionen an der Troposphäre und Ionosphäre bzw. an größeren rauen Objekten wie der Mondoberfläche entwickelt wurden. Aufgrund der starken Spezialisierung der Ansätze werden sie im Folgenden nicht weiter betrachtet und stattdessen nur die beiden allgemein formulierten Modelle von BECKMANN und

SPIZZICHINO sowie TORRANCE und SPARROW vorgestellt. Da es schwierig ist, Streulicht exakt zu beschreiben, werden in nahezu jedem theoretischen Modell Näherungen, entweder für sehr glatte oder sehr raue Oberflächen, angesetzt [EB79, S. 117]. Weiterhin lässt sich feststellen, dass keine allgemein gültigen Ansätze zur Lösung des inversen Streuproblems, d.h. Rückrechnung auf die Oberfläche ausgehend von einer gegebenen Streulichtverteilung, existieren [Kas00, S. 10].

Bevor die beiden Modelle der physikalischen und geometrischen Optik kurz erläutert werden, muss jedoch die Definition einer optisch glatten bzw. rauen Oberfläche (vergleiche Anhang A.1, Seite 117) genauer spezifiziert werden.

2.2.2 Mathematische Modelle von rauen Oberflächen

Alle denkbaren Modelle von Oberflächen⁴ lassen sich in zwei große Kategorien einteilen: Oberflächen mit exakt bekannten Profilen und Oberflächen mit stochastischen Strukturen [NIK89, S. 4]. Erstere können z.B. mit einem Tastschnittgerät erfasst werden. Auch wenn es fraglich ist, ob die Oberfläche *exakt* erfasst wird (man bedenke die morphologische Filterwirkung einer Tastnadel aufgrund des endlichen Krümmungsradius, Durchbiegungen des Tastarms, Verformung der Oberfläche beim Antasten, etc.), so dienen taktile Verfahren stets als Referenz.

Betrachtet man stochastische Oberflächen, so ergibt nur eine statistische Beschreibung Sinn (selbst wenn eine stochastische Oberfläche in jedem Punkt bekannt wäre), da andernfalls der mathematische Aufwand sehr groß, und die Lösung dennoch nur spezifisch auf die eine betrachtete Oberfläche anwendbar wäre [BS87, S. 34]. Des Weiteren ist es in vielen praktischen Anwendungsbereichen mühsam und/oder nicht von Vorteil mit Oberflächenprofilen zu arbeiten. Meist verwendet man daher die statistische Beschreibung einer Oberfläche, die in der industriellen Praxis durch Kennwerte (R_a , R_{dq} , etc.) erfolgt. Diese Kennwerte werden entweder aus der statistischen Verteilung der Profilhöhen oder der Profilwinkel einer skalenbegrenzten Oberfläche errechnet. Zur Beschreibung der Klasse von rauen Oberflächen mit periodischen Ausprägungen hingegen werden oft auch andere als die statistischen Methoden angewendet [BS87, S. 34].

Beschreibt man eine Oberfläche mittels einer statistischen Profilhöhenverteilung, so setzt man oft eine zweidimensionale GAUSS-Verteilung in x und y , mit mittlerer Profilhöhe $\bar{z} = 0$ und Standardabweichung der Profilhöhen σ_z , an. Da diese Verteilung jedoch nichts über den Abstand benachbarter Profilpunkte aussagt, muss zusätzlich noch eine Autokorrelationslänge angegeben werden [NIK89, S. 5],

⁴An dieser Stelle sei nur die Mikrostruktur betrachtet.

um die statistischen Eigenschaften einer Oberfläche eindeutig festzulegen. Die Autokorrelationslänge ist definiert als die halbe Breite der Autokorrelationsfunktion⁵ bei der $1/e$ Höhe [Har+12, S. 2]. Die Autokovarianzfunktion (kurz ACV) ist hierbei die FOURIER-Transformierte des Leistungsdichtespektrums der Oberfläche [Har+12, S. 2], [Hec09, S. 884]. Letzt genannter Zusammenhang kann u.a. genutzt werden, um *spektrale Momente*⁶ anzugeben, aus denen sich Eigenschaften der Oberfläche (z.B. die Varianz σ_z^2 oder die mittlere quadratische Steigung) ergeben. Weiterführende Informationen und Zusammenhänge sind u.a. in der Monografie von STOUT [Sto00, S. 182 ff.], sowie in den Abhandlungen von CHURCH, JENKINSON et al. [CJZ79, S. 128 f.] und SIMONSEN [Sim10, S. 5 ff.], zu finden. Das Profilhöhenmodell wird in vielen Bereichen zur Beschreibung von Oberflächen genutzt, da es intuitiv ist und eine bildliche Vorstellung der Oberflächenstruktur ermöglicht.

Das zuvor angesprochene Spiegelfacettenmodell hingegen kann in der Optik eingesetzt werden, um die Steigungsverteilung statt der Profilhöhenverteilung zu betrachten. Dieses Modell benötigt im Gegensatz zum Profilhöhenmodell nur einen Parameter, die Standardabweichung σ_γ der lokalen Steigung γ , zur vollständigen statistischen Beschreibung einer Oberfläche [LT06, S. 1498]. Den Vorteil nur eines Parameters erkaufte man sich jedoch mit dem Verlust der intuitiven Vorstellbarkeit. Dieses Modell kommt daher in deutlich weniger Bereichen zum Einsatz als das Profilhöhenmodell [NIK89, S. 7]. Bei der Untersuchung von Reflektionseigenschaften einer Oberfläche spielt es jedoch eine wichtige Rolle, da einfallende Lichtstrahlen (in der Näherung der geometrischen Optik) an den Mikrofacetten der Oberfläche reflektiert werden und somit eine winkelabhängige Streulichtverteilung ergeben: Glatte Oberflächen weisen ein kleines σ_γ auf und die Lichtstrahlen werden näherungsweise spiegelnd reflektiert. Raue Oberflächen hingegen weisen ein großes σ_γ auf und streuen daher in einen größeren Raumwinkelbereich.

Die Definition der optisch gemessenen Rauheit einer Oberfläche hängt jedoch nicht alleine von der Mikrostruktur selbst ab, sondern zusätzlich von der Wellenlänge λ des verwendeten Lichts sowie dem Einfallswinkel θ zum Lot. Denkt man sich idealisiert eine Höhenstufe H in der Mikrostruktur (vergleiche Bild 2.1(a)), so werden jeweils parallel einfallende Lichtstrahlen am Fuß und auf der Stufe in die gleiche Richtung reflektiert. Die am Fuß reflektierten Lichtstrahlen haben gegenüber den auf der Stufe reflektierten einen Gangunterschied $\Delta\Phi$. Eine einfache geometrische Überlegung ergibt, dass dieser gerade

⁵Die Autokorrelationsfunktion ist die mit $1/\sigma_z^2$ normierte Autokovarianzfunktion (siehe z.B. [VML93, S. 3404]).

⁶Man beachte den Unterschied zu den statistischen Momenten.

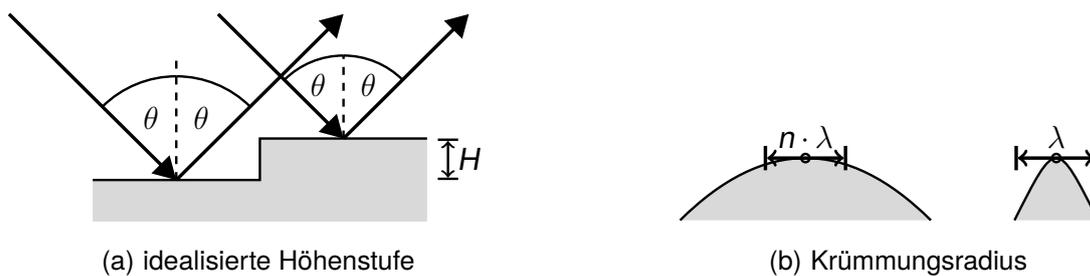


Bild 2.1: Unterscheidung zwischen optisch glatten und rauhen Oberflächen. (a) Idealisierte Höhenstufe. Für parallel einfallendes Licht mit der Wellenlänge λ ergibt sich der in Gleichung (2.1) angegebene Gangunterschied $\Delta\Phi$. (Nach [BS87, S. 9].) (b) Betrachtung des Krümmungsradius. Eine Näherung der Steigung in einem Punkt durch eine Tangentialebene ist nur für große Krümmungsradien (im Vergleich zur Wellenlänge des Lichts) der Oberflächenstrukturen gut erfüllt. (Nach [BS87, S. 20].)

$$\Delta\Phi = \frac{4\pi H}{\lambda} \cdot \cos \theta \quad (2.1)$$

ist [BS87, S. 9]. Gleichung (2.1) besagt, dass der Gangunterschied von $\Delta\Phi = 0$ für ideal glatte Oberflächen bis zu $\Delta\Phi = \pi$ für raue Oberflächen variieren kann. Eine Abgrenzung zwischen „glatt“ und „rau“ kann in diesem Wertebereich willkürlich vorgenommen werden. Eine Möglichkeit ist das sogenannte RAYLEIGH-Kriterium, dass die Grenze bei $\pi/2$ definiert, woraus für eine raue Oberfläche die Bedingung

$$H > \frac{\lambda}{8 \cdot \cos \theta} \quad (2.2)$$

folgt [NIK89, S. 9]. Alternativ kann man auch Gleichung (2.1) heranziehen, um eine glatte Oberfläche zu definieren, indem man schlicht $H/\lambda \rightarrow 0$ fordert⁷ [BS87, S. 10].

Ein ähnlicher Ansatz von KIRCHHOFF nutzt statt einer Höhenstufe die Krümmungsradien der Mikrostruktur (vergleiche Bild 2.1(b)): Große Krümmungsradien (im Vergleich zur Wellenlänge des Lichts) entsprechen einer glatten, kleine einer rauhen Oberfläche [BS87, S. 20].

2.2.3 Beckmann-Spizzichino-Modell

Gegeben sei eine Oberfläche mit Profilhöhen $z = z(x, y)$ und einer mittleren Höhe von $\bar{z} = 0$. Weiterhin setzen wir das einlaufende Feld als linear polarisierte, harmonische, ebene Welle (analog zu Gleichung (B.4a)) mit Amplitude 1 wie folgt an:

$$E(t, \vec{r}) = e^{i\vec{k} \cdot \vec{r} - i\omega t} \quad (2.3)$$

⁷Der Fall $\cos \theta \rightarrow 0$ gilt analog, spielt jedoch in der Streulichtmesstechnik eine untergeordnete Rolle.

\vec{k} beschreibt den Wellenvektor der einlaufenden Welle und liege per Definition in der $y - z$ -Ebene, \vec{r} gibt gemäß $\vec{r} = x \cdot \hat{x} + y \cdot \hat{y} + z(x, y) \cdot \hat{z}$ einen Punkt auf der Oberfläche an (mit den Einheitsvektoren \hat{x} , \hat{y} und \hat{z} in x -, y - und z -Richtung). Da die zeitliche Variation für die hier durchgeführten Untersuchungen nicht relevant ist, vernachlässigen wir den zeitabhängigen Anteil der Exponentialfunktion. Zur Vereinfachung betrachten wir weiterhin die lineare Polarisation in ihren Komponenten parallel und senkrecht zur Einfallsbzw. Ausfallsebene, welche aus \vec{k} bzw. \vec{k}' und \hat{z} aufgespannt werden. Die Komponente parallel zur \hat{k} - \hat{z} -Ebene wird im Folgenden als *vertikale* Polarisation bezeichnet und durch ein Subskript „+“ gekennzeichnet. Die orthogonale Komponente wird dementsprechend als *horizontale* Polarisation, mit Subskript „-“, bezeichnet. Bild 2.2(a) gibt einen Überblick über die eingeführten Vektoren und Ebenen.

Wenn die einlaufende Welle E auf die Oberfläche A trifft, werden freie Ladungsträger im Material durch die elektromagnetischen Kräfte verschoben. Auf diese Weise entstehen Oberflächenströme, welche wiederum ein Feld E_A auf der Oberfläche A hervorrufen. Letzteres muss in einem beliebigen Punkt auf der Oberfläche der Wellengleichung (siehe Gleichung (B.5)) gehorchen [NIK89, S. 15]. Löst man die Gleichung mit Hilfe der Randbedingungen, so lässt sich zeigen, dass das auslaufende Feld E' an einem weit entfernten Punkt P mit Hilfe des sogenannten HELMHOLTZ-Integrals

$$E'(P) = \frac{1}{4\pi} \cdot \iint_A \left(E_A \frac{\partial \psi}{\partial n} - \psi \frac{\partial E_A}{\partial n} \right) \cdot dA \quad (2.4)$$

berechnet werden kann [BS87, S. 19 & S. 178 ff.]. E_A und $\partial E_A / \partial n$ beschreiben hierbei das elektrische Feld auf der Oberfläche A bzw. dessen Ableitung entlang der (lokalen) Oberflächennormalen. ψ ist eine Elementarwelle ausgehend vom Punkt \vec{r} auf der Oberfläche, beobachtet in großem Abstand R_0 vom Ursprung (FRAUNHOFER-Näherung), d.h. es gilt

$$\psi = \frac{e^{ik'R_0 - i\vec{k}' \cdot \vec{r}}}{R_0}. \quad (2.5)$$

Die zuvor genannten Vektoren und ihre Anordnung zueinander sind in Bild 2.2(b) veranschaulicht.

Da E_A und $\partial E_A / \partial n$ in der Regel unbekannt sind, ist die Hauptaufgabe beim Lösen des HELMHOLTZ-Integrals die Abschätzung dieser beiden Größen. BECKMANN und SPIZZICHINO, sowie viele andere Autoren auch, nähern das Feld auf der Oberfläche durch das Feld an einer im Punkt \vec{r} angelegten Tangentialfläche an. Diese Näherung geht auf KIRCHHOFF zurück und ist gut erfüllt, wenn der Krümmungsradius der Oberfläche am Punkt \vec{r} groß ist gegenüber der Wellenlänge λ des verwendeten Lichts (vergleiche Bild 2.1(b)). Bei scharfen Kanten oder Spitzen hingegen versagt diese Näherung vollends [BS87, S. 20].

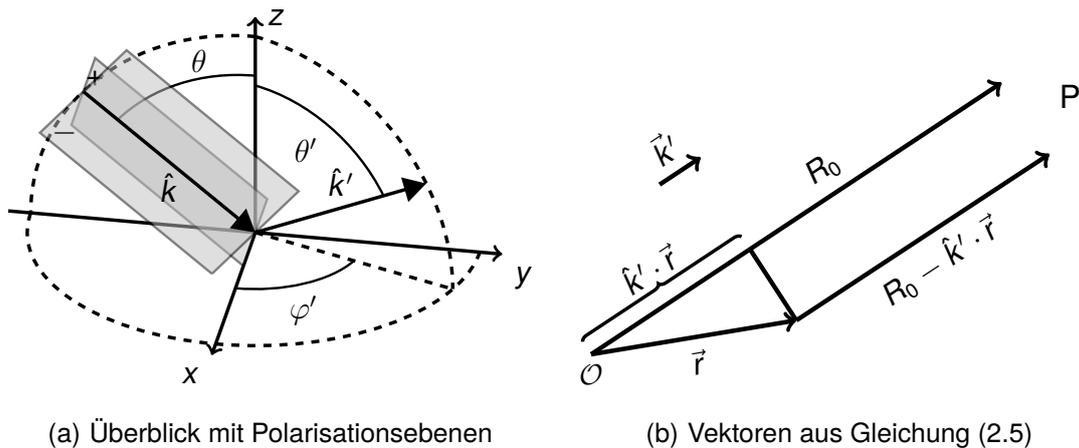


Bild 2.2: Geometrischer Überblick zum BECKMANN-SPIZZICHINO-Modell. (a) Erläuterung von Ein- und Ausfallsrichtung \hat{k} bzw. \hat{k}' , sowie den Polarisationssebenen. Eine vertikale Polarisation ist durch „+“, eine horizontale durch „-“ gekennzeichnet. Der Ursprung des Koordinatensystems befindet sich am Punkt \vec{r} auf der Oberfläche. (b) Erläuterung der Vektoren aus Gleichung (2.5). \mathcal{O} gibt den Ursprung an.

Unter der Annahme der Gültigkeit der zuvor angeführten Näherung folgt das Feld an der Oberfläche im Punkt \vec{r} zu

$$E_A = (1 + R) \cdot E \quad (2.6a)$$

$$\frac{\partial E_A}{\partial n} = (1 - R) \cdot E \cdot \vec{k} \cdot \hat{n} \quad (2.6b)$$

mit dem FRESNEL'schen Reflektionskoeffizient R einer glatten Fläche. Für letzteren gilt

$$R_+ = \frac{Y^2 \cdot \cos \vartheta - \sqrt{Y^2 - \sin^2 \vartheta}}{Y^2 \cdot \cos \vartheta + \sqrt{Y^2 - \sin^2 \vartheta}} \quad (2.7a)$$

bei horizontaler bzw.

$$R_- = \frac{\cos \vartheta - \sqrt{Y^2 - \sin^2 \vartheta}}{\cos \vartheta + \sqrt{Y^2 - \sin^2 \vartheta}} \quad (2.7b)$$

bei vertikaler Polarisation [BS87, S. 21]. ϑ beschreibt hier den *lokalen*⁸ Winkel zwischen \vec{k} und der Oberflächennormalen \hat{n} am Punkt \vec{r} . Y gibt die normierte optische Admittanz des Mediums an und ist eine Funktion des komplexen Brechungsindex des Materials, sowie der elektrischen und magnetischen Eigenschaften [NIK89, S. 17].

⁸im Gegensatz zum „globalen“ (d.h. mittleren) Winkel θ

BECKMANN und SPIZZICHINO zeigen weiterhin die Lösung von Gleichung (2.4) auf [BS87, 22 ff.]. Aus dem erhaltenen Ergebnis lässt sich, unter Anwendung verschiedener Näherungen (FRAUNHOFER und KIRCHHOFF) und Annahmen (perfekt leitendes Material, vertikale Polarisierung, keine Mehrfachstreuungen oder Abschattungen) [NIK89, S. 21 f.], die mittlere, von der Oberfläche gestreute Leistung für sehr glatte ($\sigma_z/\lambda \ll 1$) als auch sehr raue Oberflächen ($\sigma_z/\lambda \gg 1$) mit etwas Aufwand berechnen. Das vom Modell vorhergesagte Streulicht besteht, je nach Rauheit der Oberfläche, aus drei Komponenten: Bei sehr glatten Oberflächen ist ein schmaler Peak in Form eines Sinus Cardinalis dominant, bei zunehmender Rauheit geht dieser schnell in eine schmale Streukeule in Richtung der spiegelnden Reflektion über, und bei noch größerer Rauheit kommt eine diffuse Streukeule (eine Art LAMBERT'scher Strahler) hinzu [NIK89, S. 43]. Für einige spezielle Typen von Oberflächen, die nicht alle der zuvor genannten Näherungen und Annahmen erfüllen, existieren ebenfalls Lösungen. Diese konvergieren jedoch i.d.R. äußerst langsam [Bec67, S. 56 f.].

2.2.4 Torrance-Sparrow-Modell

Dieses Modell beschreibt die von einer rauen Oberfläche reflektierte optische Leistung, aber im Gegensatz zum in 2.2.3 vorgestellten Modell, mit Hilfe der geometrischen Optik. Da letztere das Licht als Strahl interpretiert, ist dieses Modell deutlich einfacher zu handhaben. Voraussetzung für die geometrische Optik ist jedoch, dass die Wellenlänge des verwendeten Lichts klein ist gegenüber den Oberflächenstrukturen (siehe Gleichung (B.17)).

Das Modell von TORRANCE und SPARROW kann Schritt für Schritt logisch zusammengesetzt werden (vergleiche [TS67, S. 1107 ff.]), wobei Bild 2.3 die geometrischen Zusammenhänge für ein einfacheres Verständnis verdeutlicht: Man stellt sich ein Flächenelement dA vor, welches von einer unter dem Winkel θ zur Oberflächennormalen \hat{n} positionierten Lichtquelle mit Strahlungsdichte L_i beleuchtet wird. Die Ausdehnung der Lichtquelle sei durch den Raumwinkel $d\Omega_i$ definiert. Berücksichtigt man die Projektion aufgrund des Winkels θ , so ergibt sich der eingehende Strahlungsfluss Φ_i auf der Oberfläche zu

$$d\Phi_i(\theta) = L_i(\theta) \cdot \cos(\theta) \cdot dA \cdot d\Omega_i. \quad (2.8)$$

Der reflektierte Strahlungsfluss Φ_r kann analog durch

$$d\Phi_r(\theta) = dL_r(\theta; \theta', \varphi') \cdot \cos(\theta') \cdot dA \cdot d\Omega_r \quad (2.9)$$

angegeben werden, wobei θ' und φ' die sphärischen Winkel der Reflektion angeben, $d\Omega_r$ den Raumwinkel der Reflektion und dL_r den infinitesimalen Beitrag zur

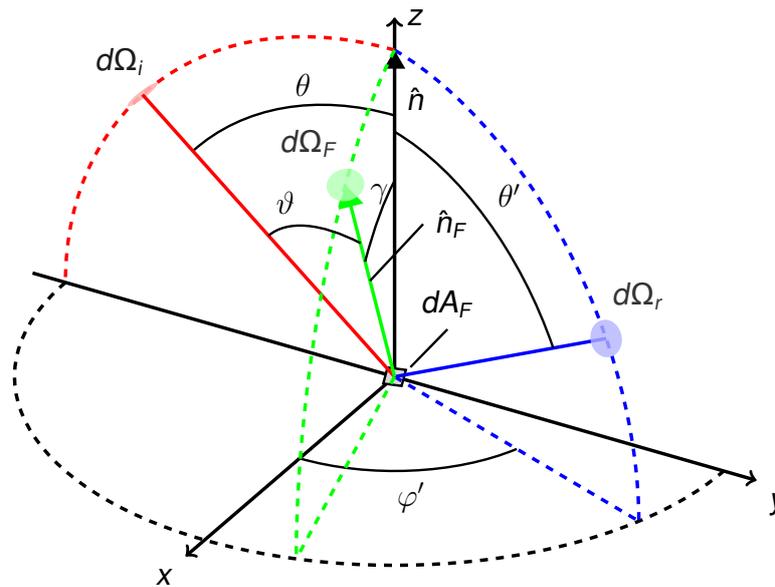


Bild 2.3: Geometrische Zusammenhänge im TORRANCE-SPARROW-Modell. Erläuterungen sind im weiteren Verlauf von Abschnitt 2.2.4 zu finden. (Nach [TS67, S. 1107].)

reflektierten Strahlungsdichte⁹. TORRANCE und SPARROW postulieren für eine möglichst allgemeingültige Beschreibung nun zwei Beiträge zur reflektierten Strahlungsdichte, eine spiegelnde Komponente $dL_{r,s}$, die die direkte Reflektion an kleinen Spiegelfacetten beschreibt, sowie eine diffuse Komponente $dL_{r,d}$, die z.B. mehrfache Spiegelungen an benachbarten Facetten berücksichtigt:

$$dL_r(\theta; \theta', \varphi') = dL_{r,s}(\theta; \theta', \varphi') + dL_{r,d}(\theta) \quad (2.10)$$

Letztere ist die Konsequenz aus der Eigenschaft rauher Oberflächen, in gewissem Maße als LAMBERT'scher Strahler zu fungieren [NIK89, S. 30 f.] und ist daher als unabhängig von den Facettenwinkeln anzusehen. Der diffuse Beitrag zur reflektierten Strahlungsdichte kann hierbei als proportional (Faktor ζ) zum Kosinus des Einfallswinkels, unter Annahme einer konstanten Strahlungsdichte L_i , gemäß

$$dL_{r,d}(\theta) = \zeta \cdot L_i \cdot \cos \theta \quad (2.11)$$

angesetzt werden, da er vom einfallenden Strahlungsfluss $d\Phi_i$ abhängt.

Zur Beschreibung der spiegelnden Komponente hingegen muss man sich die einzelnen Facetten anschauen, da sie direkt abhängig von deren Winkeln ist. Eine ausgewählte Facette innerhalb des Flächenelements dA besitze die Flächennormale

⁹Integration über dA liefert somit L_r .

\hat{n}_F und den *lokalen* Einfallswinkel ϑ zur Normalen. Der lokale Ausfallswinkel bei spiegelnder Reflektion ist demnach $\vartheta' = \vartheta$. Sowohl ϑ und θ , als auch ϑ' und θ' , sind i.d.R. verschieden, da letztere jeweils auf den mittleren Normalenvektor \hat{n} aller Facetten des Flächenelements dA bezogen sind. Aus der Forderung, dass ein einlaufender Lichtstrahl innerhalb des Raumwinkels Ω_i in den Raumwinkel Ω_r reflektiert wird, folgt, dass der lokale Normalenvektor \hat{n}_F der betrachteten Facette nur innerhalb eines bestimmten Raumwinkels Ω_F liegen darf. Bezeichnet man den eingeschlossenen Winkel zwischen lokalem und globalem Normalenvektor mit $\sphericalangle(\hat{n}, \hat{n}_F) =: \gamma$, so kann man die Facettenwinkel mittels einer rotationssymmetrischen Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $P = P(\gamma)$, z.B. in Form einer GAUSS-Verteilung, beschreiben. Die Anzahl der Facetten im Flächenelement dA mit einem Normalenvektor \hat{n}_F innerhalb des Raumwinkels Ω_F erhält man somit aus dem Produkt $P(\gamma) \cdot d\Omega_F \cdot dA$. Daraus folgt, mit der Facettenfläche dA_F und unter Berücksichtigung der Projektion in Abhängigkeit vom Einfallswinkel, der einlaufende Strahlungsfluss für spiegelnde Reflektion (Subskript s), welcher die Facetten mit Normalenvektoren in $d\Omega_F$ trifft, zu

$$d\Phi_{i,s} = dA_F \cdot L_i \cdot \cos \vartheta \cdot P(\gamma) \cdot d\Omega_F \cdot dA \cdot d\Omega_i. \quad (2.12)$$

TORRANCE und SPARROW führen an dieser Stelle zwei multiplikative Faktoren ein [TS67, S. 1109 ff.]: Der eine leitet sich aus dem FRESNEL'schen Reflektionskoeffizient her und berücksichtigt die Absorption des Mediums. Da die physikalische Wechselwirkung zwischen Licht und Materie den Ansatz deutlich verkomplizieren würde, wird der Faktor hier auf 1 gesetzt. Der zweite multiplikative Faktor beschreibt die Abschattungs- und Maskierungseffekte die auftreten können. Da diese eine untergeordnete Rolle bei nahezu parallelem Einfall zum Lot haben, wird auch dieser Faktor auf 1 gesetzt. In anderen Worten bedeutet dies, dass eine ideale Reflektion angenommen wird und somit der Strahlungsfluss $d\Phi_{r,s}$ des, an Facetten mit Normalenvektoren \hat{n}_F im Raumwinkel Ω_F , reflektierten Lichts gerade gleich ist zu Gleichung (2.12). Es gilt daher $d\Phi_{i,s} = d\Phi_{r,s}$. Mit Hilfe des Zusammenhangs zwischen Strahlungsfluss und Strahlungsdichte

$$d\Phi_{r,s} = dL_{r,s}(\theta; \theta', \varphi') \cdot \cos \theta' \cdot dA \cdot d\Omega_r \quad (2.13)$$

(vergleiche Gleichung (2.9)), sowie der Äquivalenz (Herleitung siehe z.B. [NIK89, S. 36 f.])

$$d\Omega_F = \frac{d\Omega_r}{4 \cdot \cos \vartheta}, \quad (2.14)$$

folgt daraus die Strahlungsdichte der spiegelnden Reflektion zu [TS67, S. 1109]

$$dL_{r,s}(\theta; \theta', \varphi') = \frac{dA_F \cdot L_i \cdot d\Omega_i}{4 \cdot \cos \theta'} \cdot P(\gamma). \quad (2.15)$$

Einsetzen in Gleichung (2.10) mit (2.11) liefert die gesamte reflektierte Strahlungsdichte in Richtung (θ', φ') zu

$$dL_r(\theta; \theta', \varphi') = \frac{dA_F \cdot L_i \cdot d\Omega_i}{4 \cdot \cos \theta'} \cdot P(\gamma) + \zeta \cdot L_i \cdot \cos \theta \quad (2.16)$$

[TS67, S. 1110]. Bei technischen Oberflächen mit kleinen Steigungswinkeln bei gleichzeitig parallelem Einfall zur mittleren Oberflächennormalen kann der diffuse Anteil in der Regel vernachlässigt werden, d.h. der Faktor ζ geht gegen Null.

Nach einer Integration über die Raumwinkel der Lichtquelle $d\Omega_i$ und des Sensors $d\Omega_r$ bleibt festzustellen, dass sich Gleichung (2.16) auf eine Abhängigkeit von der Winkelverteilungsdichte $P(\gamma)$ der Facetten reduziert. Es existieren verschiedene Ansätze für diese Winkelverteilungsdichte (vergleiche [Wal+07, S. 200]): Aus der Annahme einer GAUSS'schen Oberflächenrauheit folgt die sog. BECKMANN-Verteilung, die bis auf geänderte Faktoren ebenfalls eine GAUSS-Verteilung der Winkel ist. Sie ist die am weitesten verbreitete Verteilung in der Optikkultur. Aus dem Bereich der Computergrafik (zur Berechnung von Transmissionen durch raue Glasoberflächen) hingegen entstammt die PHONG-Verteilung. Sie ist eine rein empirische Verteilung und ähnelt bei geeigneter Wahl der Parameter sehr der BECKMANN-Verteilung. WALTER, MARSCHNER et al. [Wal+07] stellen eine weitere Verteilung für den Bereich der Computergrafik vor, die für Oberflächen mit erhöhter Abschattung eine gute Beschreibung liefert.

NAYAR, IKEUCHI et al. zeigen in einem Vergleich der resultierenden Formeln und anhand von Simulationen, dass das Modell von TORRANCE und SPARROW für raue Oberflächen mit

$$\frac{\sigma_z}{\lambda} > 1,5 \quad (2.17)$$

eine sehr gute Näherung für das Modell von BECKMANN und SPIZZICHINO darstellt [NIK89, S. 37]. Für kleine Einfallswinkel bezogen auf das Lot gilt die Näherung auch für glattere Oberflächen. Für sehr glatte Oberflächen sagen BECKMANN und SPIZZICHINO jedoch eine zusätzliche Komponente in Form eines schmalen Sinus Cardinalis in der Strahlungsdichte voraus (vergleiche S. 15 oder [BS87, S. 23]). Dieser Peak entspricht im Grenzübergang der Reflektion an einer Oberfläche in Form eines idealen Spiegels [NIK89, S. 49]. Da das Modell von TORRANCE und SPARROW diesen Grenzfall nicht beschreiben kann, sollte es für Rauheiten $\sigma_z/\lambda \ll 1$ nicht angewendet werden.

2.2.5 Mathematische Beschreibung von Streulichtverteilungen

Eine der wichtigsten Größen zur Beschreibung von Streulicht ist die *bidirektionelle*¹⁰ *Reflektionsverteilungsfunktion* (engl. bidirectional reflectance distribution function,

¹⁰hängt sowohl von θ als auch von θ' ab

kurz BRDF). Sie ist definiert als das Verhältnis von differentieller Strahlungsdichte (pro Raumwinkel) der Reflektion zur eingestrahlten differentiellen Strahlungsdichte einer kollimierten Lichtquelle, bezogen auf eine isotrope Oberfläche [Bas+95b, S. 26.3]:

$$\begin{aligned} \text{BRDF}(\theta; \theta', \varphi') &= \frac{\text{auslaufende differentielle Strahlungsdichte}}{\text{einlaufende differentielle Strahlungsdichte}} \\ &\approx \frac{1}{\cos \theta' \cdot I_i} \cdot \frac{dI_r}{d\Omega_r} \end{aligned} \quad (2.18)$$

Die Näherung (2.18) beschreibt die BRDF mit der eingestrahlten Intensität I_i und der in ein Winkelsegment $d\Omega_r$ gestreuten Intensität dI_r [Bas+95a, S. 7.2]. Zur Beschreibung von Oberflächenstrukturen mit Hilfe der BRDF sind i.d.R. weitere Näherungen nötig, wie schon in den Abschnitten 2.2.3 und 2.2.4 deutlich wurde. Die Lösung eines Streuproblems erfordert systemtheoretisch betrachtet die Lösung eines Integrals, welches das einlaufende und das gestreute elektromagnetische Feld miteinander in Verbindung setzt. Führt man die BORN-Approximation¹¹ erster Ordnung durch, so folgt die BRDF (bei kohärenter Beleuchtung einer Fläche A) zu

$$\text{BRDF} \propto \frac{1}{\lambda^2} \cdot R(\theta) \cdot G(\vec{\nu}), \quad (2.19)$$

[Bas+95a, S. 7.3] mit dem FRESNEL'schen Reflektionskoeffizient R einer glatten Oberfläche, sowie dem Vektor $\vec{\nu}$ bestehend aus den räumlichen Frequenzen ν_x und ν_y der Oberfläche in \hat{x} - und \hat{y} -Richtung.

$$G(\vec{\nu}) = \frac{1}{A} \cdot \left| \int_A e^{i2\pi\vec{\nu} \cdot \vec{r}} \cdot P(\vec{r}) \cdot d\vec{r} \right|^2 \quad (2.20)$$

ist dabei die angesprochene Verbindung von einlaufender und auslaufender Welle (Exponentialfunktion) über die „Interaktion“ $P(\vec{r})$ am Ort $\vec{r} = x\hat{x} + y\hat{y}$. Die Interaktion P kann weiterhin in zwei Anteile faktorisiert werden

$$P(\vec{r}) = P_{\text{sys}}(\vec{r}) \cdot P_{\text{OFL}}(\vec{r}) \quad (2.21)$$

[Bas+95a, S. 7.3]. P_{sys} beschreibt einen systemabhängigen Anteil, verursacht z.B. durch die Apertur der Optik. Die erhaltenen Messergebnisse sind dann genau genommen die Faltung der Streulichtverteilung der Oberfläche mit der Übertragungsfunktion der Apertur. Der Anteil P_{OFL} beschreibt die Oberfläche und wird üblicherweise aufgeteilt in eine perfekte Oberfläche und die überlagerten Störungen in Form der Mikrogeometrie:

$$P_{\text{OFL}}(\vec{r}) = 1 + p_d(\vec{r}) \quad (2.22)$$

¹¹D.h. das Folgende gilt nur für sehr glatte Oberflächen.

Die zufälligen Störungen $p_d(\vec{r})$ rufen ein Specklemuster in der Streulichtverteilung hervor. Da man i.d.R. nicht an der Granularität der Speckles interessiert ist, sondern nur an den geglätteten Werten als Funktion des Streuwinkels, führt man eine Mittelung der BRDF durch. Es folgt

$$S_{p,2D}(\vec{\nu}) = \lim_{A \rightarrow \infty} \left\langle \frac{1}{A} \cdot \left| \int_A e^{i2\pi\vec{\nu} \cdot \vec{r}} \cdot p_d(\vec{r}) \cdot d\vec{r} \right|^2 \right\rangle \quad (2.23)$$

als oberflächenabhängiger Anteil von $G(\vec{\nu})$, wobei $\langle \cdot \rangle$ die Mittelung kennzeichnet. Gleichung (2.23) ist das zweidimensionale *Leistungsdichtespektrum* (engl. power spectral density, kurz PSD) der Oberflächenmikrostruktur $p_d(\vec{r})$ [Bas+95a, S. 7.4]. Sie ist eine intrinsische Größe der Oberfläche (ohne Einfluss des Messgeräts o.Ä.) und hängt von den Wellenzahlen $k_x = 2\pi\nu_x = 2\pi/\lambda_x$ und $k_y = 2\pi\nu_y = 2\pi/\lambda_y$ ab. Für eine isotrope Oberfläche reduziert sich die Abhängigkeit auf $k^2 = k_x^2 + k_y^2$, da keine Richtungsabhängigkeit vorliegt [CJZ79, S. 127].

Die PSD ist eines der wichtigsten Hilfsmittel im Bereich der theoretischen Beschreibung von Streulichtverteilungen, da sie (für glatte Oberflächen) eine direkte Verbindung zwischen dieser und der Mikrostruktur einer Oberfläche herstellt [CJZ79, S. 125]. So kann man, am Beispiel eines eindimensionalen Profils, die mittlere quadratische Oberflächenrauheit

$$\sigma_z^2 = \int_0^\infty S_{p,1D}(\nu_x) \cdot G_{ME}(\nu_x) \cdot d\nu_x \quad (2.24)$$

anhand der PSD $S_{p,1D}(\nu_x)$ angeben. $G_{ME}(\nu_x)$ ist hierbei die Übertragungsfunktion des Messgeräts, welche aufgrund der üblicherweise auftretenden Bandbegrenzung der räumlichen Frequenzen, als Rechteckfunktion angenähert werden kann. Die in (2.24) angegebene mittlere quadratische Oberflächenrauheit ist daher keine intrinsische Größe der Oberfläche, sondern messgeräteabhängig. Die intrinsische Größe erhält man durch idealisierte Wahl von $G_{ME}(\nu_x) = 1$ [Bas+95a, S. 7.10].

Nimmt die Rauheit der Oberfläche zu, so gilt die BORN-Näherung nicht mehr und man muss Terme höherer Ordnung berücksichtigen. VORBURGER, MARX et al. formulieren die Gültigkeitsgrenze mit Hilfe einer sinusförmigen Oberfläche: Für sehr kleine Amplituden sind nur die nullte und erste Ordnung signifikant, bei größeren Amplituden hingegen kann die zweite Ordnung nicht mehr vernachlässigt werden. VORBURGER, MARX et al. definieren daher (willkürlich) die Gültigkeit der BORN-Näherung innerhalb des Rauheitsbereichs, in dem die zweite Ordnung kleiner als 5% der ersten Ordnung ist. Daraus ergibt sich die Gültigkeitsgrenze zu [VML93, S. 3402 f.]

$$\frac{\sigma_z}{\lambda} \approx 0,05 . \quad (2.25)$$

Oberhalb dieser Grenze kann die PSD nicht mehr direkt mit der Winkelverteilung der Oberfläche in Verbindung gebracht werden. Die FOURIER-Transformierte der PSD ist jedoch gleich der Autokovarianzfunktion der Oberfläche (vergleiche S. 11). Letztere kann gemäß CHANDLEY für Oberflächen mit $\sigma_z \lesssim \lambda$ aus der Winkelverteilung des Streulichts (mit a priori Wissen¹²) bestimmt werden [Cha76, S. 331 ff.]. Zu beachten ist weiterhin, dass die PSD (aber nicht die ACV) direkten Aufschluss über die Bandbegrenzung gibt [Sch+11, S. 9823]. Bei noch größerer Rauheit, wenn die KIRCHHOFF-Bedingung erfüllt ist, kann gemäß RAKELS aus der Standardabweichung σ_γ der Streulichtverteilung die mittlere quadratische Oberflächensteigung $R_{\Delta q}$ ermittelt werden [Rak89, S. 122]. Dies kann sowohl in der physikalischen (vergleiche [Rak89]), als auch in der geometrischen Optik gezeigt werden [VML93, S. 3406].

In der Literatur sind neben der BRDF auch die Begriffe BSDF (bidirectional scatter distribution function) und BTDF (bidirectional transmission distribution function) zu finden. Während die BTDF das Analogon zur BRDF für transmittierende Proben ist, stellt die BSDF die Kombination aus BRDF und BTDF dar und beschreibt sowohl Reflektion als auch Transmission [Bas+95b, S. 26.4].

2.2.6 Fourier-Optik

Das von einer Oberfläche gestreute Licht, unabhängig ob die physikalische oder die geometrische Optik zur Beschreibung genutzt wird, muss zur messtechnischen Bewertung charakterisiert werden. Hierzu kann man z.B. das Verhältnis zwischen direktem Reflex und gesamter gestreuter Intensität bilden, die Intensität des direkten Reflexes zur eingestrahlten Lichtleistung in Bezug setzen oder aber die Winkelverteilung des Streulichts untersuchen. Die verschiedenen Ansätze werden ein Abschnitt 2.2.7 ausführlich behandelt. Untersucht man die Winkelverteilung, so stellt man fest, dass sie die FOURIER-Transformierte der räumlichen Frequenzen, d.h. der Oberflächenstrukturen, darstellt [Bas+95a, S. 7.2]. Eine Beschreibung im Frequenzbereich ist daher durchaus angebracht, besonders im Hinblick auf das in Gleichung (2.23) (Abschnitt 2.2.5) motivierte Leistungsdichtespektrum zur Beschreibung von Oberflächen.

Linsen, wenn sie entsprechend im Strahlengang positioniert sind, ermöglichen rein optisch die Durchführung einer FOURIER-Transformation in zwei Dimensionen. Bei dieser Transformation gehen keinerlei Informationen verloren. Um die Zusammenhänge der FOURIER-Transformation mit Hilfe einer Linse besser zu verstehen, muss jedoch etwas Vorarbeit geleistet werden. Hierzu betrachten wir zunächst den mathematisch

¹²z.B. aus Messungen der total integrierten Streuung, vergleiche S. 28

allgemeinen Weg der Beugungstheorie (BECKMANN-SPIZZICHINO-Modell) etwas genauer und vereinfachen unser Modell später im Hinblick auf die geometrische Optik VON TORRANCE UND SPARROW.

Winkelspektrum einer ebenen Welle und dessen Ausbreitung

Es sei die komplexe Amplitude $\underline{U}(x, y, z)$ eines skalaren Feldes gegeben (vergleiche Gleichung (B.7), Anhang B.1.3). Betrachtet man in Ausbreitungsrichtung z die Stelle $z = 0$, so kann man die zweidimensionale FOURIER-Transformation von $\underline{U}(x, y, 0)$ angeben als

$$\check{\underline{U}}(\nu_x, \nu_y; z = 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \underline{U}(x, y, 0) \cdot e^{-i2\pi(\nu_x x + \nu_y y)} \cdot dx \cdot dy, \quad (2.26a)$$

sowie die Rücktransformation als

$$\underline{U}(x, y, 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \check{\underline{U}}(\nu_x, \nu_y; z = 0) \cdot e^{+i2\pi(\nu_x x + \nu_y y)} \cdot d\nu_x \cdot d\nu_y. \quad (2.26b)$$

Als Beispiel sei nun eine ebene Welle

$$u(t; x, y, z) = \Re \left\{ e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \right\} \quad (2.27)$$

mit

$$\vec{r} = x \cdot \hat{x} + y \cdot \hat{y} + z \cdot \hat{z} \quad (2.28a)$$

$$\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (\cos \gamma_x \cdot \hat{x} + \cos \gamma_y \cdot \hat{y} + \cos \gamma_z \cdot \hat{z}) \quad (2.28b)$$

angenommen. Der Term $\cos \gamma_x$ ergibt sich aus dem Skalarprodukt und ist die Projektion des Einheitsvektors \hat{x} auf \hat{k} , $\cos \gamma_y$ und $\cos \gamma_z$ entsprechend \hat{y} bzw. \hat{z} auf \hat{k} .

Die komplexe Amplitude dieser ebenen Welle in einer Ebene durch den Punkt z (unter Nichtberücksichtigung der zeitlichen Änderungen) folgt somit zu

$$\begin{aligned} \underline{U}(x, y, z) &= e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} \\ &= e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(\cos \gamma_x x + \cos \gamma_y y)} \cdot e^{i\frac{2\pi}{\lambda} \cos \gamma_z z}. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Aus Gleichung (2.28b) kann aufgrund der Länge eines Einheitsvektors $\hat{k} = 1$ der Zusammenhang

$$\cos^2 \gamma_x + \cos^2 \gamma_y + \cos^2 \gamma_z = 1 \quad (2.30)$$

gefolgt werden. Weiterhin können die Frequenzen ν_x und ν_y , mit

$$\nu_x = \frac{\cos \gamma_x}{\lambda}, \quad \nu_y = \frac{\cos \gamma_y}{\lambda} \quad (2.31)$$

eingeführt werden [Goo05, S. 57]. Fasst man obige Gleichungen zusammen, so erhält man das *Winkelspektrum* $\check{U}\left(\frac{\cos \gamma_x}{\lambda}, \frac{\cos \gamma_y}{\lambda}; z = 0\right)$ der komplexen Amplitude $\underline{U}(x, y, 0)$, in Abhängigkeit der Winkel γ_x und γ_y zur x - bzw. y -Achse, zu

$$\check{U}\left(\frac{\cos \gamma_x}{\lambda}, \frac{\cos \gamma_y}{\lambda}; z = 0\right) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \underline{U}(x, y, 0) \cdot e^{-i2\pi\left(\frac{\cos \gamma_x}{\lambda}x + \frac{\cos \gamma_y}{\lambda}y\right)} \cdot dx \cdot dy, \quad (2.32)$$

was gerade (2.26a) mit (2.31) entspricht (vergleiche auch [Ped+08, S. 732 f.]).

Im nächsten Schritt wird die Ausbreitung des Winkelspektrums betrachtet, d.h. $\underline{U}(x, y, z)$ bzw. $\check{U}\left(\frac{\cos \gamma_x}{\lambda}, \frac{\cos \gamma_y}{\lambda}; z\right)$. Analog zu Gleichung (2.32) kann man die inverse FOURIER-Transformation für $z \neq 0$ angeben. Letztere erfüllt die HELMHOLTZ-Gleichung (Gleichung (B.9), Anhang B.1.3), woraus die Differentialgleichung

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \check{U}\left(\frac{\cos \gamma_x}{\lambda}, \frac{\cos \gamma_y}{\lambda}; z\right) + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \cdot [1 - \cos^2 \gamma_x - \cos^2 \gamma_y] \cdot \check{U}\left(\frac{\cos \gamma_x}{\lambda}, \frac{\cos \gamma_y}{\lambda}; z\right) = 0 \quad (2.33)$$

hervorgeht. Als Lösung kann

$$\check{U}\left(\frac{\cos \gamma_x}{\lambda}, \frac{\cos \gamma_y}{\lambda}; z\right) = \check{U}\left(\frac{\cos \gamma_x}{\lambda}, \frac{\cos \gamma_y}{\lambda}; 0\right) \cdot e^{i\frac{2\pi}{\lambda}z\sqrt{1 - \cos^2 \gamma_x - \cos^2 \gamma_y}} \quad (2.34)$$

gefunden werden [Goo05, S. 58]. Bleibt das Argument unter der Wurzel positiv, was für alle physikalisch realen Fälle erfüllt ist, so ergibt (2.34) nur eine relative Phasenverschiebung der einzelnen Komponenten des Winkelspektrums zueinander [Goo05, S. 58].

Der hintere Teil von Gleichung (2.34) kann dabei als Übertragungsfunktion angesehen werden, die eine Ausbreitung im freien Raum entlang von z beschreibt. In der paraxialen Näherung gilt weiterhin

$$|\lambda \cdot \nu_x| = |\cos \gamma_x| \ll 1, \quad |\lambda \cdot \nu_y| = |\cos \gamma_y| \ll 1 \quad (2.35)$$

und damit

$$\sqrt{1 - \cos^2 \gamma_x - \cos^2 \gamma_y} \approx 1 - \frac{\cos^2 \gamma_x}{2} - \frac{\cos^2 \gamma_y}{2}. \quad (2.36)$$

Als Übertragungsfunktion in paraxialer Näherung, unter Vernachlässigung eines konstanten Phasenterms, ergibt sich daraus

$$G\left(\frac{\cos \gamma_x}{\lambda}, \frac{\cos \gamma_y}{\lambda}; z\right) = e^{-i\pi\frac{z}{\lambda}(\cos^2 \gamma_x + \cos^2 \gamma_y)} \quad (2.37)$$

für $\cos^2 \gamma_x + \cos^2 \gamma_y < 1$, und Null sonst.

Fourier-Transformation mit Hilfe einer Linse in der Beugungstheorie

Mit den Ergebnissen aus dem vorherigen Abschnitt lässt sich die FOURIER-Transformation mit Hilfe einer Linse in wenigen Schritten zeigen: Gegeben sei das Winkelspektrum

$$\check{U}_0 \left(\frac{\cos \gamma_x}{\lambda}, \frac{\cos \gamma_y}{\lambda}; z = 0 \right)$$

eines Eingangssignals, das im Abstand a vor einer Linse positioniert ist. Durch Anwendung von Gleichung (2.37) mit $z = a$ erhält man die Translation des Winkelspektrums entlang der z -Achse um die Länge a . Das daraus resultierende Spektrum befindet sich unmittelbar vor der Linse (Subskript L) und lässt sich beschreiben durch

$$\check{U}_L \left(\frac{\cos \gamma_x}{\lambda}, \frac{\cos \gamma_y}{\lambda}; a \right) = \check{U}_0 \left(\frac{\cos \gamma_x}{\lambda}, \frac{\cos \gamma_y}{\lambda}; 0 \right) \cdot e^{-i\pi \frac{a}{\lambda} (\cos^2 \gamma_x + \cos^2 \gamma_y)}. \quad (2.38)$$

Betrachtet man die FRESNEL'schen Beugungserscheinungen (siehe Gleichung (B.14)) der Linse, jedoch nun bezogen auf die Winkel θ_x zwischen \hat{k} und der optischen Achse \hat{z} in der x - z -Ebene, sowie θ_y analog in der y - z -Ebene, so folgt für die hintere Brennebene f' (unter Vernachlässigung eines konstanten Phasenterms)

$$\begin{aligned} \underline{U}_{f'}(x', y') &= \frac{e^{+i\frac{\pi}{\lambda f'}(x'^2+y'^2)}}{i\lambda f'} \cdot \check{U}_L \left(\frac{\sin \theta_x}{\lambda}, \frac{\sin \theta_y}{\lambda}; a \right) \\ &= \frac{e^{+i\frac{\pi}{\lambda f'}(1-\frac{a}{f'})x'^2+y'^2}}{i\lambda f'} \cdot \check{U}_0 \left(\frac{\sin \theta_x}{\lambda}, \frac{\sin \theta_y}{\lambda}; 0 \right) \end{aligned} \quad (2.39)$$

[Goo05, S. 106]. Für den speziellen Fall $a = f$, d.h. das Eingangsspektrum \check{U}_0 befindet sich in der vorderen Brennebene, wird der quadratische Phasenterm in Gleichung (2.39) zu Null. Als Ergebnis erhält man die zweidimensionale FOURIER-Transformation vom Spektrum $\check{U}_0 \left(\frac{\sin \theta_x}{\lambda}, \frac{\sin \theta_y}{\lambda}; 0 \right)$ in den Ortsraum $\underline{U}_{f'}(x', y')$ [Cut+60, S. 389]. Positioniert man einen lichtsensitiven Detektor in die hintere Brennebene, so detektiert er nicht die komplexe Amplitude selbst, sondern das Betragsquadrat dieser. Das dimensionslose Betragsquadrat wird als Intensität $I'(x', y')$ bezeichnet und i.d.R. normiert auf die maximale Intensität angegeben.

In einer technischen Realisierung als Streulichtsensor ist das eingehende Winkelspektrum \check{U}_0 durch die beleuchtete Oberfläche gegeben. Da die Mikrostruktur technischer Oberflächen oft das Ergebnis einer Vielzahl von zufälligen äußeren Einwirkungen und Störungen ist, z.B. Werkzeuggeometrie, Werkzeugverschleiß, Materialeigenschaften, Temperatur, etc., folgt aus dem Grenzwertsatz der Statistik (vergleiche u.a. [Bou11, S. 223]), dass die Profilhöhen bzw. -winkel GAUSS-förmig (oder zumindest GAUSS-ähnlich) verteilt sind. Dies legt eine Beschreibung mit Hilfe von statistischen

Momenten nahe. Hierauf wird in Abschnitt 2.2.7 ab Seite 41 nochmals genauer eingegangen.

Betrachtet man das FRESNEL'sche Beugungsintegral (siehe Gleichung (B.14)), so fällt auf, dass eine Linse stets eine Transformation mit $e^{+i\pi}$ durchführt. Daher existieren in einem optischen System nur aufeinanderfolgende Transformation der Form (2.39), jedoch keine inversen Transformationen. Als Folge hieraus muss beachtet werden, dass sich nach zweimaliger Transformation (statt Transformation in Kombination mit inverser Transformation) die Orientierung der Koordinatenachsen umdreht [Cut+60, S. 389].

Fourier-Transformation im Modell der geometrischen Optik

Verwendet man als zugrundeliegendes Modell die geometrische Optik, in Analogie zum Spiegelfacettenmodell von TORRANCE und SPARROW, so vereinfacht sich die Betrachtung erheblich. Jeder Lichtstrahl, der von einer Lichtquelle in der vorderen Brennebene einer Linse in Richtung (θ_x, θ_y) verläuft, unabhängig vom Entstehungspunkt auf der Brennebene, wird in der hinteren Brennebene in einen Punkt $P(\theta_x, \theta_y)$ abgebildet. Es findet eine Transformation von Winkel zu Raumkoordinate, allgemeiner formuliert vom Winkelspektrum zum Ortsraum, statt. Da alle optischen Pfade umkehrbar sind, folgt die Umkehrabbildung vom Ortsraum ins Winkelspektrum analog. Bild 2.4 zeigt den Zusammenhang für einen Schnitt durch das beschriebene System.

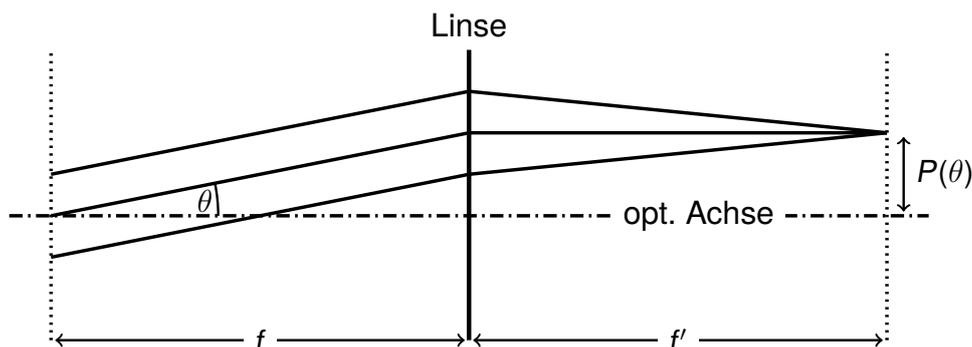


Bild 2.4: FOURIER-Transformation mit Hilfe einer Linse im Modell der geometrischen Optik. Alle Strahlen mit Winkel θ , unabhängig vom Entstehungspunkt in der vorderen Brennebene f , werden in Koordinaten $P(\theta)$ in der hinteren Brennebene f' abgebildet.

Die Eigenschaft der FOURIER-Transformation mit Hilfe von Linsen macht man sich in vielen Bereichen zu Nutze. Neben der Durchführung einer analogen FOURIER-Transformation in zwei Dimensionen selbst, können Filter im Spektrum implementiert werden,

zum Beispiel zur Bildverbesserung in Mikroskopen. Hier kommt ein sogenannter 4-f-Aufbau zum Einsatz, der zunächst vom Ortsraum ins Spektrum abbildet (Brennweiten f und f' der ersten Linse), wo ein entsprechender Filter (Tiefpass, Hochpass, etc.) implementiert ist. Eine erneute Abbildung (Brennweiten f'' und f''' der zweiten Linse) transformiert das gefilterte Signal wieder in den Ortsraum.

Es ist auch möglich die im Folgenden behandelte Streulichtmesseinrichtung als 4-f-Aufbau zu betrachten, wobei die Oberfläche als Filter fungiert. Eine Ausführung dieses Ansatzes ist in Anhang E zu finden. Weitere Einsatzgebiete der FOURIER-Optik sind die Durchführung von verschiedenen Korrelationen, u.a. der Kreuzkorrelation. Im langwelligen, nicht sichtbaren Bereich elektromagnetischer Strahlung finden sich Applikationen bezüglich Radaranalgen und der Untersuchung von Abstrahlcharakteristiken von Antennen [Cut+60, S. 395 ff.].

2.2.7 Verfahren der Streulichtmesstechnik

Der Begriff Streulichtmesstechnik beschreibt die Erfassung von Streulicht, welches von einer rauen Oberfläche zurück gestreut wird. Als Lichtquelle kann sowohl eine kohärente als auch eine inkohärente Quelle zum Einsatz kommen. Weiterhin existieren verschiedene Ansätze, wie das Streulicht gemessen wird: Neben einer winkelaufgelösten Erfassung sind auch Verhältnisbildungen zwischen spiegelnd reflektierten und gesamt reflektierten Anteilen möglich. Die folgenden Abschnitte beschreiben die möglichen Realisierungen und geben einen Überblick über die Vor- und Nachteile. Auf bildverarbeitende Ansätze wie z.B. die Hell- oder Dunkelfeld Beleuchtung (vergleiche u.a. [TLG07, S. 134 f.]), die hauptsächlich zur Defekterkennung eingesetzt werden, wird in den weiteren Ausführungen nicht eingegangen.

kohärente vs. inkohärente Beleuchtung

Durch die Verwendung von kohärentem Laserlicht bleiben bei der Streuung an einer Oberfläche alle Phaseninformationen erhalten. Somit ist theoretisch eine vollständige Rekonstruktion der Oberfläche möglich. Als Beispiel für die Auswertung der Phaseninformationen in der optischen Messtechnik sei die kohärenzscannende Interferometrie mit breitbandiger Lichtquelle¹³ genannt. Im Bereich der Streulichtmesstechnik kommen zum Teil auch Laser als kohärente Lichtquellen zum Einsatz. Hier sei der Aufbau von HÅRD und NILSSON [HN78] angeführt. Dieser verwendet zur Messung des Streulichts mit Winkeln $\lesssim 3^\circ$ ein lineares Dioden-Array und unterdrückt unerwünschtes

¹³Die korrekterweise als kurzkohärente Interferometrie bezeichnete Messtechnik ist umgangssprachlich als Weißlicht-Interferometrie (WLI) bekannt.

Streulicht vom Laser, den Optiken oder aus der Umgebung durch Verwendung eines rotierenden Gitters, welches nahe hinter der beleuchteten Oberfläche positioniert ist. Letzteres pulst das Streulicht der Oberfläche. Durch Verwendung einer einfachen Lock-In Technik kann so der störende Gleichanteil im Detektorsignal eliminiert werden. Bei diesem Aufbau wird jedoch keinerlei Phaseninformation ausgewertet, sondern nur die mittlere Intensität mittels Fotodioden erfasst. Der Einsatz eines Lasers ist nur auf die hohe zur Verfügung stehende Lichtintensität zurückzuführen. Problematisch beim Einsatz eines Lasers hingegen ist seine GAUSS-ähnliche Intensitätsverteilung [NE04, S. 864], wodurch eine homogene Beleuchtung der zu untersuchenden Probe nicht realisierbar ist. Um alle Oberflächenmerkmale innerhalb der beleuchteten Fläche gleich zu bewerten, ist eine homogene Ausleuchtung jedoch unerlässlich.

Durch Verwendung einer kohärenten Lichtquelle zur Beleuchtung rauher Oberflächen entstehen außerdem sogenannte Specklemuster. Diese äußern sich durch Intensitätskontraste zwischen benachbarten Punkten im gestreuten Feld [VT81, S. 63] und können im sichtbaren Wellenlängenbereich als feine Granularität vom menschlichen Auge beobachtet werden. Specklemuster können mit Hilfe des HUYGENS'schen Elementarwellenprinzips erklärt werden: Die Intensität an einem beliebigen Punkt des Feldes ergibt sich aus der Interferenz von Wellen, gestreut an verschiedenen Punkten innerhalb der beleuchteten Fläche, mit zufälligen Phasenlagen abhängig von den Profilhöhen der Mikrostruktur [VT81, S. 70]. Früh wurden daher bereits Verfahren entwickelt, die Specklemuster zur Rauheitsmessung nutzen. Als Beispiel sei hier der Aufbau von FUJII und LIT [FL78] vorgestellt. Dieser nutzt die Unterschiede in den mittleren Intensitätsverteilungen der Specklemuster von verschiedenen rauhen Oberflächen. Zur Erweiterung des erfassbaren Rauheitsbereichs wird dichromatisches Licht verwendet.

Weiter seien Untersuchungen von HORIUCHI, TOMITA et al. [HTK82] erwähnt: In ihrer Arbeit wird eine Normierung der Speckleintensität auf die Gesamtintensität durchgeführt, um Abweichungen durch unterschiedliche Reflektionseigenschaften der Proben auszuschließen. Außerdem werten HORIUCHI, TOMITA et al. nicht die mittlere Speckleintensität selbst, sondern die FOURIER-Transformierte des Specklemusters, aus. Weitere Variationen anderer Autoren, z.B. die Verwendung von Specklemustern zur Durchlichtmessung von Proben, sind u.a. in [VT81] aufgeführt.

Verwendet man hingegen eine inkohärente Beleuchtung, so verliert man jegliche Phaseninformation. Als Folge kann die Topografie der Probe nicht eindeutig rekonstruiert werden; man erhält stattdessen nur gemittelte Aussagen über den beleuchteten Probenbereich, sogenannte flächenintegrierende Kennwerte (vgl. Anhang A.4). Die Kenngrößen der flächenhaft integrierenden Verfahren können in der Regel nicht

direkt mit den klassischen Kenngrößen der Rauheitsmesstechnik verglichen werden. So wurde unter anderem von HEINRICHS [Hei79, S. 496 ff.] oder BECKMANN und SPIZZICHINO [BS87, S. 193 f.] bereits gezeigt, dass die Streulichtverteilung einer normalverteilten rauen Oberfläche mit der Kenngröße R_a in Verbindung gebracht werden kann, allerdings beruht der Zusammenhang auf einer normierten Autokorrelationsfunktion der Oberfläche. Diese wiederum ist ein Maß für die „statistische Verwandtschaft“ von Oberflächen und ändert sich bei Modifizierung des Herstellungs- oder Bearbeitungsprozesses. Unter der Annahme eines gleichbleibenden Prozesses ist demnach eine empirische Korrelation ermittelbar, ein *allgemeingültiger* mathematischer Zusammenhang zwischen der Streulichtverteilung und R_a existiert hingegen nicht [Hei79, S. 498] [Bro+08, S. 48]. Es existieren jedoch Ansätze, die mit a-priori Wissen ein Rekonstruieren der Topografie ermöglichen¹⁴.

Weiterhin kann festgestellt werden, dass die Kennwerte einer Streulichtmessung oftmals mehr Informationen enthalten als die zugehörigen R_a -Werte. Beispielsweise können Strukturänderungen, verursacht z.B. durch Werkzeugverschleiß oder inhomogene Bearbeitung, detektiert werden [Bro+08, S. 48].

Die zuvor angesprochene Problematik inhomogener Ausleuchtung der Probe durch Laser lässt sich im Bereich der inkohärenten Lichtquellen durch einfache optische Maßnahmen lösen. Außerdem ermöglicht die inkohärente Beleuchtung, in Kombination mit technischen Oberflächen, eine Verwendung der geometrischen Optik als zugrundeliegendes Modell. Eine Beschreibung der Vorgänge lässt sich somit mathematisch leicht formulieren. In Hinblick auf den Anwendungsbereich der Streulichtmesstechnik kann allgemein festgestellt werden, dass die Auswertung der Streulichtintensitätsverteilungen von kohärentem Laserlicht aufgrund von Beugungseffekten und Specklerauschen komplizierter ist [LT06, S. 1497]. Daraus folgen hohe Anforderungen an den Aufbau der Messeinrichtung und die Umgebungsbedingungen.

Total integrierte Streuung

Wie schon in Abschnitt 2.2.4 beschrieben, besteht das Streulicht einer beleuchteten Oberfläche aus zwei Komponenten: einer spiegelnden Reflektion und einer diffusen Komponente. Der Anteil der spiegelnd reflektierten im Verhältnis zur gesamt reflektierten Strahlungsleistung lässt sich (für Oberflächen mit GAUSS-förmiger

¹⁴Z.B. wurde ein Ansatz zum Erhalt einer absoluten Tiefeninformation von Drehstrukturen unter Verwendung eines ARS-Sensors mit inkohärenter Lichtquelle von SEEWIG und WENDEL [SW11] vorgestellt.

Autokovarianzfunktion) angeben als

$$\frac{R_s}{R_t} = e^{-(4\pi \cos \theta \sigma_z / \lambda)^2}, \quad (2.40)$$

[Dav54, S. 211] [Bec67, S. 63] mit dem totalen Reflektionskoeffizienten R_t , dem Reflektionskoeffizienten der spiegelnden Komponente R_s und der Wellenlänge λ des verwendeten Lichts. θ ist der Einfallswinkel bezogen auf das Lot der Oberfläche. Gleichung (2.40) beschreibt nur die spiegelnde Komponente. Die diffuse Komponente muss daher mit einer Apertur ausgeblendet werden. Selbst bei kleiner Wahl der Blende nimmt der Anteil an diffus gestreutem Licht, welches der spiegelnden Komponente überlagert wird, bei zunehmender Rauheit zu. Daher ist Gleichung (2.40) nur für glatte Oberflächen $\sigma_z \ll \lambda$ gültig [VT81, S. 64]. BENNETT und PORTEUS untersuchten die Gültigkeit des Modells experimentell (vgl. [BP61, S. 125 f.]) und untermauern diese Forderung.

Die Definition der *total integrierten Streuung* (engl. total integrated scatter, kurz TIS) ergibt sich als Verhältnis des diffusen Reflektionskoeffizienten R_d zum totalen:

$$\begin{aligned} \text{TIS} &= \frac{R_d}{R_t} \\ &= 1 - \frac{R_s}{R_t} = 1 - e^{-(4 \cdot \pi \cdot \cos \theta \cdot \sigma_z / \lambda)^2}. \end{aligned} \quad (2.41)$$

Die ISO 25178-6 beschreibt die TIS daher als „flächenintegrierende Oberflächennessmethode, bei welcher das von der Oberfläche gestreute Licht über einen weiten Winkelbereich gesammelt wird und zur Berechnung der mittleren quadratischen Oberflächenrauheit $[\sigma_z^2]$ verwendet wird“ [ISO 25178-6, S. 9]. Gemessen werden jedoch nicht die Reflektionskoeffizienten direkt, sondern die zugehörigen, reflektierten Strahlungsleistungen Φ_d bzw. Φ_s und Φ_t , normiert auf die Eingangsleistung Φ_i . In paraxialer Näherung lässt sich (2.41) weiterhin vereinfachen zu [Har+12, S. 1]

$$\text{TIS} \approx (4 \cdot \pi \cdot \sigma_z / \lambda)^2. \quad (2.42)$$

Zu beachten ist, dass neben der Verhältnisbildung (2.41) auch andere Kombinationen aus einlaufender, spiegelnd reflektierter und diffus reflektierter Strahlungsleistung möglich sind. So wird in der ISO 13696 der Begriff der *Gesamtstreuung* (engl. total scatter, kurz TS) definiert. Sie ist das „Verhältnis der [diffusen] Streustrahlungsleistung [...] zur einfallenden Strahlungsleistung“ [ISO 13696, S. 5] und hängt mittels

$$\text{TS} = \text{TIS} \cdot R_t \quad (2.43)$$

mit der TIS zusammen. Es ist ebenfalls gängige Praxis, das Verhältnis aus diffuser Streustrahlung und einlaufender Strahlungsleistung zu bilden [Bas+95b, S. 26.5].

Sowohl TIS als auch TS stellen, im Gegensatz zur BRDF, eine winkelunabhängige Beschreibung dar.

Weiterhin ist zu beachten, dass die Gleichungen (2.42) bzw. (2.41) nur σ_z enthalten. Eine statistische Beschreibung einer Profilhöhenverteilung benötigt aber zusätzlich die Angabe der Autokorrelationslänge l_{ACV} (vgl. S. 11). Diese wurde bereits durch die Näherung

$$l_{ACV} \gg \lambda \quad (2.44)$$

in Gleichungen (2.41) und (2.42) integriert [Har+12, S. 5]. Die gemessene mittlere quadratische Oberflächenrauheit σ_z^2 ist außerdem bandbegrenzt, da konstruktionsbedingt Einschränkungen für die detektierbaren räumlichen Frequenzen existieren. Der minimal akzeptierte Winkel des Messgeräts ist z.B. durch die zuvor angesprochene Aperturblende begrenzt [VT81, S. 65]. Als obere Grenze der räumlichen Frequenzen gilt für senkrechten Einfall $1/\lambda$, was gerade einer Reflektion in 90° zum Lot entspricht [Har+12, S. 3]. HARVEY, SCHRÖDER et al. stellen klar: „It is important to recognize that the *relevant* [...] surface roughness is not an intrinsic surface characteristic, but a band-limited quantity that depends upon the wave-length and incident angle [of the illumination].“ [Har+12, S. 3]¹⁵

Ein typischer Aufbau zur Messung der TIS bzw. TS besteht aus einer Lichtquelle, die mittels Umlenkspiegel entweder direkt auf einen Detektor oder auf eine Probe strahlt. Die diffuse Streustrahlung von der Probe wird in einer Hemisphäre¹⁶ integriert und von einem Detektor erfasst. Die Integration kann mit einer ULBRICHT-Kugel, wie in Bild 2.5(a) dargestellt, erfolgen. Dies ist eine mit diffus hochreflektierendem Material (LAMBERT'sche Reflektionscharakteristik) beschichtete Hohlkugel, positioniert über der zu untersuchenden Oberfläche [ISO 13696, S. 7]. Alternativ kann auch eine COBLENTZ-Sphäre (vgl. u.a. [VT81] oder [Bas+95b, Kap. 26]), d.h. ein Spiegel in Form einer Halbkugel zur Abbildung des Streulichts auf einen Detektor, zum Einsatz kommen. Bild 2.5(b) zeigt einen solchen Aufbau. Die Austrittsöffnung für die spiegelnd reflektierte Komponente, welche gleichzeitig die Eintrittsöffnung für die Beleuchtung der Oberfläche ist, muss möglichst genau um die spiegelnd reflektierte Komponente zentriert werden (nicht um den einlaufenden Strahl), da die Streulichtverteilung symmetrisch um diese ist. Die Güte der Ausrichtung ist daher entscheidend für die Qualität des Messergebnisses. Die Güte der Ausrichtung wirkt

¹⁵Übersetzung: Es ist wichtig zu erkennen, dass die *relevante* [...] Oberflächenrauheit keine intrinsische Oberflächeneigenschaft ist, sondern eine bandbegrenzte Größe, die von Wellenlänge und Einfallswinkel [des verwendeten Lichts] abhängt.

¹⁶i.d.R. die vordere, bei transparenten Proben die hintere Hemisphäre.

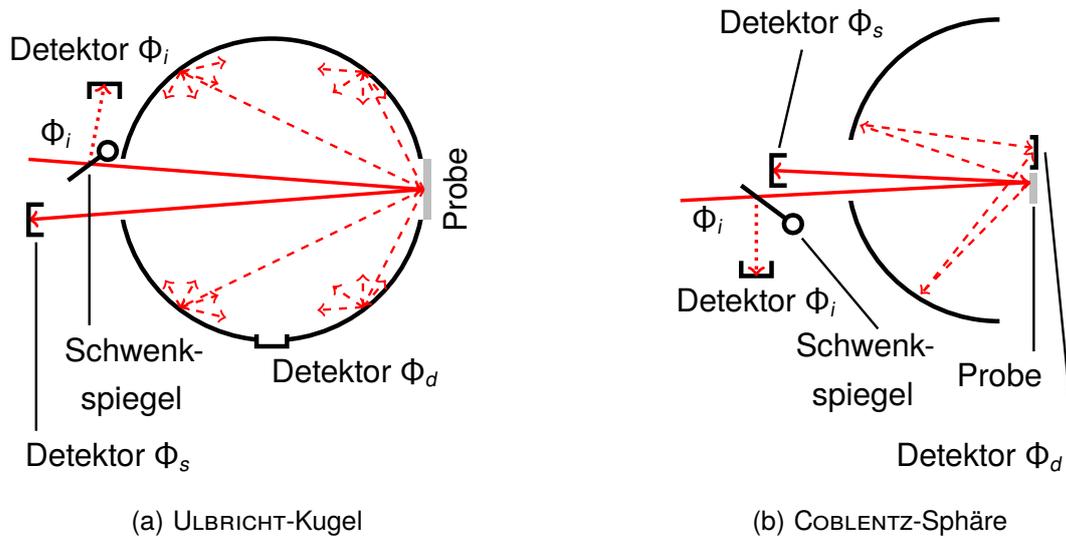


Bild 2.5: Typische Messaufbauten zur TIS- bzw. TS-Messung. Die diffuse Streustrahlung Φ_d ist jeweils gestrichelt, der einfallende und spiegelnd reflektierte Strahlungsfluss (Φ_i bzw. Φ_s) mit durchgängiger roter Linie dargestellt. Ein schwenkbarer Spiegel ermöglicht in beiden Aufbauten die Erfassung der eingestrahlten Leistung Φ_i zur Normierung. (a) ULBRICHT-Kugel mit diffus hochreflektierender Beschichtung (LAMBERT'sche Reflektionscharakteristik). (b) COBLENTZ-Sphäre zur Abbildung der diffusen Streustrahlung auf einen Detektor.

sich bei einer COBLENTZ-Sphäre weitaus stärker auf das Messergebnis aus als bei einer ULBRICHT-Kugel, dafür ist das Signal-Rausch-Verhältnis (engl. signal to noise ratio, kurz SNR) bei letzterer geringer [Bas+95b, S. 26.8 f.].

Zusammenfassend gilt, dass das Verfahren der TIS bzw. TS in der genäherten Form (2.41) nur für glatte Oberflächen gilt, aber dafür auf einfache Weise Aussagen über die (bandbegrenzte) mittlere quadratische Oberflächenrauheit σ_z^2 zulässt. Als Folge des Aufbaus mit COBLENTZ-Sphäre oder ULBRICHT-Kugel, einhergehend mit der Positionierung nahe der Oberfläche, wird das Verfahren i.d.R. nur im Laborbereich eingesetzt [VT81, S. 65].

Winkelaufgelöste Streulichtmesstechnik

Aus TIS-Messungen erhält man über einen einfachen Zusammenhang, Gleichung (2.42), die mittlere quadratische Oberflächenrauheit σ_z^2 . Betrachtet man jedoch die winkelaufgelöste Streulichtmesstechnik (engl. angle resolved scatter, kurz ARS) so verkomplizieren sich Datenanalyse und Berechnung [LT06, S. 1497].

Es ergeben sich aber auch einige Vorteile: Zum Einen kann man ARS-Sensoren auf Oberflächen, die mit dünnen Schichten benetzt sind (z.B. Öl aus der Fertigung), einsetzen, wenn die Schichtdicke und deren optische Konstanten bekannt sind [TLG07, S. 136]. Zum Anderen erhöht sich der erfasste Informationsgehalt und weiterreichende Aussagen zur statistischen Gestalt der Oberfläche werden dadurch möglich [LT06, S. 1497].

Setzt man das für technische Oberflächen gültige Spiegelfacettenmodell nach TORRANCE und SPARROW an, so lässt sich der Aufbau und die Funktionsweise einer typischen ARS-Messeinrichtung leicht erklären (vergleiche [See+09a]): Man beleuchtet eine Oberfläche $z(x + x_0, y + y_0)$ an der Position (x_0, y_0) mit einer inkohärenten Lichtquelle (vergleiche Bild 2.6). Das Licht sei parallel und treffe senkrecht auf die x - y -Ebene. Die Intensität auf der Oberfläche lässt sich mit Hilfe der Beleuchtungs-dichte $p_I(x, y)$ und der Gesamtintensität I_0 beschreiben durch

$$I(x, y) = I_0 \cdot p_I(x, y). \quad (2.45)$$

Sinnvollerweise wählt man zur Beschreibung der Oberfläche nicht die Topografiehöhen sondern die lokalen Steigungen. Aus der Oberfläche $z(x + x_0, y + y_0)$ folgt daraus die Steigung in x -Richtung zu

$$m_x(x + x_0, y + y_0) = \frac{\partial z(x + x_0, y + y_0)}{\partial x} \quad (2.46)$$

und in y -Richtung analog. Das, gemäß des gewählten Ansatzes der geometrischen Optik, reflektierte Licht wird mit einer (idealen) Linse in die hintere Brennebene im Abstand f' abgebildet. Für kleine Streuwinkel, d.h. für kleine lokale Steigungen der Oberfläche, kann weiterhin $\gamma \approx \tan \gamma$ genähert werden. Letztendlich lässt sich die Intensitätsverteilung (für einen Messpunkt (x_0, y_0)) in der hinteren Brennebene, welche gerade dem Detektor-Koordinatensystem entspricht, angeben als

$$I'(x_0, y_0, x', y') = \frac{I_0}{f'^2} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} p_I(x, y) \cdot \delta \left(-\frac{x'}{f'} + 2 \cdot m_x(x + x_0, y + y_0) \right) \cdot \delta \left(-\frac{y'}{f'} + 2 \cdot m_y(x + x_0, y + y_0) \right) \cdot dx \cdot dy \quad (2.47)$$

(vergleiche Bild 2.6), wobei bereits über die beleuchtete Oberfläche gemittelt wird. $\delta(\cdot)$ ist die DIRAC'sche Delta-Funktion¹⁷, die nur für das Argument Null einen Beitrag

¹⁷Streng genommen ist die Schreibweise in Gleichung (2.47) mathematisch nicht korrekt, da $\delta(\cdot)$ keine Funktion sondern eine irreguläre Distribution ist. Die Schreibweise ist daher als symbolisch anzusehen.

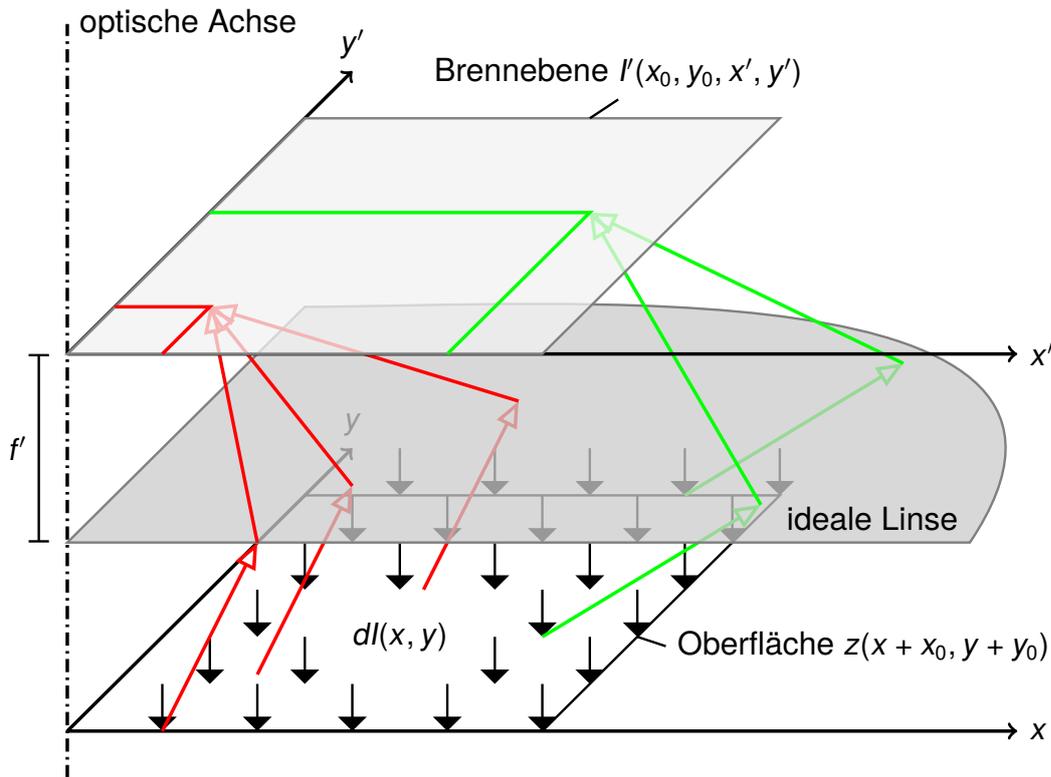


Bild 2.6: Mathematisches Modell der winkelaufgelösten Streulichtmesstechnik [See+09a, S. 3]. Der infinitesimale Intensitätsbeitrag $dl(x, y)$ der Oberfläche $z(x + x_0, z + z_0)$ wird mit Hilfe einer idealen Linse in die hintere Brennebene abgebildet und liefert dort im Detektor-Koordinatensystem (x', y') einen Beitrag zur Intensität I' .

zum Integral von Gleichung (2.47) liefert. Der Faktor 2 der Steigungen m_x bzw. m_y folgt aus der geometrischen Optik, da der Einfallswinkel gleich dem Ausfallswinkel ist. Die Dichtefunktion (2.47) ist der Informationsträger der Oberflächengestalt¹⁸. Da die Intensität, ohne jegliche Phaseninformation, erfasst wird, kann das inverse Streuproblem, d.h. die Rückrechnung von der Streulichtverteilung auf die Oberfläche, nicht ohne a-priori-Wissen gelöst werden. Für sehr feine Oberflächenstrukturen, bei denen die Näherung der geometrischen Optik nicht mehr gilt (d.h. es handelt sich per Definition nicht um technische Oberflächen, vergleiche Anhang A.1) kommt es zu Beugungserscheinungen und die Auswertung anhand des in Gleichung (2.47) vorgestellten Modells ist von Fall zu Fall zu hinterfragen.

Der Einsatz inkohärenter Lichtquellen ermöglicht weiterhin eine homogenere Ausleuchtung (d.h. $p_i(x, y)$ nimmt die Form einer Gleichverteilung an), im Gegensatz zu Lasern, die stets eine GAUSS-förmige Intensitätsverteilung aufweisen [NE04, S. 864].

¹⁸Eine weitere Möglichkeit der Intensitätsberechnung ist in Anhang E zu finden.

Da die Verteilung in der hinteren Brennebene (Detektor-Koordinatensystem) der Winkelverteilung der Facettenwinkel entspricht (siehe Gleichung (2.16) bzw. Abschnitt 2.2.6), wird häufig eine Planfeldlinse eingesetzt. So vermeidet man Verzeichnung der Gestalt $x' = f' \cdot \tan \theta$ außerhalb der paraxialen Näherung.

SEEWIG, BEICHERT et al. wählen zur mathematischen Beschreibung der Eigenschaften der Intensitätsverteilung statistische Momente¹⁹. So gilt [See+09a, S. 3]

$$\mu_x^k(x_0, y_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} x'^k \cdot I'(x_0, y_0, x', y') \cdot dx' \cdot dy' \quad (2.48)$$

für das k -te statistische Moment in x -Richtung am Messpunkt (x_0, y_0) . Das statistische Moment μ_y^k in y -Richtung folgt analog. Unter der Annahme einer gerichteten Oberflächenstruktur in y -Richtung, wie sie z.B. beim Drehprozess entsteht, können die Steigungen m_y als sehr klein angenommen werden. Führt man die Integration über x' aus (Querrauheit), so erhält man das auf die Gesamtintensität I_0 normierte k -te statistische Moment einer Oberfläche mit gerichteten Strukturen zu

$$\frac{\mu_{x,1}^k(x_0, y_0)}{I_0} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} p_I(x, y) \cdot (f' \cdot 2 \cdot m_x(x + x_0, y + y_0))^k \cdot dx \cdot dy. \quad (2.49)$$

Die Näherung der gerichteten Strukturen ist durch das Subskript ₁ deutlich gemacht. Bild 2.7 zeigt schematisch die Realisierung eines winkelaufgelösten Streulichtensors, der eine Oberfläche mit sinusförmiger Ausprägung der Wellenlänge λ_x in einer Dimension misst. Das Streulicht wird mit einer Fotodiodenzeile erfasst und die erhaltene Verteilung kann mit Gleichung (2.49) ausgewertet werden.

Ein großer Vorteil der winkelaufgelösten Streulichtmesstechnik mit inkohärenter Beleuchtung liegt in der Unempfindlichkeit gegenüber Abstandsänderungen zur Probenoberfläche in einem weitem Bereich von circa ± 1 mm [BS13, S. 2434]. Wie in Gleichung (2.39) auf Seite 24 zu sehen, verursacht eine Abstandsänderung der Oberfläche von der vorderen Brennebene eine Phasenverschiebung. Bei einer reinen Intensitätserfassung, wie hier betrachtet, sind Phasenänderungen jedoch irrelevant [Hec09, S. 849]. Das macht diese Messtechnik interessant für die in-line Anwendung nahe der Fertigung oder sogar direkt innerhalb der Fertigungslinie, wo stets Vibrationen herrschen.

Neben der im Folgenden behandelten winkelaufgelösten Streulichtmesstechnik mit inkohärenter Beleuchtung existieren auch Ansätze mit kohärenter Beleuchtung.

¹⁹Ein kurzer Überblick über die statistischen Momente (Erwartungswert, Varianz und höhere Ordnungen), auch für mehrdimensionale Zufallszahlen, ist in Anhang C zu finden.

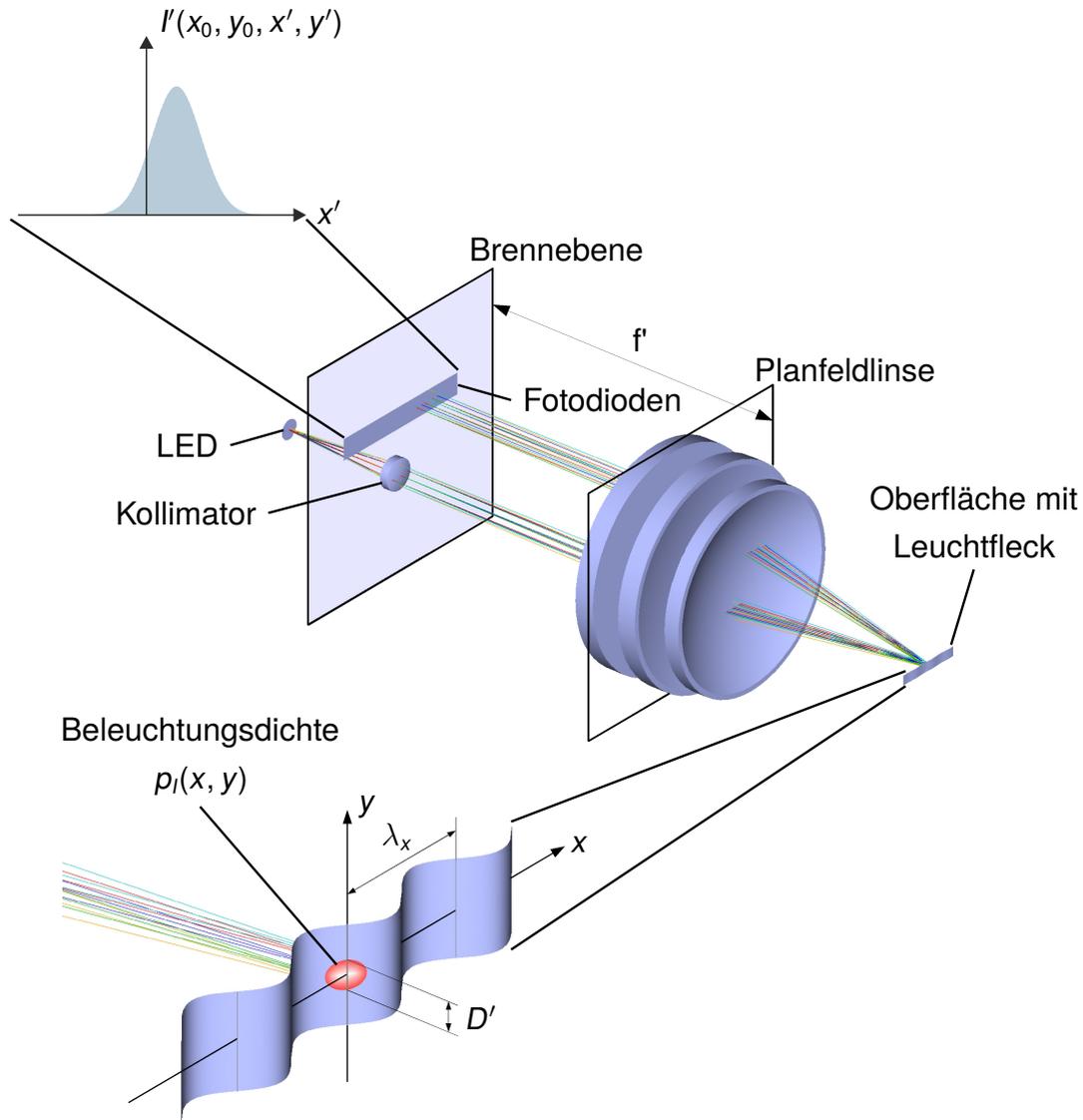


Bild 2.7: Aufbau einer ARS-Messeinrichtung. Das Licht einer LED (Durchmesser D) wird kollimiert und mit einer Optik auf die zu untersuchende Oberfläche, hier angenommen als gerichtete Struktur mit räumlicher Wellenlänge λ_x , abgebildet (Leuchtfleckdurchmesser D'). Das Streulicht (Intensität $I(x_0, y_0, x, y)$) wird von einer Planfeldlinse erfasst und auf eine Fotodiodezeile in der hinteren Brennebene abgebildet. Die x' -Komponente (Querrauheit) der Streulichtverteilung $I'(x_0, y_0, x', y')$ kann gemäß Gleichung (2.49) ausgewertet werden.

LU und TIAN stellen eine Messeinrichtung vor (vergleiche [LT06]), die einen Laser als Beleuchtung und einen CCD-Sensor²⁰ als Detektor verwendet. Die Verwendung von kohärentem Licht verursacht auf rauen Oberflächen ein Specklemuster. Zur Auswertung der Streulichtverteilung (und nicht des Specklemusters) wird daher eine Tiefpassfilterung der Daten über 8×8 Pixel durchgeführt. Konstruktionsbedingt durch den flächigen Sensor ist weiterhin eine senkrechte Beleuchtung der Oberfläche nicht möglich, stattdessen sind Lichtquelle und Detektor symmetrisch um das Lot der Oberfläche mit jeweils einem Winkel von circa 20° angeordnet [LT06, S. 1500]. Hierdurch wird das Messergebnis verfälscht, da es durch den großen Winkel in dieser Richtung bevorzugt zu Abschattungen durch die Mikrostruktur kommt. Die inhomogene Intensitätsverteilung des Lasers hat ebenfalls eine Verfälschung der Messwerte zur Folge, da die Oberflächenstrukturen innerhalb der beleuchteten Fläche nicht gleich stark gewichtet werden. Der Aufbau von LU und TIAN sieht auch keinerlei Optik vor, um z.B. Bildverzerrungen außerhalb der paraxialen Näherung zu korrigieren.

Ein weiterer Aufbau zur Streulichtmessung, basierend auf einer kohärenten Lichtquelle, wurde von LUKIANOWICZ und KARPINSKI vorgestellt (vergleiche [LK01]). Zum Erreichen einer senkrechten Beleuchtung wird ein Strahlteiler eingesetzt und die Intensität des Streulichtes anschließend mit einer CCD-Zeile erfasst [LK01, S. 151]. Der Sensor ermöglicht eine Form-, Welligkeits- und Rauheitsmessung auf technischen Oberflächen. Der Schwächung der Streulichtintensität, verursacht durch den Strahlteiler, wirken LUKIANOWICZ und KARPINSKI durch die Verwendung eines (im Vergleich zu einer inkohärenten Lichtquelle) leistungsstarken Lasers entgegen. Jedoch treten auch hierdurch, wie zuvor, Probleme durch Speckles und die inhomogene Beleuchtung auf. Weitere Probleme der zuvor beispielhaft genannten Aufbauten, die durch die Verwendung eines CCD-Sensors entstehen können (zu geringe Dynamik, elektronisches Rauschen, Überbelichtung, etc.), werden in Abschnitt 2.3 ausführlicher behandelt.

WANG, TAY et al. (vergleiche [Wan+00]) haben, mit Hilfe einer polarisierten Lichtquelle und mehreren Strahlteilern, eine Messeinrichtung entwickelt, die sowohl Rauheit als auch kleine Abstandsänderungen im Bereich $\pm 300 \mu\text{m}$ erfassen kann. Hierzu wird eine Diodenzeile in zwei Bereiche unterteilt: Zwei Dioden erfassen linear polarisiertes Licht, welches unter einem festen Winkel auf die Oberfläche fokussiert wird. Eine Abstandsänderung führt auf Basis des Triangulationsprinzips zur Verschiebung des Intensitätsschwerpunkts. Weiterhin wird ebenfalls linear polarisiertes Licht (jedoch

²⁰engl. Charge-Coupled Devices, eine Sensor-Technologie basierend auf der Halbleitertechnik. Siehe Abschnitt 2.3.3.

senkrecht zum vorherigen polarisiert) entlang der optischen Achse auf die Oberfläche fokussiert und zur Rauheitsmessung mittels Streulicht (Verwendung der restlichen Dioden der Zeile) genutzt [Wan+00, S. 456].

Als Ergebnis eines 2013 abgeschlossenen BMBF Verbundprojektes [Ber13] entstand am FRAUNHOFER-INSTITUT FÜR ANGEWANDTE OPTIK UND FEINMECHANIK IOF eine Streulichtmesseinrichtung namens HOROS²¹. Sie erfasst das Streulicht einer Oberfläche im Winkelbereich von $\pm 5^\circ$ mit Hilfe eines flächigen Sensors. Als Lichtquelle kommt, aufgrund der hohen Lichtleistung, eine Laserdiode zum Einsatz. Sowohl Lichtquelle als auch Detektor sind jeweils in einem Winkel von 20° zum Lot der Oberfläche positioniert. [Ber13, S. 187]

PATZELT, BOSSE et al. stellen weiterhin zwei Messeinrichtungen zur Defekterkennung bzw. Rauheitsmessung ($R_q < 100$ nm) vor (vergleiche [PBG03]). Erstere nutzt die durch Defekte entstehenden Speckle- und Beugungserscheinungen bei kohärenter Beleuchtung der Oberfläche, welche die Intensitätsverteilung des Streulichts verändern [PBG03, S. 307 f.]. Erfasst wird die Intensitätsverteilung mittels Mattscheibe und CMOS-Kamera (vergleiche Abschnitt 2.3.4) mit 10 bit Auflösung [PBG03, S. 307]. Zur Rauheitsmessung wird ein anderer Aufbau vorgestellt, der auf dem Prinzip der Doppelstreuung beruht: Ein stationäres Specklemuster wird auf die zu messende Oberfläche abgebildet und die Intensitätsmodulation des gestreuten Specklemusters, als Maß für die Rauheit, erfasst [PBG03, S. 309]. Beide Aufbauten sind jedoch sehr sensitiv bezüglich Vibrationen, da Abstandsänderungen zur Probe die Phasenlage, und damit das Specklemuster, ändern. Aufgrund der beschränkten Einsatzfähigkeit im Vergleich zu den zuvor genannten Aufbauten (ein Aufbau zur Defekterkennung, ein anderer zur Rauheitsmessung), sowie den messtechnischen Einschränkungen (inhomogene Beleuchtung, Probleme durch Speckles, großer Winkel zwischen Lot und Beleuchtung bzw. Lot und Detektor, geringe Winkelakzeptanz) der Messeinrichtungen von LUKIANOWICZ und KARPINSKI, LU und TIAN, sowie des FRAUNHOFER IOF, wird im Folgenden daher das Augenmerk auf den industriell erprobten Aufbau OS500 der Fa. OPTOSURF GMBH mit inkohärenter Lichtquelle gelegt.

Formmessung mit einer ARS-Messeinrichtung

Setzt man in Gleichung (2.49) $k = 1$ so erhält man das erste statistische Moment (vergleiche [See+09a]). Mathematisch ergibt sich die Faltung der Oberflächensteigung m_x mit der Beleuchtungsdichte p_l . Führt man die FOURIER-Transformation durch,

²¹ Abk. für High sensitive Optical ROughness Sensor

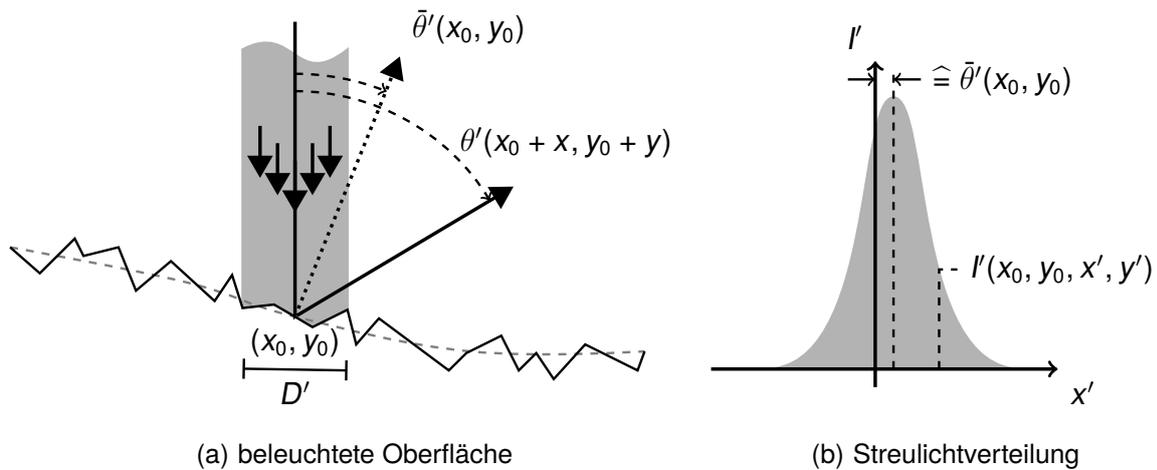


Bild 2.8: Erläuterungen zur Streulichtverteilung an einem Profilschnitt in x -Richtung. (a) Die Oberfläche wird an der Stelle (x_0, y_0) mit einer inkohärenten Lichtquelle beleuchtet (Leuchtfleckdurchmesser D'). Der über den Leuchtfleck gemittelte Streuwinkel $\bar{\theta}'$ ergibt sich aus der Erwartungswertbildung der Winkel $\theta'(x_0 + x, y_0 + y)$ mit $|x| \leq D'/2$. (b) Intensitätsverteilung $I'(x_0, y_0, x', y')$ im Detektor-Koordinatensystem. Der Erwartungswert $\bar{\theta}'$ sowie die Intensität an einer Detektor-Koordinate x' sind angedeutet.

so gilt (mit Hilfe der Eigenschaft des Faltungsintegrals)

$$\begin{aligned} \mathcal{F} \left\{ \frac{\mu_{x,1}^1(x_0, y_0)}{I_0} \right\} &= 2 \cdot f' \cdot \mathcal{F} \{ m_x(x_0, y_0) \} \cdot \mathcal{F} \{ p_I(x, y) \} \\ &= G_{ME}(\omega_x, \omega_y) \cdot \mathcal{F} \{ m_x(x_0, y_0) \} \end{aligned} \quad (2.50)$$

mit der Übertragungsfunktion $G_{ME} \left(\omega_x = \frac{2\pi}{\lambda_x}, \omega_y = \frac{2\pi}{\lambda_y} \right)$ der Messeinrichtung. λ_x und λ_y sind hier die Wellenlängen der Oberflächenstrukturen in x - bzw. y -Richtung, unter Annahme der Zerlegbarkeit der Oberfläche in ihre Wellenlängenkomponenten. Gleichung (2.50) stellt, aufgrund der endlichen Ausdehnung der Beleuchtung auf der Oberfläche mit einer inkohärenten Lichtquelle, eine Tiefpassfilterung²² der Steigungen dar. $\mu_{x,1}^1(x_0, y_0)$ ist der Erwartungswert der Streulichtverteilung und somit der über die beleuchtete Fläche an der Stelle (x_0, y_0) gemittelte (makroskopische) Streuwinkel $\bar{\theta}'(x_0, y_0)$ der Oberfläche (siehe Bild 2.8).

Durch Integration von $\mu_{x,1}^1$ entlang x kann rechnerisch ein Höhenprofil erhalten werden. Zur Rekonstruktion der Oberfläche muss das Sensorsignal äquidistant²³ abgetastet

²²hierauf wie später eingegangen, siehe Seite 40

²³Bei nichtäquidistanter Abtastung muss zusätzlich der Ort der Abtastung bekannt sein, um eine Rekonstruktion zu gewährleisten. Eine Nichtäquidistanz erschwert jedoch ebenfalls die Berechnung des Spektrums, z.B. zur Ordnungsbestimmung von Rattermarken.

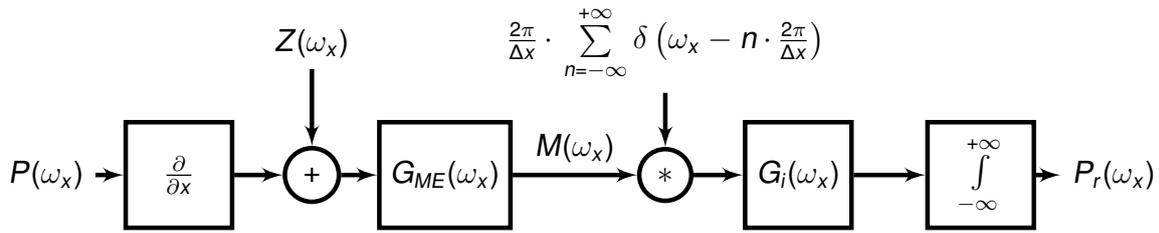


Bild 2.9: Übertragungskette der Streulichtmesstechnik im Spektrum [See+09b, S. 399]. $M(\omega_x) = i \cdot \omega_x \cdot P(\omega_x) \cdot G_{ME}(\omega_x)$ ist das (ungestörte) kontinuierliche Ausgangssignal des Sensors. $G_{ME}(\omega_x)$ ist dabei die Übertragungsfunktion der Messeinrichtung, $G_i(\omega_x)$ das Interpolationsfilter, $Z(\omega_x)$ eine Störung, sowie $P(\omega_x)$ und $P_r(\omega_x)$ das gemessene bzw. rekonstruierte Profil. $*$ stellt weiterhin den Faltungsoperator dar.

und geeignet interpoliert werden. SEEWIG, DAMM et al. [See+09b] beschreiben die Übertragungskette wie in Bild 2.9 dargestellt: Die Steigungen der Oberfläche $P(\omega_x)$ (betrachtet im Spektrum mit $\omega_x = 2\pi/\lambda_x$), zusammen mit Störungen $Z(\omega_x)$, werden mit der Übertragungsfunktion der Messeinrichtung $G_{ME}(\omega_x)$ tiefpassgefiltert (mit Grenzwellenlänge des Filters ω_c). Die folgende Abtastung entspricht einer Faltung mit einer Delta-Impulsfolge. Hier muss dem Abtasttheorem von NYQUIST Folge geleistet werden und die Abtastfrequenz zu $2\pi/\Delta x > \omega_c/2$ gewählt werden. Das abgetastete Signal wird anschließend mit $G_i(\omega_x)$ interpoliert und letztendlich zum rekonstruierten Profil $P_r(\omega_x)$ integriert. Die Interpolation selbst ist entscheidend für die Güte des Ergebnisses. Neben einer stückweise konstanten (Treppenfunktion) oder einer linearen Interpolation können auch kubische Splines zur Interpolation angesetzt werden. Ein Vergleich der Ansätze ist in [See+09b] zu finden.

Die Oberflächenrauheit oder messtechnisches Rauschen stören das System und werden mit $Z(\omega_x)$ berücksichtigt (vergleiche Bild 2.9). Die numerische Integration von langwelligen Anteilen dieser Störungen führt zu einer größer werdenden Unsicherheit bei fortschreitender Position entlang der Messstrecke, da die Abweichungen akkumuliert werden (vergleiche [See+09b, S. 404]).

Verlässt man die Beschreibung im Spektrum und betrachtet das rekonstruierte Profil als Funktion von x , so gilt

$$P_r(x) = \int_{-\infty}^x \sum_{n=-\infty}^{+\infty} m(n \cdot \Delta x) \cdot g_i(\xi - n \cdot \Delta x) \cdot d\xi, \quad (2.51)$$

mit der Gewichtsfunktion $g_i(x)$ des Interpolationsfilters $G_i(\omega_x)$, sowie der inversen FOURIER-Transformierten $m(n \cdot \Delta x)$ von $M(\omega_x)$ [See+09b, S. 399]. Letztere ist die gemittelte (makroskopische) Steigung an der Stelle $n \cdot \Delta x$ und beträgt $m = \bar{\theta}'/2$.

Weiterhin ist (aus einer rein mathematischen Überlegung) offensichtlich, dass die Integration auch eine Integrationskonstante liefert. Sie ist aufgrund der fehlenden Phaseninformationen unbestimmt und muss geeignet gewählt werden. Als physikalische Folge ergibt sich daraus, dass mit dieser Messtechnik nur ein relatives Höhenprofil erfasst werden kann. Für viele Anwendungsgebiete im Ingenieurwesen reicht die relative Profilinformation aus, da i.d.R. nur Abweichungen von einer idealen Form von Interesse sind (z.B. Rundheitsabweichungen, Anhang A.2, Seite 122). Absolute Messungen, wie die Bestimmung von Bauteildurchmessern, sind mit dieser Messtechnik nicht möglich.

In der Literatur wird das erste statistische Moment μ_x^1 oft als *M*-Wert bezeichnet, da es die mittlere lokale Steigung am Messpunkt angibt. μ_x^1 und *M* werden daher im Folgenden synonym verwendet.

Übertragungsfunktion einer ARS-Messeinrichtung für gerichtete Strukturen

Wie im letzten Abschnitt angesprochen, führt die ARS-Messeinrichtung bei der Formmessung (erstes statistische Moment, d.h. $k = 1$ in Gleichung (2.49)) eine Tiefpassfilterung durch. Dies soll hier kurz erläutert werden: Aus Gleichung (2.50) ist ersichtlich, dass die Übertragungsfunktion der Messeinrichtung $G_{ME}(\omega_x, \omega_y)$ gegeben ist durch

$$G_{ME}(\omega_x, \omega_y) = 2 \cdot f' \cdot \mathcal{F}\{p_l(x, y)\}. \quad (2.52)$$

Unter der Annahme einer gerichteten Struktur (d.h. $m_y = 0$ bzw. $m_x(x, y) = m_x(x)$) und einer homogenen Beleuchtungsdichte gemäß Gleichung (2.56) folgt, nach Anwendung von Additionstheoremen und partieller Integration, in Polarkoordinaten

$$\begin{aligned} G_{ME}\left(\frac{D'}{\lambda_x}\right) &= \frac{8 \cdot f'}{\pi \cdot D'^2} \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^{D'/2} 1 \cdot e^{-ir \frac{2\pi}{\lambda_x} \cos \varphi} \cdot r \cdot dr \cdot d\varphi \\ &= 4 \cdot f' \cdot \frac{J_1\left(\pi \cdot \frac{D'}{\lambda_x}\right)}{\pi \cdot \frac{D'}{\lambda_x}} \end{aligned} \quad (2.53)$$

mit der BESSEL-Funktion erster Art und erster Ordnung $J_1(\cdot)$ [See+09a, S. 6]. Bild 2.10 zeigt die Übertragungsfunktion, aufgetragen über den Quotienten aus Leuchtfleckdurchmesser D' und räumlicher Wellenlängenkomponente λ_x der Oberfläche. Man kann die Grenzwellenlänge, d.h. die Wellenlänge die durch die Filterung um 50% gedämpft wird, zu $D'/\lambda_{x,c} \approx 0,7$ ablesen. Für einen typischen Leuchtfleckdurchmesser von 0,9 mm ergibt sich daraus eine Grenzwellenlänge von $\lambda_{x,c}(D' = 0,9 \text{ mm}) \approx 1,29 \text{ mm}$. Deutlich größere Wellenlängenkomponenten werden quasi ungedämpft

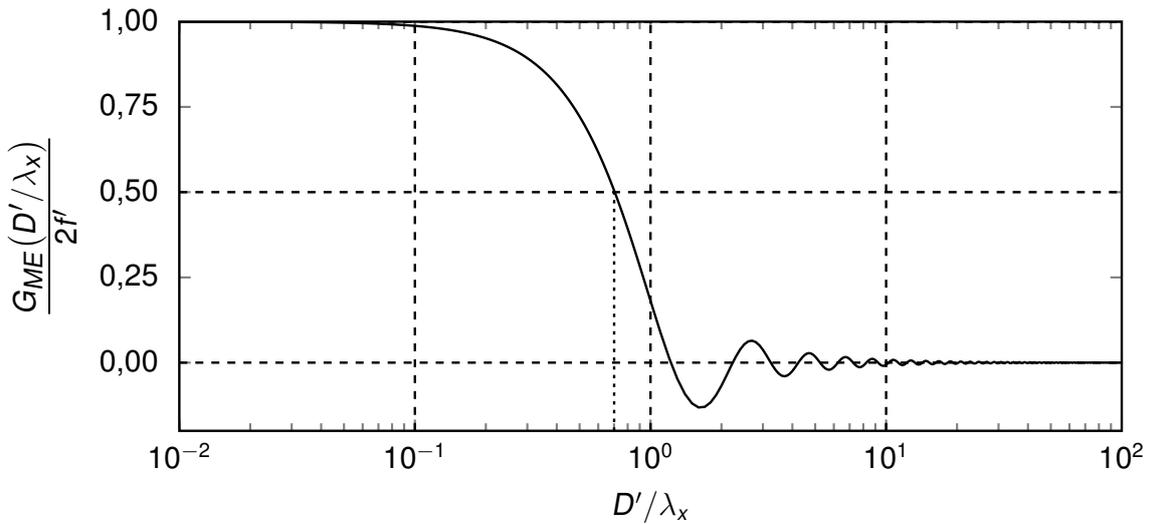


Bild 2.10: Filterübertragungsfunktion einer ARS-Messeinrichtung gemäß Gleichung (2.53). Die Übertragung hängt vom Quotienten aus Leuchtfleckdurchmesser D' und räumlicher Wellenlänge λ_x der zu untersuchenden Oberflächenstruktur ab. Die Grenzwellenlänge $\lambda_{x,c}$ (entspricht 50% Dämpfung) kann bei $D'/\lambda_{x,c} \approx 0,7$ abgelesen werden.

erfasst, deutlich kleinere werden stark gedämpft und tragen somit zur Formrekonstruktion nicht bei.

Die verallgemeinerte Übertragungsfunktion für Oberflächenstrukturen ohne Vorzugsrichtung, bzw. Vorzugsrichtungen mit unbekannter Orientierung, wird in Abschnitt 3.2 hergeleitet und erklärt.

Rauheitsmessung mit einer ARS-Messeinrichtung

Der theoretische Zusammenhang zwischen Streulichtverteilung und mittlerer quadratischer Rauheit ist mathematisch schwer handhabbar, da eine beugungstechnische Betrachtung inklusive Polarisation zur Beschreibung von Nöten wäre. Aufgrund vieler Näherungen (vergleiche Abschnitt 2.2.3) ist daher eine exakte Theorie nicht möglich und es können nur qualitative Aussagen getroffen werden [LT06, S. 1497]. Die mittlere quadratische Rauheit und die winkelaufgelöste Streulichtverteilung hängen indirekt über das Leistungsdichtespektrum der Oberfläche zusammen [LT06, S. 1498]. So ist die Winkelverteilung einer Streulichtmessung gemäß DUPARRÉ, FERRE-BORRULL et al. gegeben durch

$$ARS(\theta', \varphi') \propto \frac{16\pi^2}{\lambda^4} \cdot \cos \theta \cdot \cos^2 \theta' \cdot S_{p,2D}(\nu_x, \nu_y) \quad (2.54)$$

mit der zweidimensionalen PSD $S_{p,2D}$ [Dup+02, S. 159 f.]. Für eine isotrope Oberfläche zum Beispiel kann die mittlere quadratische Rauheit $\sigma_{z,2D}^2$ über den Zusammenhang

$$\sigma_{z,2D}^2 = 2\pi \cdot \int_0^{\infty} S_{p,2D}(\nu) \cdot \nu \cdot d\nu \quad (2.55)$$

leicht aus der PSD ermittelt werden (vergleiche Gleichung (2.24)). Eine allgemeingültige Korrelation der beiden ist jedoch nicht herstellbar, wie bereits am Anfang dieses Kapitels auf Seite 27 erläutert.

Das Nichtvorhandensein einer allgemeingültigen Korrelation ist jedoch kein K.O.-Kriterium für die Streulichtmesstechnik. Auch wenn die mittlere quadratische Rauheit eine weit verbreitete Kenngröße in der Messtechnik ist, so stellt doch z.B. der mittlere quadratische Gradient S_{dq} der Oberfläche (Gleichung (A.1) im Anhang A.3), eine wichtige Größe zur Beurteilung der tribologischen Eigenschaften dar. Die Streulichtmesstechnik (im Modell der geometrischen Optik) liefert diese Gradientenverteilung der Mikrofacetten direkt, ohne den Umweg einer numerischen Gradientenbildung bei einem topografiemessenden System. Die Berechnung des Kennwerts aus Höhenprofilen mittels numerischer Ableitungen würde zu einer größeren Unsicherheit aufgrund von statistischem Rauschen führen. Daher müsste das Höhenprofil zunächst bandbegrenzt werden, was wiederum zu einem unsicheren Wert für S_{dq} führt [See+09a, S. 6].

Zur einfacheren Beschreibung der Rauheit im Spiegelfacettenmodell sei (analog zu SEEWIG, BEICHERT et al. [See+09a]) eine homogene Ausleuchtung angenommen. $p_I(x, y)$ entspricht somit einer radial-symmetrischen Gleichverteilung

$$p_I(x, y) = \frac{4}{\pi \cdot D'^2} \cdot \sigma \left(\frac{D'}{2} - \sqrt{x^2 + y^2} \right) \quad (2.56)$$

mit dem Einheitssprung $\sigma(\cdot)$ und dem Leuchtfleckdurchmesser D' auf der Oberfläche. Gleichung (2.49) wird dann sinnvollerweise in Polarkoordinaten ausgedrückt:

$$\frac{\mu_{x,1}^k(x_0, y_0)}{I_0} = \frac{4}{\pi \cdot D'^2} \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^{D'/2} (f' \cdot 2 \cdot m_x(r \cdot \cos \varphi + x_0, r \cdot \sin \varphi + y_0))^k \cdot r \cdot dr \cdot d\varphi \quad (2.57)$$

Für $k = 2$ lässt sich das zweite statistische Moment berechnen, welches gerade der Breite der Verteilung $I'(x_0, y_0, x', y')$ entspricht (vergleiche Bild 2.8(b) auf Seite 38). Sie ist ein Maß für die Rauheit der Oberfläche, wie bereits auf Seite 11 erläutert. Die VDA 2009 definiert das zweite zentrale statistische Moment der Streulichtverteilung als

Kenngroße A_q [VDA 2009, S. 5]. Dort wird zusätzlich ein Korrekturfaktor berücksichtigt, der über $A_q := 100$ für eine Gleichverteilung definiert ist.

Bei der Bestimmung der Breite der Verteilung ist zu beachten, dass diese nicht alleine von der Mikrostruktur abhängt, sondern zusätzlich von der Form der Prüffläche, sowie einem Systemparameter. Letzterer berücksichtigt einen nichtparallelen Einfall der Beleuchtung auf die Prüffläche. Mathematisch lässt sich die Abhängigkeit von den Parametern (an der willkürlich gewählten Position $x_0 = y_0 = 0$) mittels

$$m_x(x, y) = m_{x,f} + m_{x,r} + m_{sys} \quad (2.58)$$

beschreiben, wobei $m_{x,r}$ die Rauheit, $m_{x,f}$ den Formanteil, sowie m_{sys} den Systemparameter beschreiben [See+09a, S. 7]. Einsetzen in (2.57) liefert drei separierbare Anteile „Form“, „Rauheit“ und „Systemparameter“, sowie Mischterme aus diesen Größen. Wenn m_{sys} und $m_{x,f}$ ungerade, mittelwertfreie Funktionen sind, werden sie bei der Integration vernachlässigbar und die Mischterme gehen gegen Null. Der Systemparameter erfüllt diese Bedingung offensichtlich, und auch die Messposition kann i.d.R. so gewählt werden, dass $m_{x,f}$ sie erfüllt.

Während der Systemparameter m_{sys} messtechnisch aus der Verteilung, gemessen auf einem (idealen) Spiegel, erhalten werden kann, ist die Form mit der Nenngeometrie des zu untersuchenden Bauteils bereits vorgegeben. SEEWIG, BEICHERT et al. führen die Berücksichtigung des Formanteils beispielhaft an einem Zylinder durch [See+09a, S. 7]. Mit Hilfe der beiden bekannten Größen lässt sich dank der Separation die Rauheit berechnen und mittels Kennwert A_q angeben. Weitere Eigenschaften der Mikrostruktur, wie z.B. eine Vorzugsrichtung der Mikrofacetten („Sägezahnprofil“), lassen sich durch statistische Momente höherer Ordnung beschreiben. Hierzu gehören die Schiefe ($k = 3$) und Kurtosis ($k = 4$), welche gemäß VDA 2009 als Kenngrößen A_{sk} bzw. A_{ku} bezeichnet sind. Dort werden neben Hilfskenngroßen, wie I (Gesamtintensität am Detektor) und M (Erwartungswert der Streuwinkelverteilung), auch Mehrfachkenngroßen, wie Mittelwert A_{qm} und Standardabweichung A_{qs} aus Mehrfachmessungen, festgelegt [VDA 2009, S. 4 f.]. Krümmungskorrigierte Streulichtkenngroßen, die die Form eines Zylinders korrigieren und so die Kennwerte verschieden gekrümmter Oberflächen miteinander vergleichbar machen, tragen die Kennzeichnung B_q , B_{qm} , B_{qs} , etc. [VDA 2009, S. 6].

2.2.8 Anwendungsbeispiele

Der vorgestellte Aufbau einer ARS-Messeinrichtung (Bild 2.7) kann zur Erfassung von Formabweichungen und Rauheit genutzt werden. Als ein Beispiel von vielen für die Formmessung sei die Vermessung von Lagerringen mit Durchmessern im Bereich zwischen 30 mm und 40 mm genannt (vergleiche [Bro+09]). Hier sind Rundheitsabweichungen bis circa $0,2 \mu\text{m}$, sowie Welligkeiten mit Amplituden von circa $0,02 \mu\text{m}$ erfassbar. Ebenfalls strenge Toleranzen gilt es in der Medizintechnik einzuhalten. Für Hüftgelenkprothesen sind heutzutage Rauheiten mit $R_a < 10 \text{ nm}$ sowie Rundheitsabweichungen kleiner $5 \mu\text{m}$ gefordert (vergleiche [BNF10]). Weiterhin ist eine 100%-Prüfung jeder Prothese unabdingbar, um einerseits auch feinste, aber dennoch funktionskritische, Kratzer zu entdecken, und andererseits eine Inhomogenität der Oberflächenbeschaffenheit auszuschließen. Ein Profilschnitt, z.B. am Äquator, liefert somit keine hinreichende Sicherheit bezüglich der Tolerierung. Zum Erhalt einer hohen Datendichte und Sicherheit findet daher die Datenerfassung mit einer Überlappung der Messflecke von mindestens 70% statt. Mit geeigneter Positionierungsmimik ist eine gleichzeitige 100%-Messung von Rauheit und Form trotzdem in nur 8 Sekunden realisierbar [BNF10, S. 3].

BRODMANN, SEEWIG et al. geben noch Zahnstangen und Getriebewellenlager als weitere Beispiele an (vergleiche [BSW11]). Sie setzen mehrere parallele Profilschnitte zu einer flächigen Messung zusammen und nutzen Falschfarbendarstellungen zur Visualisierung. So sind Bereiche mit unterschiedlichen Rauheiten oder auch Rattermarken (Welligkeiten) direkt erkennbar. Bei der Vermessung von Hüftgelenkprothesen konnten so auch Spuren einer taktilen Messung mittels Koordinatenmessgerät (kurz KMG) sichtbar gemacht werden.

2.3 Fotosensitive Sensoren

Zum winkelaufgelösten Messen der 3D-Streulichtverteilung kann ein flächiger Sensor eingesetzt werden. Die Entwicklung flächiger, fotosensitiver Sensoren begann Ende der 1960er durch WECKLER in Zusammenarbeit mit FAIRCHILD INC. [Wec67]. Neben der Aneinanderreihung von Fotodioden (engl. Photo Diode Array, kurz PDA) werden nachfolgend auch Architekturen basierend auf CCD (engl. Abk. Charge-Coupled Devices) und CMOS (engl. Abk. Complementary Metal-Oxide Semiconductors) vorgestellt, die aus aktueller Konsumelektronik bekannt sind. Diese drei stellen die grundlegenden Architekturen der flächigen fotosensitiven Sensoren dar. Zum besseren Verständnis werden jedoch zuvor die physikalischen Grundlagen von fotosensitiven

Elementen kurz erläutert. Eine Bewertung der Vor- und Nachteile, sowie der Eignung zur Streulichtdetektion, ist in Abschnitt 3.3 zu finden.

2.3.1 Physikalische Grundlagen fotosensitiver Elemente

„Jede Vorrichtung, die eine messbare physikalische Antwort auf die einfallende Strahlungsenergie liefert, ist ein Detektor“ [Ped+08, S. 31]. Man kann fotosensitive Detektoren in zwei große Klassen unterteilen: thermische und Quantendetektoren. Die erste Klasse beinhaltet alle Detektoren, deren primäre Antwort auf einfallende Strahlung ein Temperaturanstieg ist [Ped+08, S. 32]. Detektoren dieser Klasse sind über einen weiten Wellenlängenbereich, der im Wesentlichen vom Absorptionsspektrum der Beschichtung bzw. des Detektoreintrittsfensters beschränkt ist, sehr effizient [Bas+95a, S. 15.4]. Daher kommen sie oft im Bereich der Spektroskopie zum Einsatz. Allerdings sind Detektoren dieser Klasse träge [Bas+95a, S. 15.4]. Für sich schnell ändernde Signale nutzt man daher stattdessen Detektoren der zweiten Klasse, sogenannte Quantendetektoren. Ihr Wirkprinzip beruht auf der Quantelung des Lichts in Photonen. Auf das Detektormaterial auftreffende Photonen verursachen (je nach Detektortyp) unterschiedliche physikalische Ereignisse. Hierzu gehören der äußere Fotoeffekt (Herauslösen von Elektronen aus dem Material, erstmals Beschrieben von EINSTEIN [Ein05]) und der innere Fotoeffekt (Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren im Material) [GM10, S. 351]. Findet der innere Fotoeffekt an einem pn-Übergang²⁴ im Halbleitermaterial statt, so spricht man von einem photovoltaischen Detektor. Diese sind oft aus p- und n-dotiertem Silizium aufgebaut, es existieren aber auch eine Vielzahl an anderen Halbleiter-Kombinationen, wie z.B. Germanium, Indium-Gallium-Arsenid, Indium-Antimonid oder Quecksilber-Cadmium-Tellurid [Bas+95a, S. 16.2]. Die mittlere Eindringtiefe der Photonen ins Material ist wellenlängenabhängig und liegt für rotes Licht bei Silizium etwa im Bereich von 3 μm [OSI06, S. 3]. In der Region der Grenzschicht werden die durch den inneren Fotoeffekt erzeugten Elektron-Loch-Paare (aufgrund des vorhandenen elektrischen Feldes im Übergang) getrennt und fließen über einen extern angeschlossenen Verbraucher ab (solange der Widerstand des Verbrauchers kleiner ist als der der Grenzschicht [GM10, S. 907]), wie in Bild 2.11 dargestellt. Dort kann ein Spannungsanstieg gemessen werden. Die Spannung nimmt logarithmisch mit der Beleuchtungsstärke zu und nähert sich einem Sättigungswert an [Ped+08, S. 34].

²⁴Gezielte Dotierung von Halbleitern mit Fremdmaterialien, so dass ein Elektronenüberschuss (n-dotiert) oder -mangel (p-dotiert) entsteht. Im Bereich der Grenzschicht bildet sich ein elektrisches Feld aus. Weiterführende Informationen sind in der einschlägigen Standardliteratur, z.B. der Monografie von GERTHSEN und MESCHÉDE [GM10, S. 900 ff.] oder GÖBEL [Göb06], zu finden.

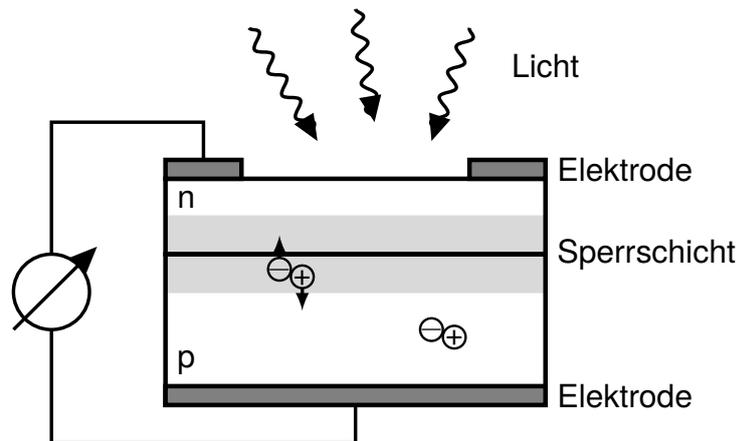


Bild 2.11: Aufbau eines photovoltaischen Detektors (pn-Übergang). Innerhalb der Sperrschicht entstandene Elektron-Loch-Paare werden getrennt und liefern ein Signal. Außerhalb der Sperrschicht findet Rekombination statt.

Liegt eine zusätzliche Spannung am pn-Übergang in Sperrrichtung an, in der Literatur oft mit dem englischen Wort *Bias* bezeichnet, so nennt man den Detektor Fotodiode. Der Strom nimmt nun linear mit der Beleuchtungsstärke zu. Optimiert wird die Fotodiode, wenn man zwischen p- und n-dotiertem noch einen undotierten (bzw. schwach dotierten) eigenleitenden Bereich einfügt (mit „i - intrinsic“ bezeichnet). Dadurch wird die Sperrschicht deutlich vergrößert und eine Rekombination von Elektronen und Löchern verhindert. Durch diese Maßnahme wird bei der pin-Diode sowohl der Dunkelstrom (siehe übernächster Absatz) reduziert, als auch die Quanteneffizienz (Erläuterung im nächsten Absatz) erhöht [Ped+08, S. 34 f.].

Will man Detektoren miteinander vergleichen, so zieht man die Größen *Quanteneffizienz* (QE), *Detektivität* (bzw. Sensitivität) und *Ansprechzeit* heran. Die QE beschreibt wie effizient ein Detektor die einfallenden Photonen in Elektronen umwandelt. Sie wird üblicherweise in Prozent angegeben und hängt von drei Faktoren ab: dem Transmissionskoeffizient einer eventuell vorhandenen Oxidschicht über dem Halbleitermaterial, der Lichtabsorption im Halbleiter, sowie der Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron-Loch-Paar detektiert wird bevor es rekombiniert [Bas+95a, S. 22.5]. Nahe verwandt ist der Begriff der *spektralen Responsivität*, die den Fotostrom pro einfallender Lichtleistung in Abhängigkeit der Wellenlänge angibt (Einheit $A \cdot W^{-1}$). Die Detektivität hingegen gibt an, wie empfindlich ein Detektor auf wenig Licht reagiert. Sie ist begrenzt durch das Untergrundrauschen des Detektors und wird oft als *noise equivalent power* (engl. rauschäquivalente Leistung, NEP) bezeichnet [Bas+95a, S. 15.10]. Die dritte Größe zur Charakterisierung, die Ansprechzeit, gibt an, wie schnell ein Detektor auf ein sich änderndes Eingangssignal reagiert [Bas+95a, S. 16.4].

Der Begriff *Dunkelstrom* umfasst alle Arten von Strömen, die ohne Lichteinfall im Detektor auftreten. Die drei wichtigsten sind (ohne Anspruch auf Vollständigkeit) der Diffusions-, der Störstellenleitungs- und der Tunnelstrom. Ersterer beschreibt die Diffusion von Elektron-Loch-Paaren, die außerhalb der Verarmungszone durch thermische Ursachen entstanden sind, in Richtung der Verarmungszone. Der Strom wächst mit steigender Temperatur²⁵ und kleinerem Bandabstand an [Bas+95a, S. 16.7].

Störstellen innerhalb der Sperrschicht, verursacht durch Verunreinigungen, erzeugen lokale (zulässige) Energieniveaus innerhalb der Bandlücke. Elektronen können so „stufenweise“ mit wenig Energieaufnahme (z.B. verursacht durch den Diffusionsstrom) ins Leitungsband gelangen. Den entstandenen Strom nennt man Störstellenleitungsstrom (in der engl. Literatur oft als „trap-assisted current“ bezeichnet). Er wächst mit größer werdender Sperrschicht, d.h. mit steigendem Bias, an. [Bas+95a, S. 16.8]

Der Tunnelstrom ist eine Folge der quantenmechanischen Beschreibung von Elektronen als nichtlokalisierte Teilchen, d.h. über eine Aufenthaltswahrscheinlichkeitsfunktion. Steigt die lokale Spannung (verursacht durch den Bias) innerhalb des pn-Übergangs auf über $10^5 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ an [Bas+95a, S. 16.8], so haben Elektronen (auch wenn sie in einer klassischen Beschreibung nicht genügend Energie haben die Bandlücke zu überqueren) eine gewisse Aufenthaltswahrscheinlichkeit im Leitungsband. Aufgrund dieser Wahrscheinlichkeit können sie ins Leitungsband „tunneln“ und verursachen somit einen Strom.

Da der generierte Fotostrom einer Diode zu klein ist um ihn direkt zu messen (Größenordnung Femto- bis Picoampere für eine sensitive Fläche mit wenigen μm Kantenlänge [EE05, S. 10]), wird die in Elektron-Loch-Paare umgewandelte Strahlungsenergie i.d.R. zunächst über eine kurze Zeit integriert und anschließend ausgelesen. Die Kapazität eines Fotoelements hängt hierbei proportional von der Fläche und antiproportional von der Dicke der Sperrschicht ab. Gesammelte Elektronen reduzieren das Spannungspotential innerhalb der Sperrschicht. Fällt die Spannung auf 0 V so befindet sich das Element in der Sättigung und keine weitere Ladung kann aufgenommen werden. Stattdessen fließt sie in das umliegende Material oder in die Auslesekanäle ab. Ersteres äußert sich durch einen runden, hellen Fleck, letzteres durch helle Streifen, auf dem Bild eines fotosensitiven Arrays. Diese Effekte werden *Blooming*²⁶ genannt und treten je nach verwendeter Technologie (vergleiche Abschnitte 2.3.3 und 2.3.4) auf. Es existieren Möglichkeiten, Blooming zu reduzieren (vergleiche Aufstellung von BASS, STRYLAND et al. in [Bas+95a]), allerdings verteuert

²⁵Bezogen auf Raumtemperatur als Ausgangsbasis verdoppelt sich der Strom circa alle $5 \text{ }^\circ\text{C}$ [Bas+95a, S. 22.12].

²⁶Helle Streifen im Bild durch Überbelichtung werden in der Literatur oft auch als *Smear* (engl. Verschmieren) bezeichnet.

der erhöhte technische Aufwand die Produktion und die Maßnahmen vermindern die QE [Bas+95a, S. 22.6 & 22.9 ff.].

Die Empfindlichkeit eines Detektors ist im Allgemeinen nicht über dessen gesamte Fläche konstant. Inhomogenitäten oder Defekte im Material, sowie Schwankungen innerhalb der Fertigungstoleranzen, sind die Ursachen hierfür. Ebenso ist es nicht möglich, eine allgemeingültige Aussage über die Geschwindigkeit der Detektoren zu treffen. In der Regel existiert ein inverser Zusammenhang zur Sensitivität. Die Geschwindigkeit kann aber über die Detektorfläche variieren und hängt von Temperatur, Wellenlänge und angelegtem Bias ab. Zu beachten ist weiterhin, dass auch Halbleiter einer Alterung unterliegen, die durch erhöhte Temperaturen oder Strahlung (im sichtbaren oder ultravioletten Bereich) gefördert wird. Änderungen der spektralen Responsivität können bereits nach wenigen Stunden Bestrahlung mit ultraviolettem Licht beobachtet werden [Bas+95a, S. 15.18 f.].

2.3.2 PDA-Architektur

Ein Fotodioden-Array (kurz PDA) besteht aus einer Anordnung von einzelnen Fotodioden. Diese können, wie im Fall des in dieser Arbeit betrachteten Streulichtensors, linear in einer Zeile oder aber in mehreren Zeilen und Spalten angeordnet sein. Die Quanteneffizienz kann bei geeigneter Antireflexbeschichtung bei über 90% liegen. Dabei sind theoretisch sensitive Flächen von weniger als 0,2 mm² bis über 600 mm² realisierbar. Die Ansprechzeiten liegen (für eine sensitive Fläche von 1 mm²) unter 1 µs [Bas+95a, S. 15.54 f.]. Eine Linearität von ±1%, über einen Bereich von sechs bis neun Größenordnungen der Beleuchtungsstärke, ist typisch [OSI06, S. 4].

Ein großer Vorteil von PDAs ist die variable Änderung der Ausgangselektronik. Da der Detektor nur das sensitive Element umfasst (und nicht die Ausleseinheit, Verstärkung etc.) kann die Elektronik anwendungsbezogen ausgewählt werden. Durch Wahl qualitativ hochwertiger Komponenten ist z.B. ein Auslesen mit 16 Bit Auflösung (oder mehr) realisierbar, was deutlich über den Möglichkeiten von CCD- und CMOS-Architekturen liegt. Im Gegenzug kann für Hochgeschwindigkeitsanwendungen (bei reduzierter Auflösung) eine schnelle Verarbeitung der Signale erfolgen. Bei CCD- und CMOS-Architekturen sind die Verstärker und die hardwareseitige Vorverarbeitung hingegen im Chip integriert und somit fest vorgegeben.

Die in 2.3.3 und 2.3.4 behandelten Architekturen (CCD und CMOS) sind prinzipiell auch Fotodioden-Arrays. Sie unterscheiden sich jedoch in der Art der Datenauslese. Der Begriff „Fotodiode“ wird im Folgenden synonym für ein fotosensitives Halbleiterelement betrachtet. Eine ausführliche Beschreibung aller Abwandlungen der klassischen

Fotodiode wie zuvor beschrieben, würde den Rahmen dieser Arbeit sprengen. Der interessierte Leser findet im *Handbook of Optics* von BASS, STRYLAND et al. [Bas+95a] eine Auswahl an Elementen, wie z.B. den Oberflächenkanal MOS-Kondensator, der ebenfalls häufig bei technischen Realisierungen von CCDs zu finden ist.

2.3.3 CCD-Architektur

Die zuvor behandelten Fotodioden können auch in einer Matrixanordnung (Arrays) in einen Silizium-Kristall geätzt werden. Jede Fotodiode, in diesem Zusammenhang auch als Pixel²⁷ bezeichnet, stellt einen Potentialtopf dar. Diese integrieren über eine kurze Zeit die einfallende Strahlung, bzw. die daraus durch inneren Fotoeffekt entstandenen Ladungsträger, und speichern sie bis zur Auslese. Die Ladungen werden sequentiell und zeilenweise durch Ladungstransfer ausgelesen [Ped+08, S. 35 f.]; daher der Name *ladungsgekoppelte Elemente* (engl. Charge-Coupled Devices). Es existieren verschiedene Verfahren zum Transfer, die im wesentlichen auf der schrittweisen Verschiebung beruhen: Der Potentialtopf wird in einer Richtung erweitert und in die andere Richtung verkürzt. Bei einer sogenannten Vier-Phasen-CCD sind vier Teilschritte nötig um die Ladung von einem Pixel zum nächsten zu verschieben (eine ausführliche Erklärung in Wort und Bild ist im *Handbook of Optics* [Bas+95a, S. 22.14 f.] zu finden). Mit dieser Technik sind Übertragungsraten²⁸ von über $50 \cdot 10^6$ Pixel/Sekunde möglich [Bas+95a, S. 22.15].

Zum Vergleich verschiedener CCDs (inklusive ihrer Ausgangsverstärker) untereinander nutzt man vier Kenngrößen: die Ladungskapazität, die Effizienz des Ladungstransfers, den „Ladung-zu-Spannung“-Umwandlungsfaktor und das Rauschen.

Die Ladungskapazität ist die Kapazität an Elektronen, die jeder Pixel speichern kann, ohne in die Sättigung überzugehen. Die gleiche (oder eine größere) Kapazität sollten ebenfalls die Schieberegister aufweisen. Typische Kapazitäten von CCDs liegen in der Größenordnung 10^{12} Elektronen/cm². Zu beachten ist jedoch, dass hier die Fläche des Elektronenspeichers gemeint ist, die meisten CCDs nutzen jedoch nur einen Bruchteil (als Füllfaktor bezeichnet) der Chip-Fläche als sensitive Fläche, da ein Großteil auf die Schieberegister entfällt. Hierdurch wird die Kapazität stark eingeschränkt. Sie liegt im Schnitt, bei vergleichbarer Chip-Größe, um eine Größenordnung unter der Kapazität eines linearen PDA [Bas+95a, S. 22.18].

Neben der Kapazität spielt auch die Effizienz beim Ladungstransfer eine wichtige Rolle. Zwei Parameter beeinflussen diese: die Ladungsverschiebung durch elektrische

²⁷vom englischen „picture element“

²⁸rein auf den CCD-Sensor bezogen, ohne Berücksichtigung von Verstärkerschaltungen, Analog-Digital-Umsetzer, etc.

Felder (äußeres Feld durch Potential der Schieberegister, sowie selbstinduziertes Feld der Elektronen) und Diffusion. Ein kleiner Prozentsatz der Elektronen, abhängig von Breite und Tiefe der Schieberegister-Potentialtöpfe, wird nicht durch die Phasen bei der von außen herbeigeführten Ladungsverschiebung (vergleiche Vier-Phasen-CCD) transferiert, sondern bewegt sich (langsam) mittels Diffusion. Als direkte Folge ergibt sich, dass der Transfer entsprechend langsam vonstatten gehen muss, um eine hohe Effizienz zu erzielen. Neben dem zuvor beschriebenen intrinsischen Effekt können selbstverständlich auch weitere Effekte, z.B. verursacht durch Störstellen/Verunreinigungen im Material, auftreten [Bas+95a, S. 22.18 ff.].

Das Ausgangsverstärkerrauschen einer CCD hängt vom Verstärker selbst, sowie der Auslesegeschwindigkeit ab und liegt üblicherweise im Bereich von 7 bis 40 Elektronen/Pixel. Durch Kühlung der CCD sind auch kleinere Werte realisierbar [Bas+95a, S. 22.21]. Der gesamte Dunkelstrom einer CCD liegt in einer Größenordnung von 1 bis 2 pA/cm² [EE05, S. 10].

Eine zusammengesetzte Größe, das Verhältnis aus Ladungskapazität und Rauschen eines Pixels, wird ebenfalls oft zum Vergleich angeführt. Dieses in Dezibel (Einheitensymbol dB) ausgedrückte Verhältnis gibt die maximale Dynamik des Sensors innerhalb eines Bildes an [PCO10a].

Wird die Kapazität eines Pixels überschritten, so fließen die Elektronen in das umgebende Material (Blooming). Bei einer CCD sind dies bevorzugt die Schieberegister, da entlang der Register die Potentialwälle am niedrigsten sind. Es entsteht ein heller Streifen im Bild der CCD (Smear). Nahe der Sättigung wird außerdem die, über weite Bereiche lineare [GM10, S. 605], Kennlinie nichtlinear [Bas+95a, S. 22.34].

CCDs unterteilt man, je nach physikalischem Aufbau, in sogenannte *Frame Transfer* und *Interline CCDs*. Eine simple Form der ersten Klasse sind die *Full Frame CCDs*. Hier muss der ganze frame, d.h. alle Pixel, ausgelesen werden bevor die CCD wieder einsatzbereit ist. Der Chip besteht aus mehreren Spalten an (linearen) CCDs und einem horizontalen Register. Die gesammelten Ladungen werden um eine Zeile verschoben, so dass eine Zeile im horizontalen Register abgelegt wird. Die Zellen im Register werden anschließend horizontal verschoben und einzeln ausgewertet (Strom-Spannung-Wandler, Verstärker, etc.). Der Vorgang wird so oft wiederholt, bis alle Zeilen ausgewertet sind (vergleiche Bild 2.12(a)). Während der Auslese darf kein Licht auf die sensitiven Elemente fallen, woraus die Notwendigkeit eines mechanischen Verschlusses folgt [Bas+95a, S. 22.27]. Bei der Erfassung schnell veränderlicher Lichtverhältnisse ist der Verschluss als nachteilig zu bewerten. Als Vorteile können jedoch der hohe Füllfaktor (Anteil sensitiver Fläche an Gesamtfläche), das geringe Rauschen und der große Dynamikumfang aufgelistet werden [Bas+95a, S. 22.28].

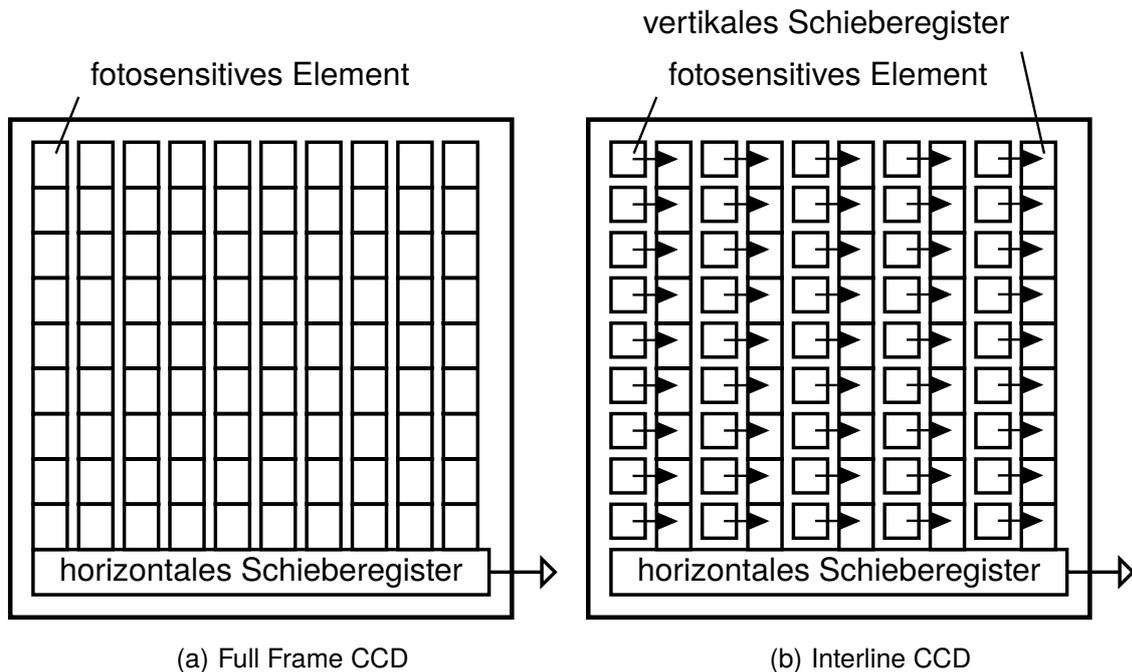


Bild 2.12: Schematischer Aufbau von CCDs. (a) Full Frame CCDs verschieben zeilenweise die gesammelten Ladungen ins horizontale Schieberegister, wo sie sequentiell verarbeitet werden. (b) Interline CCDs verschieben die gesammelten Ladungen in vertikale Schieberegister. Während der nächsten Integrationsphase werden die zuvor gesammelten Ladungen in den Schieberegistern (analog zur Frame Transfer CCD) verarbeitet.

Die Geschwindigkeit kann optimiert werden, indem man die Chipfläche in eine Richtung verdoppelt, und die hinzugefügte Fläche als (nicht lichtsensitiven, d.h. „blinden“) Zwischenspeicher nutzt. Die gesammelten Elektronen können so nach der Integrationszeit komplett in den Zwischenspeicher verschoben werden. Während der Zwischenspeicher (analog zur Full Frame CCD) ausgelesen wird, kann die aktive Chipfläche bereits wieder das einfallende Licht integrieren. Bei gleichbleibendem Füllfaktor, Rauschen und Dynamikumfang kann die Bildrate deutlich erhöht werden, wodurch oftmals auf einen mechanischen Verschluss verzichtet werden kann [And13]. Allerdings steigen die Produktionskosten aufgrund der vergrößerten Chipfläche an.

Interline CCDs besitzen je Pixel zusätzlich eine Fläche zur Elektronenspeicherung. So entstehen neben dem horizontalen Register (siehe Frame Transfer CCD) auch pro Spalte ein vertikales Register (vergleiche Bild 2.12(b)). Die Register sind beschichtet, damit kein einfallendes Licht in den Registern zur Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren, und somit zur Verfälschung der Messung, führt. Die gesammelten Ladungen der sensitiven Fläche werden in den „blinden“ Bereich verschoben und die Integration

in den sensitiven Elementen kann von vorne beginnen. Während der Integration werden die Schieberegister analog zur Frame Transfer CCD ausgelesen.

Der Füllfaktor von Interline CCDs ist deutlich kleiner als der von Frame Transfer CCDs, wie aus Bild 2.12 leicht ersichtlich wird. Zur Verbesserung des Füllfaktors können Mikrolinsen verwendet werden, die das Licht auf die sensitive Fläche eines Pixels fokussieren [Bas+95a, S. 22.22].

Eine Möglichkeit zur Steigerung der QE ist das rückwärtige Beleuchten einer CCD (engl. *Backside-Illuminated CCD*, kurz BI CCD). Hierzu muss Material auf der Rückseite abgetragen werden, bis es eine Dicke von weniger als 10 μm aufweist [Bas+95a, S. 22.8]. Bedingt durch die geringe Dicke sinkt die Quanteneffizienz im infraroten (oder darüber liegenden) Wellenlängenbereich deutlich ab. Allerdings ermöglichen sie Füllfaktoren von nahezu 100%, da keine „blinden“ Bereiche durch Schieberegister, Kontaktierungen, etc. auf der beleuchteten Seite vorhanden sind.

Eine Steigerung des Dynamikumfangs hingegen ist durch sogenannte *Electron-Multiplying CCDs* (kurz EM CCD) möglich. Diese besitzen ein zusätzliches Schieberegister vor dem Ausgangsverstärker. Das Register wird dabei mit einer Spannung von 40–50 V betrieben [Jer+01, S. 179], was circa eine Größenordnung über den typischen Registerspannungen liegt. Durch die hohen Spannungen werden die in den Registern vorhandenen Ladungsträger so stark beschleunigt, dass sie neue Elektron-Loch-Paare erzeugen können. Die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung liegt zwar nur bei $\approx 1\%$, durch die Vielzahl an Registerelementen ergeben sich jedoch insgesamt Verstärkungen von über 100 [Jer+01, S. 179]. Da die Ladungen verstärkt werden, nicht aber das Ausleserauschen, wird die Dynamik der CCD erhöht.

2.3.4 MOS-Architektur

Bei der MOS-Architektur sind die fotosensitiven Elemente einzeln an einen Auslesekanal angeschlossen. Durch Adressierung (x - und y -Koordinate des Pixels) wird ein Pixel ausgewählt und die darin gespeicherte Ladung transferiert. Auswählen bedeutet hier, dass der zum Pixel gehörende MOS-Feldeffekttransistor (kurz MOSFET) geschaltet, und somit die Ladung freigegeben wird. Heutzutage werden jedoch aufgrund der deutlich geringeren Verlustleistung [Göb06, S. 299] CMOS (Complementary MOSFET, für Definition und Details siehe [Göb06]) statt MOSFET zum Schalten eingesetzt. Die MOS-Technologie ist der Namensgeber für die hier vorgestellte Architektur von fotosensitiven Arrays.

In der einfachsten Bauform befindet sich ein einziger Verstärker/Strom-Spannungswandler am Ende des Auslesekanals. Diese Bauform wird oft als *Passive Pixel*

Sensor (kurz PPS) bezeichnet. Gängiger ist heutzutage jedoch die aktive Bauform (engl. *Active Pixel Sensor*, kurz APS) bei der jeder Pixel seinen eigenen Verstärker besitzt [EE05, S. 7]. Neuere Entwicklungen ermöglichen sogar die Integration komplexer analoger oder digitaler Verarbeitungen direkt im Pixel [EE05, S. 15], wozu auch ein Analog-Digital-Umsetzer in Kombination mit einem digitalen Speicher (engl. *Digital Pixel Sensor*, kurz DPS) gehört. Diese ermöglichen ein Auslesen des Sensors ähnlich eines RAM-Speichers²⁹ [EE05, S. 8]. Die Adressierbarkeit der Pixel ist ein großer Vorteil der MOS-Architektur. So ist es damit möglich, nur Ausschnitte der Sensorfläche auszuwerten (im Englischen oft als *Region Of Interest* bezeichnet, kurz ROI), was Geschwindigkeitsvorteile gegenüber der CCD Architektur bringt. Die Kapazität der einzelnen Pixel ist außerdem deutlich höher, wodurch das bei CCDs beobachtbare Blooming in Form von hellen Linien nicht auftritt. Sollte es trotz großem Dynamikumfang zu einer Überbelichtung kommen, können lokal helle Kreise im Bild entstehen. Die Integration von analogen und digitalen Verarbeitungen auf Pixelebene ermöglicht jedoch das (nicht-destruktive) Erstellen von kürzer belichteten Zwischenbildern innerhalb eines Belichtungszyklus [EE05, S. 17]. Das Zusammensetzen der kurz belichteten (helle Bildbereiche nicht überbelichtet) und lange belichteten Bilder (dunkle Bildbereiche gut erkennbar) ermöglicht eine Erweiterung des Dynamikumfangs³⁰. Diese Erweiterung mittels Vorverarbeitung auf Pixelebene wird in der Literatur oft mit dem Begriff *High Dynamic Range* (kurz HDR) CMOS bezeichnet.

YADID-PECHT und FOSSUM [YF97] führen weiterhin eine Erweiterung des Dynamikumfangs auf Basis von APS durch. Sie lesen Zeilen des CMOS-Sensors zwei mal aus (mit unterschiedlichen Belichtungszeiten) und speichern sie in zwei verschiedenen Registern, von wo sie anschließend digitalisiert werden. Vorteilhaft ist hierbei, dass keine Modifikation am „standard“ CMOS APS vorgenommen werden muss, wodurch u.a. ein höherer Füllfaktor gegenüber DPS erreicht wird. Allerdings ist eine Verrechnung der beiden gewonnenen Zeilen auf dem Chip nur für Spezialfälle möglich, und muss in der Regel extern durchgeführt werden [YF97, S. 1722]. Somit verdoppelt sich die Datenmenge die vom Chip zur externen Elektronik übertragen werden muss. Es existieren eine Vielzahl an weiteren Ansätzen, wie z.B. die logarithmische Komprimierung durch gezieltes Abfließenlassen von Ladungen, wie es in marktverfügbaren HDR Kameras zur Verkehrsüberwachung (vergleiche [Höf+02] und [Bur+06], sowie Erstveröffentlichung des zugehörigen Prototypen [SGL93]) eingesetzt wird. Das Aufzählen aller Verfahren würde den Rahmen dieser Arbeit jedoch sprengen.

²⁹engl. Random Access Memory

³⁰Das Zusammensetzen zweier Einzelbilder mittels Software, *High Dynamic Range Imaging* (HDRI) genannt, ist bereits gängige Praxis. Vergleiche u.a. [MP95] und [DM97].

Als Nachteil der (PPS) MOS-Architektur kann prinzipiell die geringere Sensitivität und das höhere Rauschen angeführt werden. Beide haben ihre Ursache u.a. in der großen Kapazität des Auslesekanals (im Vergleich zu einem Potentialtopf bei der CCD-Architektur). Während bei CCDs die Ladungspakete in Potentialtöpfen konstanter Kapazität physikalisch verschoben werden, wird bei der MOS-Architektur durch Adressierung die Verbindung zum „langen“ Auslesekanal geöffnet. Moderne APS und DPS MOS-Sensoren kompensieren die Probleme jedoch und erreichen ähnliche Werte wie CCD-Sensoren [EE05, S. 7 f.]. Durch die Integration von analogen oder digitalen Verarbeitungen auf Pixelebene sinkt jedoch der Füllfaktor von APS und DPS deutlich. Dem kann, analog zum Vorgehen bei Interline CCDs, durch Verwendung von Mikrolinsen entgegen gewirkt werden [EE05, S. 7].

Als elektronische *Shutter* (engl., Verschluss) Varianten kommen bei der MOS-Architektur *Global* und *Rolling Shutter* zum Einsatz. Bei letzterem werden die Sensorzeilen sequentiell ausgelesen und die Integration startet von neuem; der Verschluss „rollt“ über das Bild. Beim Global Shutter wird die Integration auf der gesamten Sensorfläche zur selben Zeit gestoppt, alle Daten ausgelesen und die Integration erneut gestartet. Der Standardverschluss bei der MOS-Architektur ist, aufgrund der RAM-ähnlichen Adressierung, der Rolling Shutter. Sensoren mit Global Shutter sind aber ebenfalls marktverfügbar.

CMOS-Sensoren werden zunehmend auch im Hochgeschwindigkeitsbereich eingesetzt. Das pixelweise Auslesen, egal ob analog bei PPS/APS oder digital bei DPS, ist jedoch langsam, da sich die Bildrate antiproportional zur Pixelzahl des Chips verhält [EID+09, S. 433]. Optimiert wird das Auslesen durch parallele Analog-Digital-Wandlung ganzer Zeilen. Der Einsatz von DPS mit integriertem Analog-Digital-Umsetzer ermöglicht weiterhin die parallele Digitalisierung des kompletten Bildes in einer Taktzeit. Allerdings stellt der Datentransfer vom Chip zur weiterverarbeitenden (externen) Elektronik aktuell noch einen Flaschenhals dar und limitiert die Bildrate [EID+09, S. 436 f.]. Höhere Raten werden durch die analoge Zwischenspeicherung im Pixel selbst, ähnlich der Interline CCD, erreicht [EID+09, S. 437]. EL-DESOUKI, JAMAL DEEN et al. [EID+09] stellen z.B. einen Chip vor, der acht Bilder analog zwischenspeichert und diese mit einer Bildrate von $1,25 \cdot 10^9$ Bilder/Sekunde erfasst.

2.3.5 Binning von fotosensitiven Elementen

Als *Binning* bezeichnet man die hardwareseitige Kombination von zwei oder mehreren Pixeln zu einem neuen, übergeordneten Pixel. Dies geschieht vor³¹ dem Auslesen bzw. Digitalisieren und verbessert das Signal-Rausch-Verhältnis, da das Ausleserauschen der zusammengefassten Pixel nicht addiert wird. Weiterhin können durch die Datenreduktion mittels Binning die Ausleseraten der Chips deutlich gesteigert werden. Allerdings reduziert sich sowohl bei CCD- als auch bei CMOS-Sensoren der Dynamikumfang, da die Ladungskapazität der Schieberegister, Puffer, etc. in der Größenordnung der Ladungskapazität eines Pixels liegt. Bei starker Belichtung würde es somit zu Blooming in den Registern kommen [PCO05].

Während Binning bei CCDs durch geänderte Taktung der Register beim Auslesen recht einfach realisierbar ist (unter der Annahme, dass die Ladungskapazitäten der Schieberegister ausreichend sind), muss dies bei CMOS-Sensoren durch ein entsprechendes Layout im Chip bereits zum Zeitpunkt der Fertigung implementiert sein.

2.4 Umkehrprismen

Prismen werden i.d.R. zur spektralen Aufweitung oder Ablenkung eingesetzt (siehe Anhang B.4.2). Eine spezielle Klasse von Prismen sind die sogenannten Umkehrprismen. Zu ihnen gehören u.a. das AMICI-, Delta- oder DOVE-Prisma. Letzteres ist in der Regel als gleichschenkliges, rechtwinkliges Prisma aufgebaut, es existieren jedoch auch Variationen mit Prismenwinkeln $\alpha \neq 90^\circ$. Die zur gewünschten optischen Abbildung nicht nutzbare Spitze des Prismas wird oftmals zur Material- und Bauraumeinsparung entfernt, so dass man ein gleichschenkliges Trapez erhält [Hec09, S. 314 f.] [Sti85, S. 4]. Trifft ein paralleles Strahlenbündel auf die erste Kathetenfläche eines aufrecht stehenden Prismas (Bild 2.13(a)), so wird es zur Hypotenuse (Basis des Prismas) hin gebrochen. Dort kommt es zur Totalreflektion und es findet erneut eine Brechung an der zweiten Kathetenfläche statt. Bild 2.13(b) zeigt den Strahlengang bei 90° gedrehtem DOVE-Prisma.

HEINRICH-WILHELM DOVE beschreibt die Abbildung mittels des Prismas 1951 wie folgt: „Ein mit bloßem Auge gesehener Gegenstand erscheint durch ein solches Prisma betrachtet in unveränderter Gestalt und Größe, nur in der Brechungsebene wie ein

³¹Die soft- oder hardwareseitige Verrechnung (d.h. *nach* der Digitalisierung) mehrerer Pixel zu einem neuen bringt (bis auf eine Datenreduktion und eine rein statistische Rauschoptimierung durch Mittelung über mehrere Pixel) keinerlei Vorteile. Zur klaren Unterscheidung wird dieses Verfahren im Folgenden daher als *digitales Binning* bezeichnet.

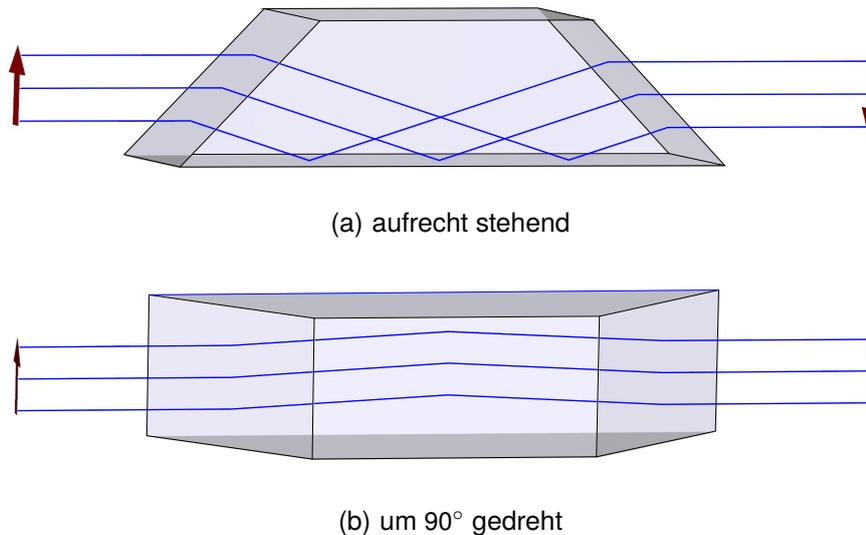


Bild 2.13: Strahlengang in einem Dove-Prisma. (a) Ein aufrecht stehendes Prisma spiegelt einen Gegenstand in der Brechungsebene. (b) Ein um 90° gedrehtes Prisma lässt einen Gegenstand unverändert erscheinen.

Spiegelbild verändert“ [Dov51, S. 189]. Eine weitere Eigenschaft, welche das Dove-Prisma für diese Arbeit so interessant macht, ist die Möglichkeit zur (De-)Rotation: Ein mit 2ν rotierender Gegenstand kann durch Rotation des Prismas mit halber Frequenz ν derotiert werden, d.h. ein ruhig stehendes Bild entsteht [Dov51, S. 190] [Mor04, S. 3373]. Analog kann das Prisma mit einer Frequenz ν rotiert werden, um das von ihm erzeugte Bild mit 2ν rotieren zu lassen. Auf die letztgenannte Eigenschaft wird in Kapitel 5 genauer eingegangen.

Umkehrprismen haben aufgrund ihrer Möglichkeiten und Vorzüge eine weite Verbreitung als Bestandteil in diversen technischen Anwendungen, z.B.

- Mustererkennung³² [FO81],
- Wellenfront-Scherung-Interferometrie [GSP09],
- optisch parametrische Oszillatoren³³ [SB01],
- Derotation von rotierenden Schleifscheiben (bis hin zu $10.000 \text{ U min}^{-1}$) für Bruchuntersuchungen [Mir+07; Pol10],

um nur einige zu nennen.

³²mit Hilfe von signalangepassten Filtern (engl. matched filter) im Ortsraum.

³³Erzeugung von Laserstrahlung mit Wellenlängen ungleich den Wellenlängen von verfügbaren aktiven Lasermedien.

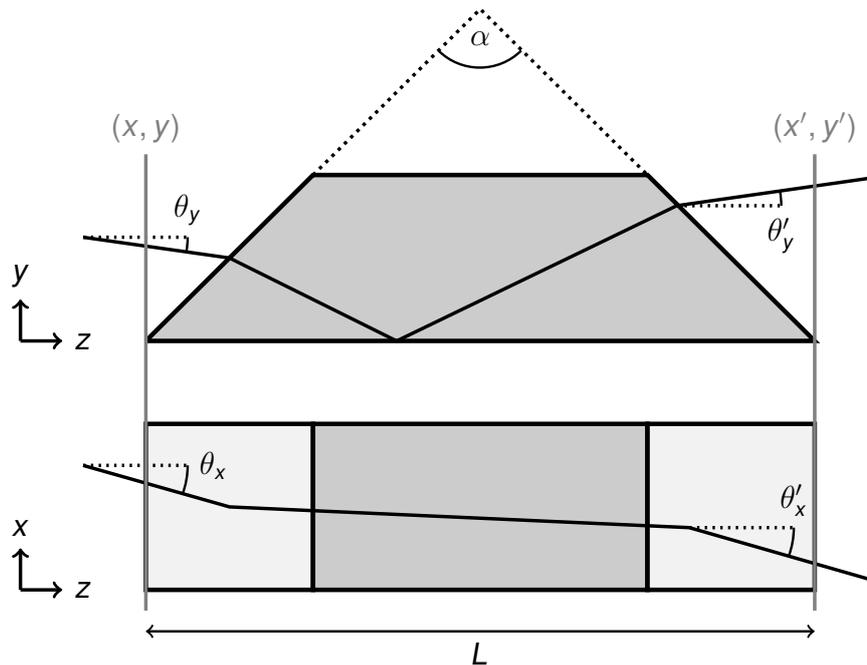


Bild 2.14: Benennung von Koordinaten und Winkeln im Dove-Prisma, am Beispiel eines Strahls mit den Koordinaten $(x, y, \theta_x, \theta_y)$ in der Eingangsebene (graue Linie links) und $(x', y', \theta'_x, \theta'_y)$ in der Ausgangsebene (graue Linie rechts). *Oben*: Sicht von der Seite auf y - z -Ebene. *Unten*: Sicht von oben auf x - z -Ebene. (Nach [GMT06, S. 9095].)

Auch das Dove-Prisma ist nicht frei von Aberrationen [Mir+07]. Nutzt man den Matrizen-Formalismus (siehe Abschnitt B.2) mit den Bezeichnungen aus Bild 2.14, so erhält man Koordinate und Winkel eines Lichtstrahls in der Austrittsebene, abhängig von Koordinate und Winkel in der Eintrittsebene. Aufgrund des nicht rotationssymmetrischen Aufbaus des Prismas müssen die x - z - und y - z -Ebene getrennt betrachtet werden. Es ergibt sich gemäß GONZÁLEZ, MOLINA-TERRIZA et al. [GMT06, S. 9095 f.] in paraxialer Näherung

$$x' = x + \left[\frac{L}{n} + h_0 \cdot \left(1 - \frac{1}{n} \right) \cdot \tan \frac{\alpha}{2} \right] \cdot \theta_x \quad (2.59a)$$

$$\theta'_x = \theta_x \quad (2.59b)$$

für die x - z -Ebene, sowie

$$y' = (h_0 - y) - h_0 \cdot \left[\tan \frac{\alpha}{2} + \frac{\eta_0}{n} \right] \cdot \theta_y \quad (2.59c)$$

$$\theta'_y = -\theta_y \quad (2.59d)$$

für die y - z -Ebene. Hierbei sind n der Brechungsindex des verwendeten Materials,

α der Prismenwinkel (in der Spitze des Prismas) und

$$h_0 = \frac{L}{\cot\left(\frac{\alpha}{2} - \arcsin\frac{\sin\frac{\alpha}{2}}{n}\right) + \tan\frac{\alpha}{2}} \quad (2.60)$$

$$\eta_0 = \frac{h_0 \cos\frac{\alpha}{2}}{L} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\sin\frac{\alpha}{2}}{n}\right)^2} \cdot \sin^2\left(\frac{\alpha}{2} - \arcsin\frac{\sin\frac{\alpha}{2}}{n}\right)}. \quad (2.61)$$

Während η_0 nur eine Hilfsgröße ist, kann die physikalische Bedeutung von h_0 schnell erkannt werden: Für einen einlaufenden Strahl parallel zur Basis des Prismas, auf der Höhe $y = h_0/2$, ergibt sich die Koordinate des auslaufenden Strahls zu $y' = y$, also unverändert. Dies ist eine ausgezeichnete Prismenachse, die i.d.R. nicht durch das geometrische Zentrum des Prismas verläuft.

Die Abhängigkeiten von θ_x und θ_y in den Gleichungen (2.59) zeigen, dass konvergente oder divergente, d.h. nicht-achsparallele Strahlen (zur optischen Achse), einen starken Astigmatismus hervorrufen. Für breitbandige Lichtquellen tritt weiterhin chromatische Dispersion auf. Die angesprochenen Aberrationen addieren sich selbstverständlich zu den Abbildungsfehlern, die durch Fertigungstoleranzen entstehen.

In einer Patentschrift [Sti85] aus dem Jahr 1985 werden Anpassungen eines DOVE-Prismas festgehalten, die sowohl chromatische Aberrationen als auch Astigmatismus korrigieren. Erstere werden minimiert, indem eine der beiden Kathetenflächen einen flacheren Winkel zur Basis erhält als die andere. Der Winkel hängt vom Brechungsindex n und der chromatischen Dispersion des Materials ab [Sti85, S. 4]. Die Korrektur des Astigmatismus für konvergente Strahlen wird durch eine sphärisch-konvexe Basis erreicht. Die Segmenthöhe der sphärischen Basis liegt hierbei in der Größenordnung $\lambda/4$ [Sti85, S. 5].

Greift man nicht auf die zuvor erwähnten, korrigierten DOVE-Prismen zurück, sollten nur Strahlen parallel zur optischen Achse verarbeitet werden, um Abbildungsfehler zu minimieren.

Wie bereits erwähnt, führt das DOVE-Prisma eine Spiegelung in der Brechungsebene durch. Will man statt einer Spiegelung eine Drehung um 180° verwirklichen, so kann man ein AMICI-Prisma verwenden. Dieses erhält man, wenn die plane Reflektionsfläche der Basis durch eine sogenannte Dachkante ersetzt wird. Hierdurch findet zusätzlich eine Spiegelung senkrecht zur Brechungsebene statt, was dann insgesamt einer Drehung des Bildes um 180° entspricht. Allerdings sind hohe Anforderungen an den Dachkantenwinkel von 90° zu stellen: Weicht er mehr als drei bis vier Bogensekunden vom Sollwert ab, so kommt es zu störenden Doppelabbildungen. Aus diesem Grund sind AMICI-Prismen, so wie andere Dachkantenprismen auch, sehr teuer in der Fertigung [Hec09, S. 315].

3 Theoretische Überlegungen

3.1 Auswahl eines Modells zur Beschreibung der Oberflächen-Mikrogeometrie

In Abschnitt 2.2 wurden mathematische Modelle zur Beschreibung der Streuung an Oberflächen vorgestellt. Hierzu zählt das Modell von BECKMANN, welches die Basis für viele weitere Modelle ist und auf der physikalischen Optik basiert. Da es sich um ein skalares Modell handelt, ist das inverse Streuproblem nicht lösbar. Zur Berechnung der Mikrostruktur einer Oberfläche aus der Streulichtverteilung ist dieses Modell daher nicht anwendbar. Will man das inverse Streuproblem lösen, so müsste ein vektorielles Modell, wie z.B. das vektorielle RAYLEIGH-RICE-Modell, zum Einsatz kommen. Eine Lösung wäre jedoch nur möglich, wenn nicht nur die Intensität des Streulichts mit einem Detektor erfasst wird, sondern ebenso die Phasenlage. Ein robuster, praxisingerechter Aufbau hat jedoch in der Regel nur einen lichtsensitiven Detektor in Form eines Fotodioden-Arrays (lineares PDA, CCD oder CMOS) zur Intensitätserfassung. Im Einsatzbereich der in-line-Produktionsmesstechnik wäre die Erfassung der Phasenlage (mit Hilfe eines Referenzstrahlengangs, vergleiche Aufbau eines Interferometers) aufgrund von Vibrationen nahezu unmöglich. Zwar wäre der im RAYLEIGH-RICE-Modell hergestellte Zusammenhang zwischen σ_z^2 und der Streulichtverteilung ebenfalls von Interesse, allerdings gilt letzter genannter Zusammenhang nur für den Grenzfall sehr glatter Oberflächen. Für raue Oberflächen mit $\sigma_z/\lambda \gg 1$ ist die Anwendung eines der „aufwändigen“ Modelle daher nicht von Vorteil. Stattdessen kann auf das Modell von TORRANCE und SPARROW zurückgegriffen werden, welches auf der mathematisch weitaus besser handhabbaren geometrischen Optik beruht. Für Oberflächen mit $\sigma_z/\lambda \gtrsim 1,5$ stellt das in der Literatur auch oft als Spiegelfacettenmodell bezeichnete Modell außerdem eine gute Näherung an das BECKMANN'sche dar (vergleiche Seite 18) und ist somit vorzuziehen.

Für sehr glatte Oberflächen mit $\sigma_z/\lambda \ll 1$, sowie streng periodische Profile, treten Beugungserscheinungen auf, die mit der geometrischen Optik nicht beschrieben werden können; das Spiegelfacettenmodell versagt hier. Die Auswertung der Streulichtverteilung mittels statistischer Momente, wie auf Seite 31 ff. beschrieben, ermöglicht erfahrungsgemäß in vielen Anwendungsfällen trotzdem die Auswertung mittels Spiegelfacettenmodell, da aufgrund der schlechten Winkelauflösung des verwendeten PDA (32 sensitive Elemente für einen Streuwinkelbereich von -16° bis $+16^\circ$) die Beugungsmaxima nicht messbar sind. Es ist jedoch von Fall zu Fall zu prüfen, ob die erhaltenen Ergebnisse qualitativ bzw. quantitativ sinnvoll sind.

3.2 Übertragungsfunktion einer ARS-Messeinrichtung für beliebig gerichtete Strukturen

Auf Seite 40 f. wurde die Übertragungsfunktion (2.53) einer ARS-Messeinrichtung für den Sonderfall gerichteter Strukturen angegeben (vergleiche Bild 2.10). Auch wenn viele Fertigungsverfahren gerichtete Strukturen auf einer Oberfläche erzeugen, so existieren auch Fertigungsverfahren und Nachbehandlungen die keine global, sondern nur lokal gerichtete Strukturen verursachen. Als Beispiel kann hier das Polieren genannt werden, welches großflächig kreisähnliche Strukturen erzeugt. Fertigungsverfahren wie das Langhub-Honen oder Keuzschliff bringen sogar mehrere ausgezeichnete Vorzugsrichtungen, die in einem bestimmten Winkel zueinander stehen, zum Vorschein. Denkt man an die Detektion von Kratzern und Fehlstellen auf Bauteiloberflächen, so stellen diese gerichtete Strukturen mit beliebigen, unbekanntenen und wechselnden Orientierungen dar. All diese Beispiele verdeutlichen, dass eine Auswertung der Streulichtverteilung in *beliebiger* Raumrichtung sinnvoll, und der reinen Erfassung und Auswertung in einer vom Anwender festgelegten Vorzugsrichtung überlegen ist. Ein experimenteller Aufbau zur 3D-Erfassung der Streulichtverteilung mittels rotierendem Prisma wird in Abschnitt 5 ausführlich behandelt. Abschnitt 6 führt weiterhin eine Machbarkeitsstudie zur dreidimensionalen Erfassung mittels flächigem CMOS-Sensor durch. Hier werden jedoch zunächst die mathematischen Grundlagen zur Analyse der Daten erarbeitet.

Ausgehend von Gleichung (2.52) lässt sich die Übertragungsfunktion G_{ME} der Messeinrichtung in Polarkoordinaten für eine homogene Ausleuchtung angeben als

$$G_{ME} = \frac{8 \cdot f'}{\pi \cdot D'^2} \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^{D'/2} 1 \cdot e^{-ir \frac{2\pi}{\lambda_x} \cos \varphi} \cdot e^{-ir \frac{2\pi}{\lambda_y} \sin \varphi} \cdot r \cdot dr \cdot d\varphi. \quad (3.1)$$

Eine Integration über r liefert (unter Anwendung einer partiellen Integration)

$$G_{ME} = \frac{2 \cdot f'}{\pi^3 \cdot D'^2} \cdot \left(\int_0^{2\pi} i \cdot D' \cdot \pi \cdot \frac{\exp \left\{ -i \cdot \pi \cdot D' \cdot \left(\frac{\cos \varphi}{\lambda_x} + \frac{\sin \varphi}{\lambda_y} \right) \right\}}{\left(\frac{\cos \varphi}{\lambda_x} + \frac{\sin \varphi}{\lambda_y} \right)} \cdot d\varphi \right. \\ \left. + \int_0^{2\pi} \frac{\exp \left\{ -i \cdot \pi \cdot D' \cdot \left(\frac{\cos \varphi}{\lambda_x} + \frac{\sin \varphi}{\lambda_y} \right) \right\}}{\left(\frac{\cos \varphi}{\lambda_x} + \frac{\sin \varphi}{\lambda_y} \right)^2} \cdot d\varphi \right. \\ \left. + \int_0^{2\pi} \frac{1}{\left(\frac{\cos \varphi}{\lambda_x} + \frac{\sin \varphi}{\lambda_y} \right)^2} \cdot d\varphi \right). \quad (3.2)$$

Betrachtet man den Nenner als Superposition zweier Schwingungen, so gilt

$$\left(\frac{\cos \varphi}{\lambda_x} + \frac{\sin \varphi}{\lambda_y} \right) = \sqrt{\frac{1}{\lambda_x^2} + \frac{1}{\lambda_y^2}} \cdot \sin \left(\varphi + \arctan \left(\frac{\lambda_y}{\lambda_x} \right) \right) \quad (3.3)$$

[Bro+00, S. 83 f.]. Das hintere Integral von (3.2) (mit (3.3) eingesetzt) ist leicht zu berechnen: Mit der Identität

$$\int \frac{1}{\sin^2 \zeta} \cdot d\zeta = -\cot \zeta \quad (3.4)$$

[Bro+00, S. 1067] folgt, dass das Integral in den Grenzen 0 bis 2π zu Null wird. Der mittlere Term von (3.2) kann, unter Zuhilfenahme von Additionstheoremen, mittels partieller Integration umgeformt werden zu

$$\begin{aligned} \frac{2 \cdot f'}{\pi} \cdot \frac{1}{\pi^2 \cdot \left(\frac{D'}{\lambda}\right)^2} \int_0^{2\pi} \frac{\exp \left\{ -i \cdot \pi \cdot \frac{D'}{\lambda} \cdot \sin(\varphi + \varphi_\lambda) \right\}}{\sin^2(\varphi + \varphi_\lambda)} \cdot d\varphi = \\ = \frac{2 \cdot f'}{\pi} \cdot \frac{-i}{\pi \cdot \frac{D'}{\lambda}} \int_0^{2\pi} \frac{\exp \left\{ -i \cdot \pi \cdot \frac{D'}{\lambda} \cdot \sin(\varphi + \varphi_\lambda) \right\}}{\sin(\varphi + \varphi_\lambda)} \cdot d\varphi \\ + 4 \cdot f' \cdot \frac{J_1 \left(\pi \cdot \frac{D'}{\lambda} \right)}{\pi \cdot \frac{D'}{\lambda}}, \end{aligned} \quad (3.5)$$

wobei zur Vereinfachung die Wellenlänge λ der Oberflächenstrukturen mit

$$\frac{1}{\lambda} = \sqrt{\frac{1}{\lambda_x^2} + \frac{1}{\lambda_y^2}} \quad (3.6a)$$

in Richtung

$$\varphi_\lambda = \arctan \left(\frac{\lambda_y}{\lambda_x} \right) \quad (3.6b)$$

eingeführt wurde. Der erste Term in Gleichung (3.5) ist bis auf das geänderte Vorzeichen identisch zum ersten Term in Gleichung (3.2) und hebt sich somit auf. Als Ergebnis bleibt für die 3D-Übertragungsfunktion der vorgestellten Messeinrichtung für räumliche Wellenlängen λ_x und λ_y der Oberfläche

$$\begin{aligned} G_{ME} &= 4 \cdot f' \cdot \frac{J_1 \left(\pi \cdot \frac{D'}{\lambda} \right)}{\pi \cdot \frac{D'}{\lambda}} \\ &= 4 \cdot f' \cdot \frac{J_1 \left(\pi \cdot D' \cdot \sqrt{\frac{1}{\lambda_x^2} + \frac{1}{\lambda_y^2}} \right)}{\pi \cdot D' \cdot \sqrt{\frac{1}{\lambda_x^2} + \frac{1}{\lambda_y^2}}}. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Setzt man zur Probe $\lambda_y \rightarrow \infty$, so erhält man das auf Seite 40 in Gleichung (2.53) vorgestellte Ergebnis für gerichtete Strukturen in x-Richtung. Eine grafische Darstellung der Übertragungsfunktion (3.7) für die physikalisch relevanten (positiven) Werte von λ_x und λ_y ist in Bild 3.1 zu finden. Jeder radiale Schnitt durch Bild 3.1 ist wieder identisch zu Bild 2.10.

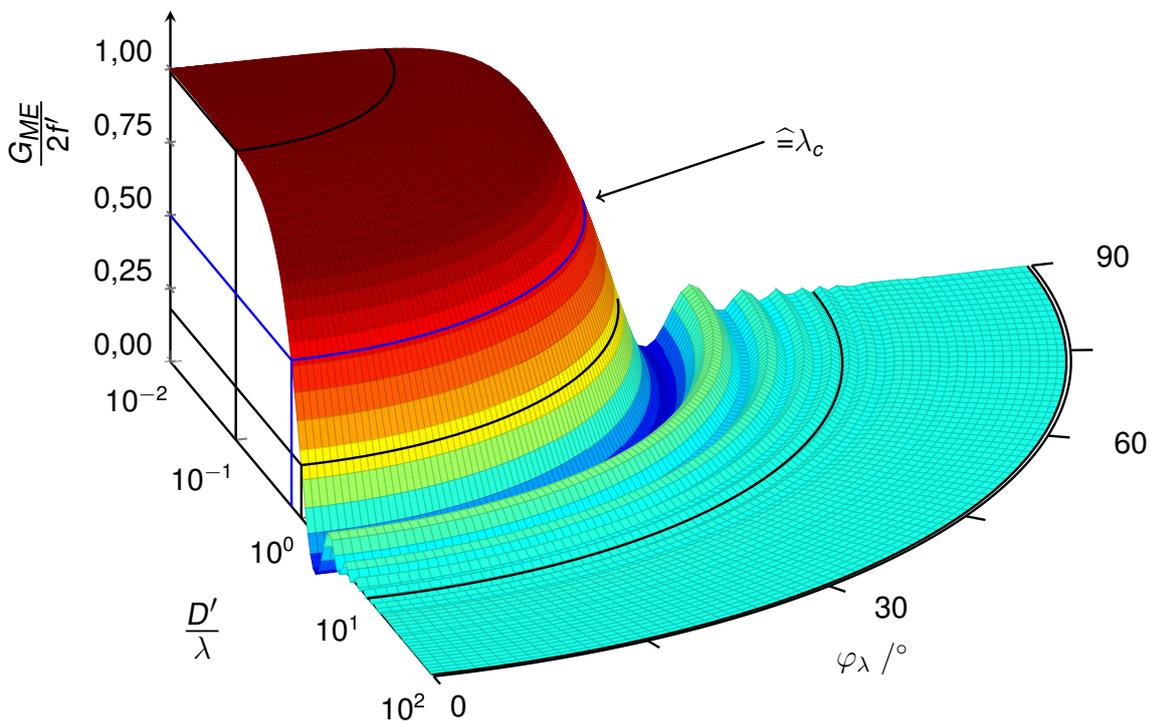


Bild 3.1: Filterübertragungsfunktion einer ARS-Messeinrichtung für beliebig gerichtete Strukturen, gemäß Gleichung (3.7). Die Übertragung hängt vom Quotienten aus Leuchtfleckdurchmesser D' und räumlicher Wellenlänge λ der zu untersuchenden Oberflächenstruktur ab. Hierbei gilt $1/\lambda = \sqrt{1/\lambda_x^2 + 1/\lambda_y^2}$. Aufgetragen ist die Übertragungsfunktion über die Richtung der räumlichen Struktur der Oberfläche $\varphi_\lambda = \arctan(\lambda_y/\lambda_x)$. Die Grenzwellenlänge λ_c (entspricht 50% Dämpfung) kann bei $D'/\lambda_c \approx 0,7$ abgelesen werden und ist im Bild blau markiert.

3.3 Untersuchung und Bewertung von lichtsensitiven Sensoren zur flächigen Erfassung der Streulichtverteilung

In Abschnitt 2.3 wurden bereits die drei grundlegenden Architekturen PDA, CCD und CMOS von flächigen, fotosensitiven Sensoren vorgestellt. In Hinblick auf die Detektion der 3D-Streulichtverteilung sollen diese nun bewertet werden. Die Streulichtmesstechnik stellt hierbei enorm hohe Ansprüche: Es ist ein möglichst großer Dynamikumfang gefordert, da die Verteilung sich aus einem direkten Reflex hoher Intensität und diffus gestreutem Licht zusammensetzt. Bei der Bestimmung des Rauheitskennwerts A_q (vergleiche Gleichung (2.57) mit $k = 2$) spielen die Ausläufer der Streulichtverteilung (niedrige Intensitäten) eine wichtige Rolle. Daraus ergibt sich die Forderung nach einer guten Sensitivität, sowie einem geringen Rauschen bzw. Dunkelstrom.

Um feinste Änderungen zu erfassen, ist weiterhin eine hohe Auflösung der verwendeten Analog-Digital-Umsetzer unabdingbar. Aus der Verwendung als in-line-Messtechnik ergibt sich für eine wirtschaftliche Anwendung der Messeinrichtung ebenfalls die Forderung nach hohen Taktraten, d.h. hohen Messgeschwindigkeiten. Die Anforderungen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Großer Dynamikumfang
- Feine Auflösung bei Analog-Digital-Wandlung
- Hohe Detektivität bzw. Sensitivität
- Geringes Rauschen bzw. geringer Dunkelstrom
- Hohe Mess- und Auslesegeschwindigkeit

Hinzu kommen noch indirekte Forderungen, die sich aus der aktuellen Entwicklungsstufe der betrachteten Messeinrichtung ergeben:

- Moderate Chipkosten (Wirtschaftlichkeit)
- Große Chipfläche (um eine komplette Neukonstruktion des Sensors und seiner optischen Komponenten zu vermeiden)
- Geringe Anzahl an großen Pixeln zur Datenreduktion (alternativ: Binning)
- Verfügbarkeit geeigneter (hardwareseitiger) Vorverarbeitung und Datenerfassung in Form von z.B. Entwicklerboards

Anhand dieser Gesichtspunkte werden die drei Architekturen im Folgenden bewertet. Hierzu werden zunächst theoretische Überlegungen zum Füllfaktor und Pixelrauschen durchgeführt¹, um eine quantitative Bewertung zu ermöglichen.

3.3.1 Einfluss des Füllfaktors bei der Formmessung

Bei der mathematischen Beschreibung von Streulicht-Messeinrichtungen, ausgehend von den statistischen Momenten (2.49), wird üblicherweise statt der Integration über die sensitive Fläche eine Summation über eine diskrete Intensitätsverteilung durchgeführt

$$\mu_x^1 = M = \sum_{i=1}^N \theta'_i \cdot \frac{I'_i}{\sum_{i=1}^N I'_i} . \quad (3.8)$$

¹Die mathematischen Formulierungen in Abschnitt 3.3.1 und 3.3.2 entstammen einer nicht anderweitig veröffentlichten Korrespondenz mit Prof. Dr.-Ing. Jörg Seewig vom 06.01.2014.

Der Quotient $I'_i / \sum_{i=1}^N I'_i$ ist hierbei die Intensitätsdichtefunktion und θ'_i der diskrete Streuwinkel zum i -ten Sensorelement, mit $i = 1 \dots N$ für N sensitive Elemente. Die Summation folgt aus der endlichen Anzahl ausgedehnter fotosensitiver Elemente. Wenn sich nun die Intensität des k -ten Elements um $\Delta I'_k$ ändert, so lässt sich (3.8) am Punkt I'_k linearisieren. Aus

$$M = \frac{\theta'_k \cdot I'_k}{I'_k + \sum_{i=1, i \neq k}^N I'_i} + \sum_{i=1, i \neq k}^N \frac{\theta'_i \cdot I'_i}{I'_k + \sum_{i=1, i \neq k}^N I'_i} \quad (3.9)$$

folgt nach Anwendung der Quotientenregel

$$\begin{aligned} \Delta M_k &= \frac{\overbrace{\theta'_k \cdot \sum_{i=1}^N I'_i} + \overbrace{M \cdot \sum_{i=1}^N I'_i}}{\left(\sum_{i=1}^N I'_i \right)^2} \cdot \Delta I'_k \\ &= (\theta'_k - M) \cdot \frac{\Delta I'_k}{\sum_{i=1}^N I'_i} . \end{aligned} \quad (3.10)$$

Summation von ΔM_k über $k = 1 \dots N$ liefert somit die Gesamtänderung ΔM des Erwartungswerts.

Will man nun den Einfluss des Füllfaktors (oder äquivalent Abschattungen der Sensorelemente) betrachten, so definiert man zunächst eine lokale Maskenfunktion $H_M(\theta')$ mit dem lokalen Winkel θ' . Die diskrete Intensitätsfunktion erhält man dann durch Faltung der kontinuierlichen Intensitätsfunktion $I'(\theta')$ mit der Maskenfunktion $H_M(\theta')$. Für eine ideale Maskenfunktion, die ein Winkelsegment von 1° begrenzt, gilt z.B.

$$H_M(\theta') = \begin{cases} 1/1^\circ & \text{für } -0,5^\circ \leq \theta' \leq 0,5^\circ \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} . \quad (3.11)$$

Wenn sich die Position der Intensitätsverteilung um ΔM verschiebt, folgt daraus für die Änderung des k -ten Intensitätswerts

$$\Delta I'_k = \int_{-\infty}^{\infty} I'(\theta' - M - \Delta M) \cdot H_M(\theta' - \theta'_k) \cdot d\theta' . \quad (3.12)$$

Die Gesamtintensität

$$\sum_{i=1}^N I'_i = \int_{-\infty}^{\infty} I'(\theta' - M) \cdot \sum_{k=1}^N H_M(\theta' - \theta'_k) \cdot d\theta' \quad (3.13)$$

bleibt dabei unverändert. Setzt man Gleichung (3.12) und (3.13) in (3.10) ein und summiert über alle k , so erhält man die von der Messeinrichtung erfasste Änderung des M -Wertes ΔM_{ist} zu

$$\Delta M_{ist} = \sum_{k=1}^N \Delta M_k = \frac{\sum_{k=1}^N (\theta'_k - M) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} I'(\theta' - M - \Delta M) \cdot H_M(\theta' - \theta'_k) \cdot d\theta'}{\int_{-\infty}^{\infty} I'(\theta' - M) \cdot \sum_{k=1}^N H_M(\theta' - \theta'_k) \cdot d\theta'}. \quad (3.14)$$

Bild 3.2 veranschaulicht Gleichung (3.14) für zwei verschiedene Maskenfunktionen bei einer angenommenen Winkelabdeckung einer Diode von 1° : Neben einer Gleichverteilung (analog zu (3.11)) wird auch eine GAUSS-förmige Maskenfunktion untersucht. Aufgetragen sind jeweils die Zusammenhänge zwischen der Verstimmung der M -Werte ΔM und der von der Messeinrichtung registrierten Verstimmung der M -Werte ΔM_{ist} .

Geht man von der Beispiel-Maskenfunktion (3.11) und einer Diodenbreite, die gerade der Maskenfunktion entspricht, aus, so erhält man unter diesen idealen Voraussetzungen aus (3.14)

$$\Delta M_{ist,ideal} = \frac{\sum_{k=1}^N (\theta'_k - M) \cdot \int_{-\theta'_k - 0,5^\circ}^{\theta'_k + 0,5^\circ} I'(\theta' - M - \Delta M) \cdot d\theta'}{\int_{-\theta'_1 - 0,5^\circ}^{\theta'_N + 0,5^\circ} I'(\theta' - M) \cdot d\theta'}. \quad (3.15)$$

Nimmt man an, dass die Intensitätsfunktion vollständig auf der Sensorzeile liegt, so gilt außerdem

$$\int_{-\theta'_1 - 0,5^\circ}^{\theta'_N + 0,5^\circ} I'(\theta' - M) \cdot d\theta' = \sum_{k=1}^N \int_{-\theta'_k - 0,5^\circ}^{\theta'_k + 0,5^\circ} I'(\theta' - M - \Delta M) \cdot d\theta' \quad (3.16)$$

für die Gesamtintensität. Die Kombination der letzten beiden Gleichungen liefert

$$\begin{aligned} \Delta M_{ist,ideal} &= -M + \frac{\sum_{k=1}^N \theta'_k \cdot \int_{-\theta'_k - 0,5^\circ}^{\theta'_k + 0,5^\circ} I'(\theta' - M - \Delta M) \cdot d\theta'}{\int_{-\theta'_1 - 0,5^\circ}^{\theta'_N + 0,5^\circ} I'(\theta' - M) \cdot d\theta'} \\ &\approx -M + \frac{\int_{-\theta'_1 - 0,5^\circ}^{\theta'_N + 0,5^\circ} \theta' \cdot I'(\theta' - M - \Delta M) \cdot d\theta'}{\int_{-\theta'_1 - 0,5^\circ}^{\theta'_N + 0,5^\circ} I'(\theta' - M) \cdot d\theta'} \\ &= \Delta M, \end{aligned} \quad (3.17)$$

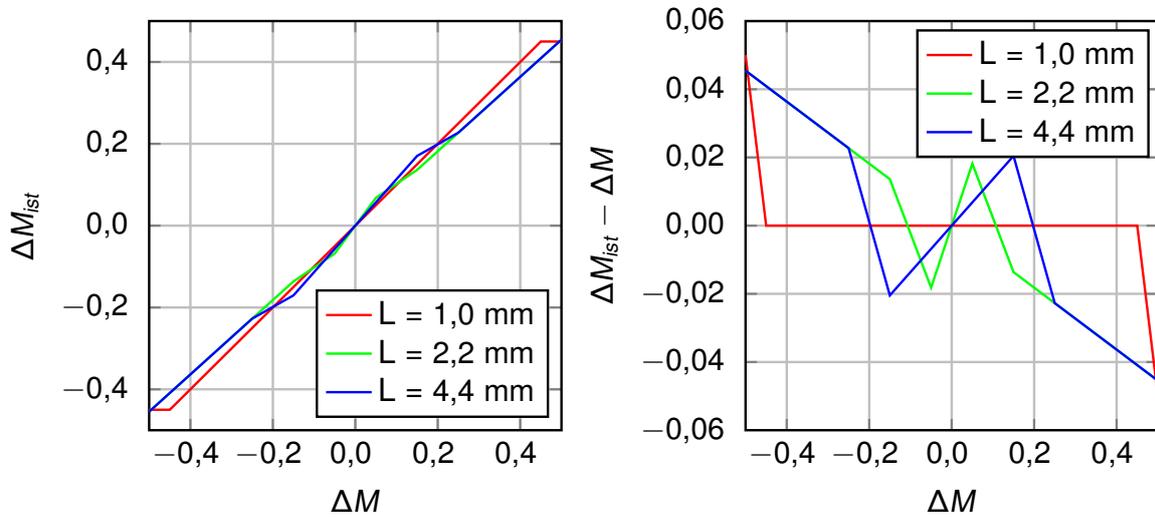
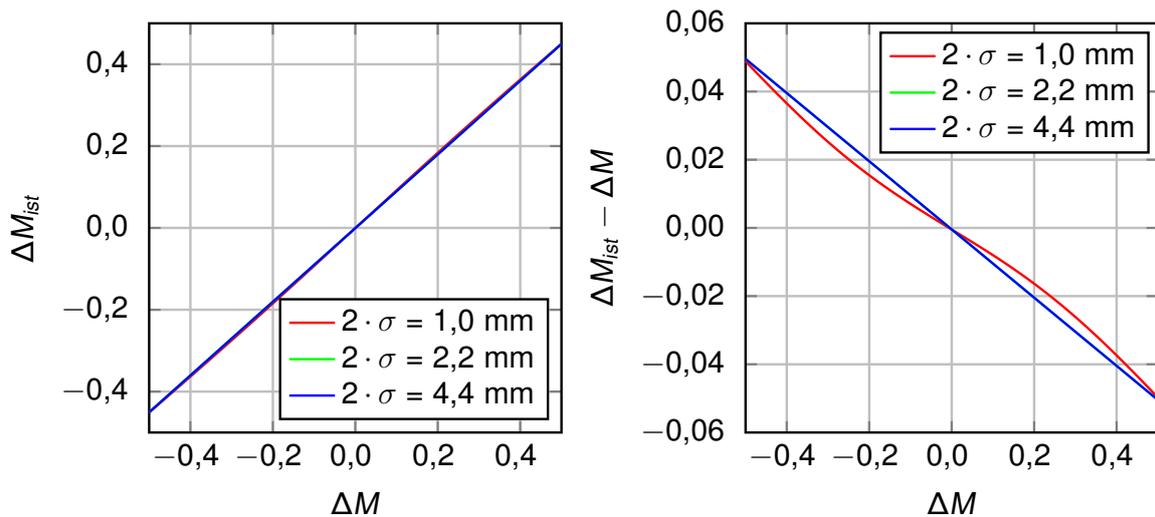
(a) Gleichverteilung mit voller Breite L (b) Abweichung bei Gleichverteilung mit Breite L (c) GAUSS-Verteilung mit voller Breite $2 \cdot \sigma$ (d) Abweichung bei GAUSS-Verteilung mit voller Breite $2 \cdot \sigma$

Bild 3.2: Verfälschung der M -Werte durch Füllfaktoren kleiner 100%. Beispielhaft wird von einer Winkelabdeckung einer Diode von 1° mit Füllfaktor von 90% (entlang der Messrichtung) ausgegangen. (a) Vergleich zwischen einer Verstimmung der M -Werte ΔM und der von der Sensorzeile registrierten Ist-Änderung ΔM_{ist} für eine Gleichverteilung mit voller Breite L . (b) Differenz zwischen Soll- und Ist-Wert für eine Gleichverteilung. (c) Vergleich zwischen einer Verstimmung der M -Werte ΔM und der von der Sensorzeile registrierten Ist-Änderung ΔM_{ist} für eine GAUSS-förmige Verteilung mit voller Breite $2 \cdot \sigma$. (d) Differenz zwischen Soll- und Ist-Wert für eine GAUSS-förmige Verteilung.

wobei die Summe über diskrete Winkel θ'_k durch die Integration über θ' genähert wurde. Gleichung (3.17) ist das Ergebnis (für die in (3.10) durchgeführte Linearisierung mit (3.14) als Resultat) für den hier betrachteten Spezialfall der Maskenfunktion.

3.3.2 Einfluss von Pixelrauschen auf Form- und Rauheitsmessungen

Mit den Ergebnissen aus Abschnitt 3.3.1 lässt sich auch der Einfluss von Pixelrauschen auf die Formmessung untersuchen: Gemäß Gleichung (3.10) gilt

$$\Delta M_k = (\theta'_k - M) \cdot \frac{\Delta I'_k}{\sum_{i=1}^N I'_i}.$$

Unter der Annahme, dass jeder Intensitätswert I'_k durch eine mittelwertfreie Dichte mit Varianz $\sigma_{\Delta I'_k}^2$ überlagert ist, kann für jedes Sensorelement eine Unsicherheit von ΔM_k , nämlich

$$\sigma_{\Delta M_k}^2 = (\theta'_k - M)^2 \cdot \frac{\sigma_{\Delta I'_k}^2}{\left(\sum_{i=1}^N I'_i\right)^2}, \quad (3.18)$$

angegeben werden. Summation über alle k liefert die Unsicherheit des M -Wertes in Abhängigkeit der Unsicherheiten aller Intensitätswerte.

Ein Pixelrauschen wird i.d.R. ein mittelwertfreies, gleichverteiltes Rauschen der einzelnen Intensitätswerte sein. Setzt man daher für die Unsicherheit der einzelnen Intensitätswerte ein solches Rauschen der vollen Breite $2 \cdot B$ an (mit einer Varianz von $\sigma_{\Delta I'_k}^2 = B^2/3$), folgt die Standardabweichung für den M -Wert zu

$$\sigma_{\Delta M} = \frac{B}{I'_0} \cdot \sqrt{\frac{1}{3} \cdot \sum_{k=1}^N (\theta'_k - M)^2}, \quad (3.19)$$

unter der Annahme einer konstanten Gesamtintensität I'_0 . Das Ergebnis ist linear im Quotienten B/I'_0 .

Analog zur Betrachtung des M -Wertes in Abschnitt 3.3.1 lässt sich auch die Varianz der Streulichtverteilung, gegeben durch das zweite statistische Moment μ_x^2 der Verteilungsdichte, genauer untersuchen: Es lässt sich, unter Ausnutzung der Linearität des Erwartungswerts sowie einer binomischen Formel [CK08, S. 212], ausdrücken als

$$\sigma_I^2 := \mu_x^2 = \sum_{i=1}^N \theta_i'^2 \cdot \frac{I'_i}{\sum_{i=1}^N I'_i} - \left(\sum_{i=1}^N \theta_i' \cdot \frac{I'_i}{\sum_{i=1}^N I'_i} \right)^2. \quad (3.20)$$

Wenn sich nun die Intensität des k -ten Elements um $\Delta I'_k$ ändert, so lässt sich (3.20) am Punkt I'_k linearisieren. Man erhält nach ähnlicher Rechnung wie in (3.10) den linearisierten Ausdruck

$$\Delta \sigma_{I',k}^2 = \left((\theta'_k - M)^2 - \sigma_{I'}^2 \right) \cdot \frac{\Delta I'_k}{\sum_{i=1}^N I'_i} \quad (3.21)$$

für das k -te Sensorelement. Summation über $k = 1 \dots N$ liefert wieder die Gesamtänderung der Varianz $\Delta \sigma_{I'}^2$.

Um das Ergebnis (3.21) konform zur VDA 2009 darzustellen, kann man es zu

$$\Delta A_{q,k} = \left((\theta'_k - M)^2 \cdot Q - A_q \right) \cdot \frac{\Delta I'_k}{\sum_{i=1}^N I'_i} \quad (3.22)$$

umschreiben, mit dem Korrekturfaktor Q . Letzterer ist so anzupassen, dass sich $A_q = 100$ für eine homogen ausgeleuchtete Sensorzeile ergibt.

Nimmt man auch an dieser Stelle an, dass jeder Intensitätswert I'_k durch eine mittelwertfreie Dichte mit Varianz $\sigma_{\Delta I'_k}^2$ überlagert ist, kann für jedes Sensorelement eine Unsicherheit von $\Delta A_{q,k}$, nämlich

$$\sigma_{\Delta A_{q,k}}^2 = \left((\theta'_k - M)^2 \cdot Q - A_q \right)^2 \cdot \frac{\sigma_{\Delta I'_k}^2}{\left(\sum_{i=1}^N I'_i \right)^2}, \quad (3.23)$$

angegeben werden. Summation über alle k liefert, analog zu oben, die Unsicherheit des A_q -Wertes in Abhängigkeit der Unsicherheiten aller Intensitätswerte. Setzt man erneut das Sensorrauschen durch eine mittelwertfreie Gleichverteilung an, so folgt analog zu Gleichung (3.19) die Standardabweichung für A_q zu

$$\sigma_{\Delta A_q} = \frac{B}{I'_0} \cdot \sqrt{\frac{1}{3} \cdot \sum_{k=1}^N \left((\theta'_k - M)^2 \cdot Q - A_q \right)^2}. \quad (3.24)$$

Auch die Standardabweichung für A_q ändert sich linear im Quotienten B/I'_0 .

Zur besseren Veranschaulichung kann man ein einfaches Zahlenbeispiel betrachten: Gegeben sei eine GAUSS-förmige Intensitätsverteilung mit $M = 1$ und $A_q = 15$. Die maximale lokale Intensität $I'_{k,max}$ eines einzelnen fotosensitiven Elements betrage 70% der Kapazität. Untersucht werden eine 32-elementige, sowie eine 512-elementige Zeile, die jeweils einen Streuwinkelbereich von $\pm 16^\circ$ abdecken. Während die 32-elementige Zeile mit 16 bit Analog-Digital-Umsetzern betrieben wird, besitzt die 512-elementige

Tabelle 3.1: Rechenbeispiel zu Gleichung (3.24) und (3.19). Untersucht werden eine Sensorzeile mit 32, sowie mit 512 Elementen. Beide decken einen Streuwinkelbereich von $\pm 16^\circ$ ab, weisen dabei aber eine unterschiedliche Anzahl an Quantisierungsstufen (Anzahl an ADC Bits) auf. Angenommen wird weiterhin, dass eine GAUSS-förmige Intensitätsverteilung ($A_q = 15$, $M = 1$) vorliegt, und das lokale Intensitätsmaximum $I'_{k,max}$ 70% der Pixelkapazität betrage.

Anzahl Elemente	32	512
ADC Bits	16	8
$I'_{k,max}$	45.900	180
I'_0	411.700	25.800
Rauschbreite B	2 bit	1 bit
$\sigma_{\Delta A_q}$	0,0030	0,0638
$\sigma_{\Delta M}$	0,0002	0,0047

nur 8 bit. Die Gesamtintensität I'_0 lässt sich aus der Summe über alle Dioden berechnen und ist zusammen mit den anderen Werten in Tabelle 3.1 angegeben. Als Rauschbreite B wird für die 32-elementige Zeile ein Wert von 2 bit angenommen, d.h. eine gleichverteilte Schwankung um ± 3 Schritte bei $2^{16} = 65.536$ Quantisierungsschritten. Für die 512-elementige Zeile wird hingegen eine Rauschbreite B von 1 bit angenommen, was ± 1 Schritt bei $2^8 = 256$ Quantisierungsschritten entspricht.

Die Unsicherheiten $\sigma_{\Delta A_q}$ und $\sigma_{\Delta M}$ bei der 512-elementigen Zeile liegen eine Größenordnung über der Unsicherheit der 32-elementigen Zeile. Trotzdem liegen alle Werte, für das aktuelle Beispiel betrachtet, unter 0,5% des A_q - bzw. M -Wertes. Während die größere Unsicherheit des A_q -Wertes (je nach gegebenen Toleranzen) noch akzeptabel sein kann, stellt die erhöhte Unsicherheit des M -Wertes ein Problem dar. Diese wirkt sich insbesondere bei der Integration der M -Werte (zur Berechnung eines Höhenprofils) über eine lange Messstrecke aus. Hierbei wird das überlagerte Rauschen numerisch integriert und vergrößert das Unsicherheitsband des rekonstruierten Profils mit steigender Messlänge zunehmend (vergleiche [See+09b, S. 404]).

3.3.3 Bewertung der PDA-Technologie

Wie in Abschnitt 2.3.2 beschrieben, können Fotodioden mit sensitiven Flächen in nahezu beliebiger Größe hergestellt werden und ermöglichen somit selbst bei geringer Anzahl an sensitiven Elementen große Sensorausdehnungen. Durch die sehr hohe Quanteneffizienz von zum Teil über 90%, die kurze Ansprechzeit in der

Größenordnung von Mikrosekunden, sowie die gute Linearität über weite Bereiche der Beleuchtungsstärke, eignen sich Arrays aus Fotodioden ideal zur Streulichtmessung. Der große Dynamikumfang ermöglicht weiterhin die sichere Erfassung sowohl des direkten Reflexes als auch der diffusen Streustrahlung. Aus diesem Grund nutzt auch der aktuell betrachtete Streulichtsensor der Fa. OPTOSURF GMBH Fotodioden zur Lichtdetektion. Kombiniert mit hochauflösenden Analog-Digital-Wandlern steht somit ein hochdynamischer, rauscharmer und schneller Detektor zur Verfügung.

Ein linearer (Zeilen-) Detektor kann leicht durch Aneinanderreihung einzelner Dioden realisiert werden. Diverse Hersteller bieten fertige Diodenzeilen mit 16, 32, oder mehr Elementen an. Der hier betrachtete Sensor nutzt eine Zeile mit 32 Elementen, die jeweils eine Breite von 1 mm aufweisen. Ein entscheidender Nachteil dieser Technik ist jedoch, dass die Dioden stets seitlich kontaktiert werden. Der Aufbau von Matrix-Arrays zur flächigen Erfassung der Streulichtverteilung ist daher nur mit großen „blinden“ Bereichen möglich.

Tabelle D.1 (Anhang D, Seite 145) gibt einen Überblick (ohne Anspruch auf Vollständigkeit) über aktuell marktverfügbare PDAs. Nur ein einziger Hersteller fertigt flächige PDAs mit 4×4 Pixeln (quadratische Pixel mit 1 mm^2 Fläche). Die Pixelzahl ist jedoch zu gering, um die Streulichtverteilung auswerten zu können. Auf die in Tabelle D.1 aufgelisteten linearen PDAs wird an dieser Stelle, wegen fehlendem Bezug zur Erfassung der 3D Streulichtverteilung, nicht weiter eingegangen.

3.3.4 Bewertung der CCD-Technologie

Charge-Coupled Devices bestehen aus vielen kleinen Pixeln und besitzen dementsprechend nur eine geringe Ladungskapazität. Daraus folgt, selbst bei geringem Dunkelstrom, ein eingeschränkter Dynamikumfang. Typische Werte liegen bei 50 bis 80 dB [Bur+06, S. 528], im wissenschaftlichen Anwendungsbereich zum Teil auch darüber (vergleiche Tabelle D.2 im Anhang D). Frame Transfer CCDs besitzen zwar einen hohen Füllfaktor (und dadurch bedingt eine gute Quanteneffizienz), allerdings ist die Auslese vergleichsweise langsam und erfordert einen mechanischen Verschluss bei schnell variierenden Intensitäten. Sie sind daher nicht für schnelle in-line-Messungen geeignet. Bei Verwendung von Interline CCDs kann auf einen mechanischen Verschluss verzichtet werden, jedoch sinkt der Füllfaktor gegenüber Frame Transfer CCDs deutlich, was sich in einem schlechteren Dynamikumfang, sowie einer geringeren Responsivität äußert.

Große Chipflächen, vergleichbar mit den 32 mm Kantenlänge des aktuell verwendeten PDA, sind einerseits teuer in der Herstellung und liefern andererseits eine

unüberschaubare Datenmenge im hohen Megapixel-Bereich. Prinzipiell sind (sowohl bei der CCD- als auch CMOS-Technik) lichtsensitive Pixelflächen größer als $25\ \mu\text{m} \times 25\ \mu\text{m}$ schwer zu realisieren, da die Diffusionslänge zu groß wird und somit die Wahrscheinlichkeit von Rekombinationen ansteigt [PCO10b, S. 1]. Letzteres wiederum wäre u.a. nachteilig für die Quanteneffizienz. Eine Steigerung der QE durch Mikrolinsen ist auch nur eingeschränkt möglich, da diese nicht beliebig groß gefertigt werden können [PCO10b, S. 1]. Letztendlich bleibt nur die Möglichkeit eines hohen Füllfaktors zur Steigerung der QE, was wieder auf die langsamen Full Frame CCDs führt.

Tabelle D.2 (Anhang D, Seite 147) zeigt eine Auflistung marktverfügbarer-CCD Sensoren, sowie fertig konfektionierter Kameralösungen, für den wissenschaftlichen Einsatz. Keine der aktuell verfügbaren Sensoren oder Kameras ist als Ersatz für das lineare PDA des Streulichtensors geeignet: Der Dynamikumfang der flächigen Sensoren ist durchweg deutlich zu klein. Gekühlte Kamerasysteme erreichen zwar einen Dynamikumfang von circa 100 dB, sind dann aber inklusive der Peltier-Elemente so groß, dass sie nicht in die Messeinrichtung integriert werden können. Weiterhin ist die Bildrate durchschnittlich zwei bis drei Größenordnungen unter der aktuellen Datenerfassungsrate mit linearem PDA. Selbst wenn in näherer Zukunft ein Sensor mit geeignetem Dynamikumfang und hoher Bildrate verfügbar sein sollte, so bleiben zwei weitere Probleme: Die riesigen Datenmengen von mehreren Megapixeln müssen ausgelesen und (für eine in-line-Anwendung der Messeinrichtung) in Echtzeit verarbeitet werden². Weiterhin sind, aus Geschwindigkeits- und Rauschminimierungsgründen, die Chipkantenlängen deutlich kleiner als bei der aktuell eingesetzten PDA-Zeile. Daraus ergibt sich eine Neukonstruktion der Optik und, zusammen mit dem neuen flächigen Sensor und dessen Signalverarbeitungskette, einer vollständig neuen Messeinrichtung. Neben den enormen technischen Herausforderungen ist dies nach aktueller Marktlage wirtschaftlich nicht rentabel.

3.3.5 Bewertung der MOS-Technologie

Sensoren basierend auf der MOS-Architektur haben sowohl Vor- als auch Nachteile gegenüber CCD-Sensoren. Zu den Vorteilen gehört der höhere Dynamikumfang von theoretisch bis zu 170 dB [Bur+06, S. 528]. Solche hochdynamischen Sensoren weisen jedoch keine lineare Kennlinie mehr auf, sondern eine logarithmische. Zum Teil kommen sogar Kombinationen aus linearer Kennlinie im unteren und

²Beispiel: 1 MPixel Kamera mit 16 bit Auflösung bei einer Bildrate von 1000 fps liefert einen Datenstrom von 2.000 MB/s.

logarithmischer im oberen Dynamikbereich vor (vergleiche Tabelle D.3, Seite 149 Anhang D). Die Steigerung der Dynamik wird durch APS oder DPS erreicht, die direkt im Pixel das Signal verstärken, sowie bei einer drohenden Überbelichtung Ladung kontrolliert abfließen lassen. Diese Funktionalitäten benötigen jedoch zusätzliche Transistoren im Pixel, wodurch der Füllfaktor sinkt.

Wie bereits im vorherigen Abschnitt 3.3.4 erläutert, sind bei der CCD- und CMOS-Architektur Pixelflächen größer als $25 \mu\text{m} \times 25 \mu\text{m}$ schwer zu realisieren. Für eine gute Detektivität des Sensors ist daher der Füllfaktor der Pixel entscheidend. Aufgrund der zusätzlichen Transistoren, eventueller Speicher, etc. ist dieser in der Regel geringer als bei vergleichbaren CCD-Sensoren (vergleiche Tabelle D.2 und D.3, Anhang D).

Der Standardverschluss bei der MOS-Architektur ist, wie in Abschnitt 2.3.4 erläutert, der Rolling Shutter. Zur Realisierung eines Global Shutter werden zusätzliche Transistoren benötigt, was wiederum den Füllfaktor reduziert [Lit01, S. 155]. Allerdings ist der Global Shutter für sich schnell verändernde Beleuchtungen der Sensorfläche (wie sie bei der Streulichtmessung auftreten) von Vorteil, da das Verschmieren der erfassten Bilder minimiert wird.

MOS-Sensoren weisen weiterhin ein höheres Rauschen auf, da die zusätzlichen Schaltkreise im Pixel das Untergrundrauschen durch verschiedene Potentiale und Übersprecher erhöhen [Lit01, S. 154]. Besonders DPS erzeugen bei digitalen Schaltvorgängen im Pixel Störungen in analogen Komponenten [Lit05, S. 156]. Wie bereits in Abschnitt 3.3.2 anhand eines einfachen Rechenbeispiels verdeutlicht, spielt das Pixelrauschen jedoch eine untergeordnete Bedeutung und hat nur geringen Einfluss auf die Kennwerte M und A_g . Geeignete Maßnahmen, wie z.B. das digitale Binning oder Mittelung über mehrere Einzelbilder, ermöglichen selbstverständlich eine rechnerische Reduzierung des Rauschens.

Tabelle D.3 (Anhang D, Seite 149) zeigt eine Auflistung marktverfügbarer MOS-Sensoren, sowie fertig konfektionierter Kameralösungen, für den wissenschaftlichen Einsatz. Die Dynamikumfang der aktueller MOS-Sensoren sind deutlich größer als die von CCD-Sensoren und ermöglichen somit theoretisch die Erfassung des direkten Reflexes und des diffus gestreuten Lichts ohne Überbelichtung oder Blooming. Im Gegenzug ist jedoch die Quanteneffizienz geringer und das Rauschen größer. Damit einhergehend ist die Detektivität geringer, was sich auf die Qualität der Messungen des diffus gestreuten Lichts mit geringer Intensität auswirkt. Da, analog zur CCD-Architektur, die Bildrate zwei bis drei Größenordnungen geringer ist als im aktuellen Aufbau der Messeinrichtung mit linearem PDA, kann keiner der aktuell verfügbaren Sensoren oder Kameras als adäquater Ersatz für das lineare PDA angesehen werden. Auch hier bestehen zusätzlich die Probleme der großen Datenmengen von lateral

Tabelle 3.2: Vergleich von Sensoreigenschaften. Symbolische Bewertung mittels „gut“ (✓), „akzeptabel“ (○) und „schlecht“ (✗).

<i>Sensor</i>	lineares PDA	flächiges PDA	CCD	MOS
<i>große Dynamik</i>	✓	✓	○	✓
<i>gute Detektivität</i>	✓	✓	✓	○
<i>geringer Dunkelstrom</i>	✓	✓	✓	○
<i>hohe Messgeschwindigkeit</i>	✓	✓	✗	✗
<i>große Chipfläche</i>	✓	✗	✗	✗
<i>Wirtschaftlichkeit</i>	✓	✓	○	○
<i>geeignete Pixelzahl</i>	✓	✗	✗	✗
<i>Integration in ME</i>	✓	✓	✗	○

hochauflösenden flächigen Sensoren, sowie der geringen Abmaße der Sensorflächen, welche eine komplette Neukonstruktion der Messeinrichtung nötig machen würden. Als Vorteil der MOS-Kameras (Tabelle D.3) kann der Verzicht auf aufwändige Kühlungen angesehen werden. Eine Integration der kompakten Kameras in eine bestehende Messeinrichtung wird somit erleichtert. In Abschnitt 6 wird daher eine Machbarkeitsstudie an einem CMOS-Sensor durchgeführt. Es sind hierzu nur geringe Modifikationen des optischen Aufbaus der bestehenden Messeinrichtung nötig.

3.3.6 Abschließende Bewertung der Architekturen

In den Abschnitten 3.3.3 bis 3.3.5 wurden die Eigenschaften von PDA-, CCD- und MOS-Sensoren einzeln bewertet. Die besten Eigenschaften weisen PDAs auf, allerdings sind sie nicht als flächige Sensoren mit ausreichender Pixelzahl verfügbar. Flächige Sensoren können daher nur mittels CCD- oder MOS-Architektur realisiert werden. Während erstere durch eine gute Detektivität überzeugt, besitzt letztere einen hohen Dynamikumfang. Beide Architekturen weisen jedoch enorme Defizite bei der Bildrate auf. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse aus den vorangegangenen Abschnitten ist in Tabelle 3.2 dargestellt. Betrachtet werden neben dem Dynamikumfang, der Detektivität und dem Dunkelstrom (Rauschen) auch die Chipfläche (geeignete Größe, ohne Notwendigkeit einer Neukonstruktion der Messeinrichtung), die Wirtschaftlichkeit (Sensor- und Entwicklungskosten), sowie die Möglichkeit zur Integration in die bestehende Messeinrichtung (ME).

Zusammenfassend gilt, dass nach aktueller Marktlage keine adäquate flächige Alternative zum momentan verwendeten linearen PDA existiert.

4 Qualifizierung der 2D-Streulicht-Messeinrichtung

Neben der 3D-Erfassung von Streulicht ist ein weiterer Schwerpunkt dieser Arbeit die Qualifizierung der bestehenden Messeinrichtung. Hierzu werden in den folgenden Abschnitten ein Versuchsaufbau, durchgeführte Messungen und Ergebnisse vorgestellt, die die Eigenschaften des Herzstücks des Sensors, der Fotodiodenzeile inklusive der vorverarbeitenden Elektronik (Verstärker und Analog-Digital-Wandler), qualifizieren.

4.1 Versuchsaufbau

4.1.1 Köhler-Beleuchtung

Für die folgenden Messungen wird eine homogene Ausleuchtung der Dioden auf der Zeile benötigt. Diese Homogenität der Beleuchtung erreicht man beispielsweise mit einer KÖHLER-Beleuchtung. Der Aufbau geht auf KÖHLER zurück und wurde für die Mikroskopie entwickelt [Köh83]. Er besteht aus zwei Linsen und zwei Blenden: Zunächst wird mit Hilfe einer Sammellinse das leicht vergrößerte Bild einer Lichtquelle erzeugt. In der Bildebene befindet sich eine Blende, die sogenannte Aperturblende. Im Abstand der Brennweite folgt ein Kondensor. Die zweite Blende (Leuchtfeldblende) wird zwischen Sammellinse und Aperturblende positioniert, vorzugsweise nahe der Sammellinse.

Die Aperturblende ermöglicht es, die Intensität der Beleuchtung einzustellen, ohne die Größe des Leuchtfleckdurchmessers zu ändern. Die Leuchtfeldblende hingegen ermöglicht die Einstellung des Leuchtfleckdurchmessers ohne Intensitätsänderung. Ein weiterer Vorteil der KÖHLER-Beleuchtung ist die Durchmischung aller Punkte der Lichtquelle im Bild. In der Mikroskopie kann daher eine Lampe mit Glühwendel eingesetzt, und trotzdem eine homogene Präparatbeleuchtung erreicht werden.

Für die Qualifizierung der Sensorzeile des Streulichtensors ist eine Lichtquelle mit 670 nm von Nöten. Eine entsprechende LED mit dieser Wellenlänge sollte außerdem eine möglichst große aktive Fläche und eine homogene Abstrahlung besitzen, um annähernd gleiche Ausgangsbedingungen für die KÖHLER-Beleuchtung zu haben wie die üblicherweise eingesetzten Lampen. Die LED vom Typ L6112-02 von HAMAMATSU PHOTONICS K. K. besitzt diese Eigenschaften¹. Da die aktive Fläche vergleichsweise

¹ $\lambda_{peak} = 670 \text{ nm}$, 1,2 mm Durchmesser der aktiven Fläche, > 95% rel. Leistung in einem Abstrahlwinkel von $-20^\circ < \theta < +20^\circ$.

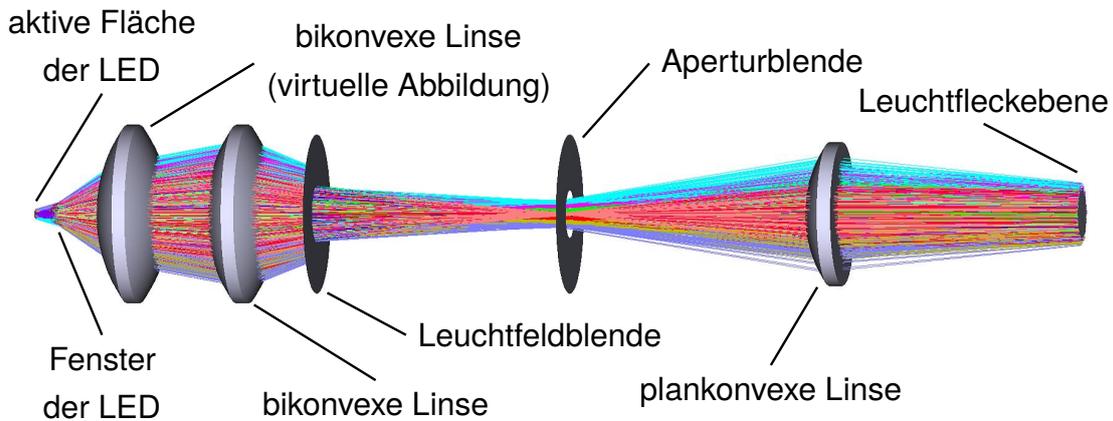


Bild 4.1: Ray-Tracing-Modell der verwendeten KÖHLER-Beleuchtung. Die einzelnen Komponenten sind im Bild benannt.

(bezogen auf die üblicherweise verwendeten Lampen bei KÖHLER'schen Beleuchtungen) klein ist, wird zusätzlich ein virtuelles Bild der LED mit Hilfe einer Sammellinse erzeugt. Die gesamte Optik ist in einem Ray-Tracer² ausgelegt und simuliert worden. Ein prinzipieller Aufbau ist in Bild 4.1 zu sehen. Bei einer Länge von nur 130 mm des gesamten KÖHLER-Aufbaus (von der LED bis zur Leuchtfleckenebene) können homogene Beleuchtungen von bis zu 4 mm im Durchmesser erzeugt werden. Mit leichten Einschränkungen in der Homogenität, d.h. Abweichungen der eingeschlossenen Energie im Vergleich zum Ideal unter 10%, sind sogar Leuchtfleckdurchmesser von über 6 mm möglich (vergleiche Bild 4.2).

Betrieben wird die LED mit einstellbaren Konstantstromquellen: Das obere Drittel des vom Streulichtsensor detektierbaren Intensitätsbereichs (entspricht einem Strom von 10 mA oder mehr) wird mit Hilfe einer auf dem Baustein LM317 basierenden Schaltung gemessen. Eine weitere Schaltung, basierend auf dem LM334 mit zusätzlicher Temperaturkompensation, wird benötigt, um den unteren Intensitätsbereich abzudecken.

4.1.2 Intensitätsmessung

Die Intensität der KÖHLER-Beleuchtung muss mit einem vom Streulichtsensor unabhängigen Messgerät erfasst werden, um die Linearität des PDAs (siehe Abschnitt 4.2) untersuchen zu können. Die Messung wird mit einer Fotodiode vom Typ BPW21R durchgeführt, welche sich durch eine lineare Kennlinie bei großer sensitiver Fläche (7,5 mm²) auszeichnet. Die Fotodiode wird als Stromquelle in einem Strom-

²Zemax EE von ZEMAX LLC, Redmond (USA)

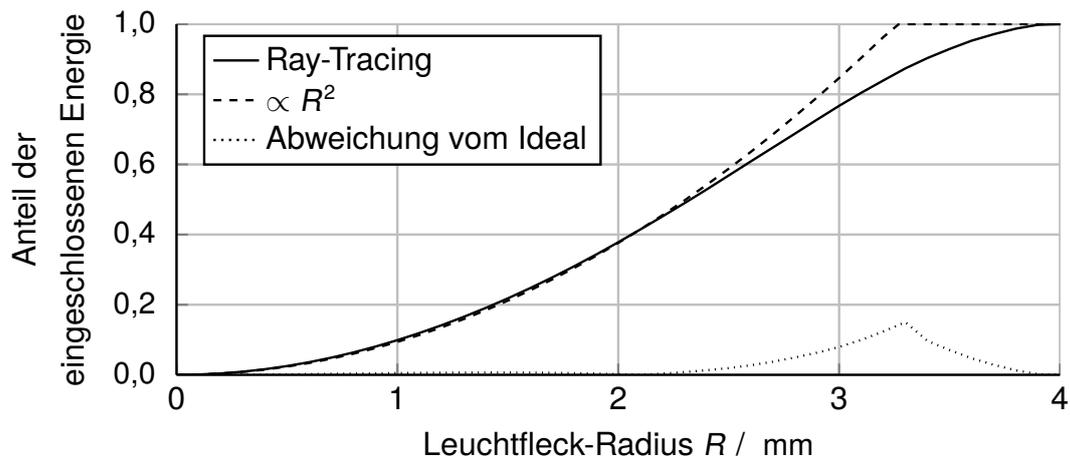


Bild 4.2: Homogenitätssimulation der KÖHLER-Beleuchtung aus Bild 4.1. Die per Ray-Tracing simulierte, kreisförmig eingeschlossene Energie wird mit einem zu R^2 proportionalen Verlauf verglichen. Die Differenz beider ist ebenfalls dargestellt.

Spannungs-Wandler (Operationsverstärker vom Typ MCP6002) betrieben. Der Verstärkungsfaktor der Schaltung wurde mit $5 \cdot 10^5$ gerade so gewählt, dass die maximal vom Streulichtsensor detektierbare Intensität ein Spannungssignal von knapp unter 2 Volt liefert, was wiederum den Messbereich des verwendeten Spannungsmessgeräts voll ausnutzt. Letzteres ist eine Datenerfassungskarte vom Typ 6258 (NATIONAL INSTRUMENTS) und hat eine maximale Messunsicherheit (laut Datenblatt) von $1920 \mu\text{V}$ (3σ -Umgebung). Für alle folgenden Spannungswerte wurde weiterhin eine Null-Punkt-Korrektur durchgeführt. Das bedeutet, dass der gemessene Spannungswert ohne Beleuchtung von allen Datensätzen subtrahiert, sowie die Unsicherheit der Null-Messung quadratisch zu den Messunsicherheiten addiert wurde.

Da die Schaltung zur Intensitätsmessung nicht kalibriert ist, besteht keine Möglichkeit der Rückführung. Das bedeutet, dass der Zusammenhang zwischen Beleuchtungsstärke und digitalem Wert des PDA nicht angegeben werden kann. Da jedoch keine der Komponenten innerhalb der hier durchgeführten Messreihen ausgetauscht wurde (und zusätzlich konstante Umgebungsbedingungen herrschten, siehe Abschnitt 4.1.3), sind die erhaltenen Spannungswerte somit untereinander vergleichbar. Oder anders ausgedrückt, zwischen aufgetragener (gemessener) Spannung und der Beleuchtungsstärke existiert ein konstanter aber unbekannter Faktor.

4.1.3 Gesamtaufbau

Die KÖHLER-Beleuchtung wurde zusammen mit einer Drei-Achs-Mimik auf einer Grundplatte montiert. Die Drei-Achs-Mimik trägt sowohl die Sensorplatinen als auch die Fotodiodenschaltung zur Intensitätsmessung. Sie ermöglicht eine freie Positionierung im Raum und dient der gezielten Translation der Sensorzeile während den folgenden Messungen.

Der gesamte Aufbau befindet sich in einer kontrollierten Umgebung ($20,0\text{ °C} \pm 0,5\text{ °C}$, $50\% \pm 5\%$ rel. Feuchte), aufgebaut auf einem schweren Granit zur Schwingungsdämpfung. Im folgenden Abschnitt 4.2.1 werden unter anderem Umgebungseinflüsse durch Tageslicht und die Deckenbeleuchtung untersucht.

Jede einzelne Diode der Sensorzeile (inklusive Verstärker und Analog-Digital-Umsetzer) hat eine Auflösung von 16 bit, was einem Wertebereich von 0 bis 65535 entspricht. Den in den folgenden Abschnitten angegebenen Diodenwerten liegt dieser Wertebereich zugrunde.

4.2 Homogenität und Linearität des PDA

Alle bisher durchgeführten Berechnungen und Auswertungen, sowohl in dieser Arbeit als auch im industriellen Umfeld, gehen davon aus, dass die fotosensitiven Dioden des Streulichtsensoren sowohl homogen als auch linear sind. Homogen bedeutet in diesem Zusammenhang, dass bei gleicher Beleuchtungsintensität jede Diode (inklusive ihres Verstärkers und Analog-Digital-Umsetzers) das gleiche digitale Ergebnis liefert. Linearität bedeutet weiterhin, dass ein linearer Zusammenhang zwischen Beleuchtungsintensität und dem Diodenwert (wiederum nach Verstärkung und Analog-Digital-Wandlung) besteht, der zusätzlich für jede Diode gleich ist, was aus der Homogenitätsforderung folgt.

4.2.1 Voruntersuchungen

Vor der Durchführung der Messreihen zur Homogenitäts- und Linearitätsuntersuchung müssen das elektronische Rauschen, sowie mögliche Umgebungseinflüsse, untersucht werden. Ohne Anschluss der Leuchtdiode des Referenzsensors wurden bei verschiedenen Umgebungsbedingungen (vergleiche Tabelle 4.1) die mittleren Diodenwerte inklusive 95%-Vertrauensintervall ermittelt. Die statistische Absicherung erfolgt jeweils über 50 Wiederholmessungen. Der Einfluss von Tageslicht und Deckenlicht ist deutlich messbar (vergleiche Tabelle 4.1). Zu beachten ist auch die

Tabelle 4.1: Aus 32 Dioden gemittelter Diodenwert (inklusive Streuung) bei wechselnden Umgebungsbedingungen: Tageslicht, Deckenlicht an/aus, mit/ohne Abdeckung des Aufbaus durch einen Karton, mit/ohne Abkleben aller Öffnungen bei Abdeckung mit Karton.

Deckenlicht	Aufbau abgedeckt	Öffnungen abgeklebt	Diodenwert (95%)
an	nein	-	94,2 ± 21,9
aus	nein	-	52,3 ± 5,9
an	ja	nein	8,66 ± 2,62
aus	ja	nein	8,56 ± 2,56
an	ja	ja	8,46 ± 2,66
aus	ja	ja	8,42 ± 2,45

starke Schwankung zwischen den einzelnen Dioden (ohne Abdeckung des Aufbaus zum Schutz vor störendem Streulicht aus der Umgebung) aufgrund einer inhomogenen Störbeleuchtung und/oder Schattenwurf, erkennbar an den großen Vertrauensintervallen. Eine Abdeckung des Aufbaus zum Schutz vor Umgebungslicht ist daher für die folgenden Messungen zwingend erforderlich. Ein zusätzliches Abkleben aller Öffnungen der Abdeckung ist innerhalb der Messgenauigkeit hingegen nicht nötig.

Als weiterer Schritt wurden mit Hilfe von 250 Wiederholmessungen das mittlere Diodenrauschen, d.h. das durchschnittliche Rauschen einer einzelnen Diode, ermittelt. Hierzu wurde zunächst für jede Diode separat die Standardabweichung berechnet. Eine Mittelung letzterer liefert ein mittleres Diodenrauschen (95%-Vertrauensintervall) von 2,79. Die zugehörige Unsicherheit des gebildeten Mittelwerts liegt bei $\pm 0,26$ (ebenfalls 95%-Vertrauensintervall).

Schwankungen des mittleren Pixelrauschens in Abhängigkeit von der Sensorlaufzeit sind, innerhalb der Unsicherheiten, nicht feststellbar. Dies wurde mit Messungen kurz nach dem Einschalten, nach acht Stunden und nach 72 Stunden geprüft.

Bild 4.3 zeigt die Diodenwerte der 32 Fotodioden, gemittelt über 140 Messungen, inklusive des 95%-Vertrauensintervalls. Die eingezeichneten Diodenwerte charakterisieren das elektronische Rauschen der Fotodiode selbst, sowie des angeschlossenen Verstärkers mit Analog-Digital-Umsetzer. Die Schwankungen sind fertigungsbedingt und somit nicht nur von Diode zu Diode verschieden, sondern auch von Diodenzeile zu -zeile. Üblicherweise werden die Werte daher in der Messsoftware hinterlegt und bei jeder Messung vom erzielten Ergebnis abgezogen. Auch für die folgenden Betrachtungen sind sie zu berücksichtigen. Nach Abzug der Werte von der gemessenen Streulichtverteilung kann man weiterhin das zuvor berechnete Unsicherheitsintervall

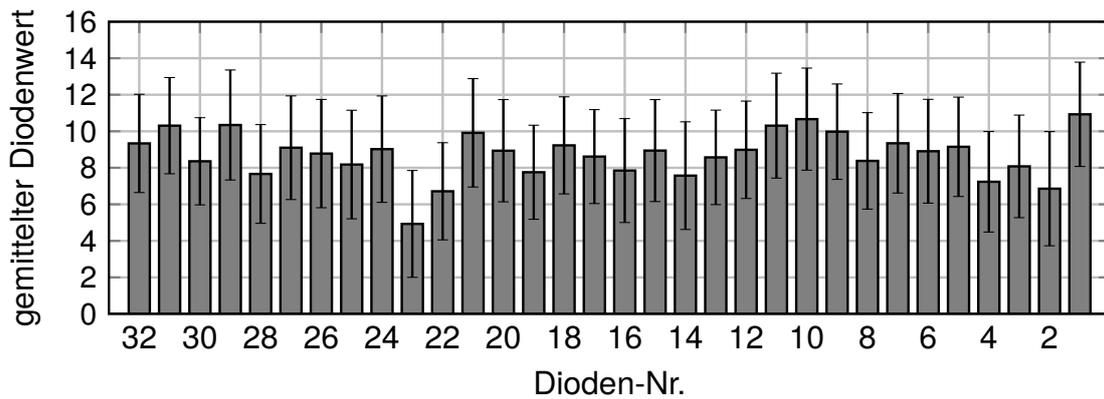
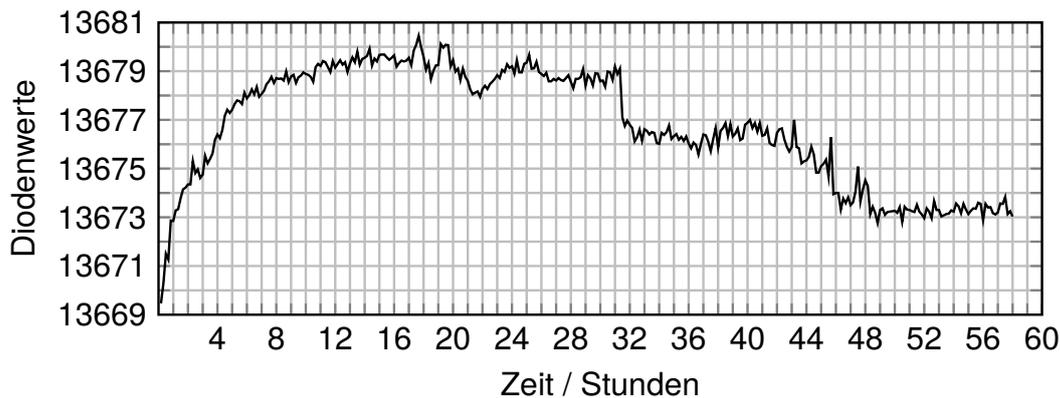


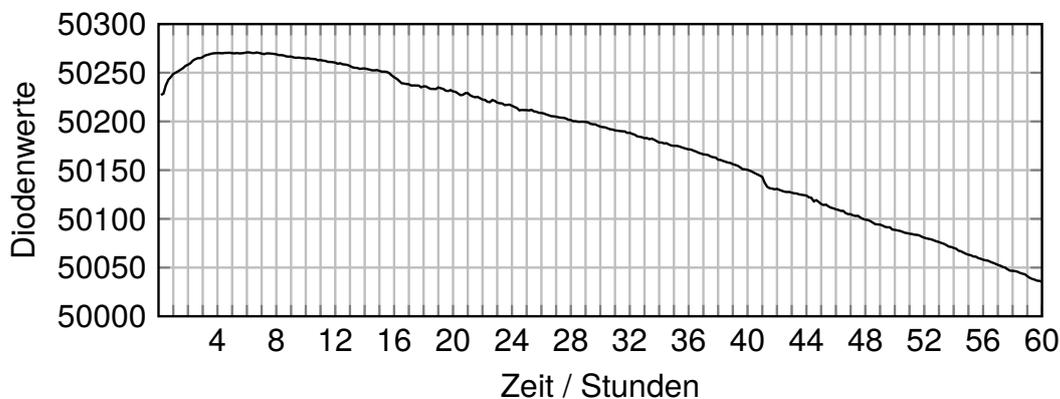
Bild 4.3: Dunkelstrom einer Diodenzeile (inklusive Verstärker und ADC). Die Mittelwerte über 140 Messungen sind für jede der 32 Dioden eingezeichnet und das 95%-Vertrauensintervall angegeben.

des Diodenrauschens nutzen, um gemäß den Gleichungen (3.18) und (3.23) die Unsicherheiten $\sigma_{\Delta M}$ und $\sigma_{\Delta A_q}$ zu berechnen.

Zur Überprüfung der Stabilität von LED bzw. Diodenzeile des Streulichtensors wurden als weitere Voruntersuchung Langzeitmessungen über mehrere Tage durchgeführt. Die Ergebnisse für die Konstantstromquellen von 0 – 10 mA und 10 – 60 mA sind anhand einer einzelnen Diode des PDA in Bild 4.4 dargestellt. Es wurden über mehrere Tage Messungen im zeitlichen Abstand von 10 Sekunden durchgeführt. Jeder eingezeichnete Datenpunkt entspricht einer Mittelung über 10 Minuten. Die Diodenwerte von über 20.000 Einzelmessungen weisen ein 95%-Vertrauensintervall von $\pm 5,57$ (Konstantstromquelle 0 – 10 mA) bzw. $\pm 159,42$ (Konstantstromquelle 10 – 60 mA) auf. Besonders im Strombereich 10 – 60 mA fällt die Langzeitdrift auf, die das große Unsicherheitsintervall verursacht. Es wird vermutet, dass die Konstantstromquelle, und nicht die Diodenzeile, hierfür verantwortlich ist. Daher sind die über einen Zeitraum von 60 Stunden gemittelten Werte wenig aussagekräftig, weil sie die Unsicherheit überschätzen. Sinnvoller ist es, die mittlere Abweichung innerhalb der typischen Messzeit einer Messreihe als Unsicherheit heranzuziehen. Bei der Annahme einer Messzeit von einer Stunde pro Messreihe ergibt sich eine maximale Änderung der Intensitätswerte in dieser Zeit von 10,09 (für 0 – 10 mA, einseitiges 95%-Vertrauensintervall) bzw. 17,67 (für 10 – 60 mA, einseitiges 95%-Vertrauensintervall). Diese Werte werden, je nach verwendeter Stromquelle, bei den folgenden Messungen zur Gesamtunsicherheit hinzugerechnet.



(a) Konstantstromquelle 0 – 10 mA



(b) Konstantstromquelle 10 – 60 mA

Bild 4.4: Stabilitätsüberprüfung von Konstantstromquelle und Sensorzeile. Über circa 60 Stunden wurden im zeitlichen Abstand von 10 Sekunden Einzelmessungen durchgeführt und je über einen Bereich von 10 Minuten gemittelt. Man beachte die unterschiedliche Skalierung.

4.2.2 Versuchsdurchführung und Messplan

Der in Abschnitt 4.1.3 beschriebene Versuchsaufbau wird zur Überprüfung der Homogenität der einzelnen Dioden des PDA untereinander, sowie der Linearität jeder einzelnen Diode, genutzt. Mit Hilfe der Drei-Achs-Mimik wird zuerst der optimale Arbeitsabstand (vergleiche Bild 4.1: Leuchtfleckebene) in z -Richtung eingestellt. Als nächster Schritt folgt die Positionierung der y -Achse³ auf den Punkt $M = 0$, ausgegeben durch die Software des Streulichtensors. Bei $M = 0$ wird schließlich die Intensität auf dem PDA durch Positionierung der x -Achse maximiert. Die eingestellte (x, y, z) -Position stellt den Referenzpunkt für die folgenden Messreihen dar und ermöglicht einen Vergleich untereinander. Während x und z nicht verändert werden,

³Das PDA ist entlang der y -Achse ausgerichtet.

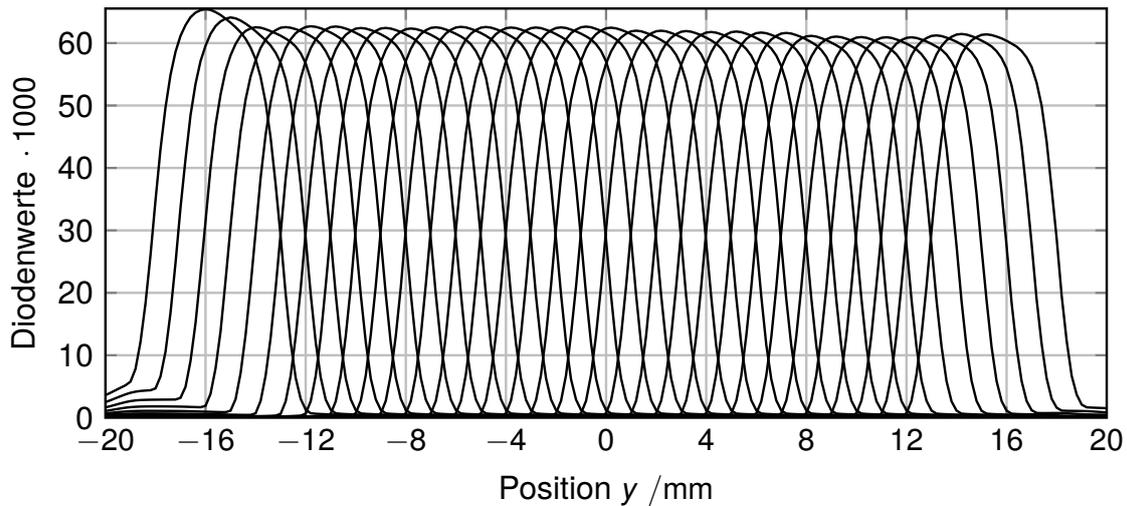


Bild 4.5: Diodenwerte einer Messreihe zur Homogenität/Linearität. Aufgetragen sind beispielhaft die 32 Dioden (nach der Mittelung über 16 Datenpunkte) über eine Messstrecke von 40 mm bei einer gemessenen Fotodiodenspannung von $1,811 \text{ V} \pm 0,015 \text{ V}$. Die Nummerierung der Dioden von 1 bis 32 läuft von rechts nach links.

erfolgt eine Verschiebung des PDA entlang der y -Achse. Die Position für $M = 0$ ist hier als $y = 0 \text{ mm}$ definiert.

Die Messreihen starten am Punkt $y = -20 \text{ mm}$. Im Abstand von $0,1 \text{ mm}$ erfolgt die Aufnahme von jeweils 16 Datenpunkten, bis die Endposition $y = +20 \text{ mm}$ erreicht ist. Die 16 Datenpunkte an jeder Messposition werden gemittelt und ermöglichen somit eine höhere statistische Stabilität.

Mit Hilfe der beiden einstellbaren Konstantstromquellen werden mehrere Messreihen zur Abdeckung des gesamten Messbereichs des Streulichtensors (Diodenwerte von 0 bis 65535) durchgeführt.

Bild 4.5 zeigt beispielhaft eine Messreihe (Spannung der Fotodiode $1,811 \text{ V} \pm 0,015 \text{ V}$), wobei bereits die Mittelung über die jeweils 16 Datenpunkte pro Position durchgeführt wurde. Die 32 Dioden des PDA sind deutlich zu erkennen.

4.2.3 Auswertung der Linearität

In insgesamt zehn Messreihen wurden für jede Diode einzeln die maximalen Intensitäten aus den Daten ermittelt. Diese können, inklusive der Abweichungen, über den gemessenen Spannungsabfall an einer Fotodiode aufgetragen werden. Zur Überprüfung der Linearität erfolgt je Diode die Einpassung einer Geraden (unter Berücksichtigung der Abweichungen in den Diodenwerten als Wichtung). Es ergibt sich eine

Tabelle 4.2: Beurteilung der Linearitätsabweichungen. Angegeben sind die über 32 Dioden gemittelten relativen (betragsmäßigen) Abweichungen der Messpunkte von der jeweils eingepassten Geraden (vergleiche Tabelle F.2 im Anhang F).

mittlerer Diodenwert	gemittelte relative Abweichung von der eingepassten Geraden in %	$\pm 2\sigma$ in %
62180	0,32	0,05
62170	0,05	0,04
57042	0,394	0,020
52802	0,195	0,020
49123	0,148	0,029
37872	1,69	0,09
20358	0,90	0,09
13583	0,68	0,07
2556	9,2	0,8

mittlere Steigung von 34174 Diodenwerten/Volt bei einem 95%-Vertrauensintervall von ± 1009 Diodenwerten/Volt. Als mittleren Achsenabschnitt erhält man aus der gleichen Einpassung 297 ± 24 Diodenwerte. Tabelle 4.2 gibt die mittleren relativen Abweichungen der Messdaten von den eingepassten Geraden, als Maß für die Güte der Linearität, an. Vergleicht man die Steigungen der Dioden untereinander, so erhält man eine Streuung (d.h. eine $\pm 2\sigma$ -Umgebung um die mittlere Steigung) von circa $\pm 3,0\%$. Dieser von Null verschiedene Wert hat seinen Ursprung sowohl in Fertigungstoleranzen des PDA als auch in verschiedenen Verstärkungsfaktoren der analogen Verstärker, welche die Signale des PDA vor der Digitalisierung verstärken.

Der ebenfalls von Null verschiedene Achsenabschnitt der eingepassten Geraden ist weiterhin ein Hinweis auf eine lokale Nichtlinearität. Die Messdaten für kleine Intensitäten auf dem PDA (vergleiche Tabelle 4.2, unterer Eintrag) legen nahe, dass die Nichtlinearität im niedrigen Intensitätsbereich auftritt. Global betrachtet ist hingegen ein sehr linearer Verlauf zu erkennen, was durch einen Korrelationskoeffizienten nahe Eins belegt wird. Letzterer errechnet sich als Mittel über alle 32 Dioden zu $0,999947 \pm 0,000007$, weicht also erst an der fünften Nachkommastelle von 1 ab.

Die Parameter der in die Datenpunkte eingepassten Geraden, inklusive zugehöriger Unsicherheiten, sind in Anhang F zu finden. Dort zeigt auch Bild F.1 die Einpassung, beispielhaft für eine Diode.

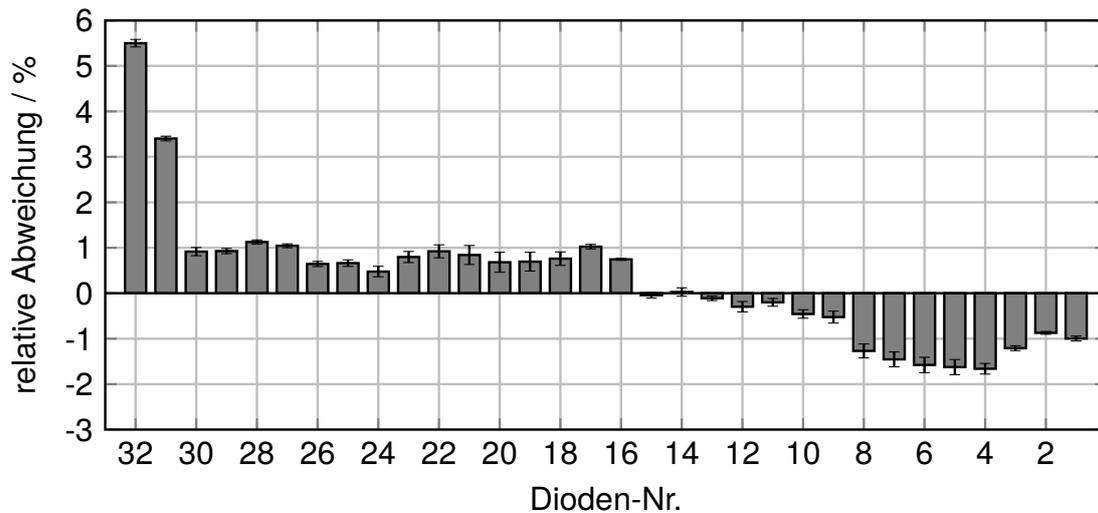


Bild 4.6: Gemittelte relative Abweichungen der 32 einzelnen Dioden. Die Abweichungen beschreiben die Inhomogenität des PDA (inkl. Verstärker) und sollten für ein ideales PDA allesamt bei Null liegen. Das 95%-Unsicherheitsband ist gekennzeichnet. Die zugehörigen Daten sind in Anhang F, Tabelle F.1 zu finden.

4.2.4 Auswertung der Homogenität

Mittelt man die relativen Abweichungen (bzgl. der mittleren Intensität) aus allen Messreihen, ergeben sich die in Bild 4.6 dargestellten Werte mit 95%-Vertrauensintervall. Bis auf zwei Ausreißer weichen die einzelnen Dioden selbst im ungünstigsten Fall um weniger als 3% (peak-to-peak) voneinander ab. Die beiden Ausreißer, mit über 3% bzw. 5% Abweichung zum mittleren Diodenwert, werden im folgenden Abschnitt 4.2.5 genauer analysiert.

Da die Inhomogenität der Dioden (inklusive nachgeschalteter Elektronik) sich auf das Messergebnis auswirkt, soll im Folgenden an drei einfachen Beispielen quantitativ die hervorgerufene Messabweichung analysiert werden. Zur mathematischen Beschreibung wendet man den Formalismus aus Abschnitt 3.3.1 an. Dieser ist eine Linearisierung des Erwartungswertes M , Gleichung (3.10), bzw. der Varianz σ_V^2 , Gleichung (3.21).

Beispiel: Gleichverteilung

Eine ideale Gleichverteilung hat einen M -Wert von Null. Die Varianz errechnet sich aus die Geometrie des PDA zu $\sigma_V^2 = (16 - (-16))^2 / 12 = 85,33$. Nach Summation von Gleichung (3.10) bzw. (3.21) über die 32 Dioden ergibt sich ein ΔM von

$0,1100 \pm 0,0016$ sowie ein $\Delta\sigma_{\nu}^2$ von $0,158 \pm 0,014$. Die Unsicherheiten errechnen sich, mit Hilfe der Gleichungen (3.18) bzw. (3.23), aus den Unsicherheiten der relativen Abweichungen (vergleiche Balken in Bild 4.6) und stellen ein 95%-Vertrauensintervall dar. Die Ergebnisse sind unabhängig von der mittleren Intensität.

Während das konstante ΔM für eine ideale Gleichverteilung bei der Formrekonstruktion keine Rolle spielt, ist die (ebenfalls konstante) Abweichung $\Delta\sigma_{\nu}^2$ durchaus relevant. Nicht nur, dass das Messergebnis verfälscht wird (z.B. wird eine ideale Gleichverteilung nicht als solche erkannt), die Abweichung ist außerdem von Sensor zu Sensor verschieden. Dadurch liefert jeder Sensor ein leicht anderes Messergebnis.

Beispiel: Gauß-Verteilung, glatte Oberfläche

Reale Oberflächen weisen typischerweise eine GAUSS-ähnliche Streulichtverteilung auf. Als Beispiel wird eine GAUSS-Verteilung mit Amplitude 60.000, $M = -3$ und $\sigma_{\nu}^2 = 4$ betrachtet, was einer vergleichsweise glatten Oberfläche mit leichter Steigung entspricht. Verwendet man analog zu vorher die Gleichungen (3.10) und (3.18) bzw. (3.21) und (3.23), so erhält man $\Delta M = 0,0067 \pm 0,0005$ und $\Delta\sigma_{\nu}^2 = 0,0042 \pm 0,0012$.

Beispiel: Gauß-Verteilung, raue Oberfläche

Eine raue Oberfläche liefert eine breite Streulichtverteilung. Eine GAUSS-Verteilung mit Amplitude 30.000, $M = 0$ und $\sigma_{\nu}^2 = 25$ soll daher als Beispiel dienen. Es folgt $\Delta M = 0,0272 \pm 0,0012$ und $\Delta\sigma_{\nu}^2 = -0,070 \pm 0,006$.

Da bei einer breiten Verteilung mehr abweichungsbehaftete Dioden betroffen sind, werden auch die Abweichungen im Erwartungswert M und der Varianz σ_{ν}^2 größer.

Die Ergebnisse der Beispielrechnungen sind in Tabelle 4.3 zusammengefasst. Es kann abschließend festgehalten werden, dass die Messabweichungen im Erwartungswert und der Varianz abhängig von Breite, Position und Amplitude der Streulichtverteilung auf dem PDA sind. Dies hat zur Folge, dass jeder Sensor die Messergebnisse leicht verfälscht. Weiterhin sind die Verfälschungen von Sensor zu Sensor verschieden,

Tabelle 4.3: Zusammenfassung der Ergebnisse aus den Beispielrechnungen.

Beispiel	ΔM (95%)	$\Delta\sigma_{\nu}^2$ (95%)
Gleichverteilung	$0,1100 \pm 0,0016$	$0,158 \pm 0,014$
GAUSS-Verteilung, glatte Oberfläche	$0,0067 \pm 0,0005$	$0,0042 \pm 0,0012$
GAUSS-Verteilung, raue Oberfläche	$0,0272 \pm 0,0012$	$0,070 \pm 0,006$

da die relativen Abweichungen der einzelnen Dioden eines PDA fertigungsbedingt von Sensor zu Sensor unterschiedlich sind.

4.2.5 Weitergehende Analysen zur Homogenität

In Bild 4.6 fallen die beiden Ausreißer bei Diode 31 und 32 auf. Diese sind auch am Beispiel in Bild 4.5 deutlich zu erkennen. Erwartet wird, dass die einzelnen Dioden des PDA einen Wert nahe Null liefern, wenn sie nicht von der KÖHLER-Beleuchtung beleuchtet werden. Im mittleren Bereich des PDA trifft dies in guter Näherung zu. Betrachtet man jedoch die Randbereiche (vergleiche Bild 4.5, Bereich $y \approx -16$ mm bis -20 mm, sowie $y \approx 16$ mm bis 20 mm), so stellt man eine Überhöhung der „Sockel“ fest. Während rechts am Beispiel 4.5 die Überhöhung etwa bei 2,5% der gemittelten Maximalintensitäten liegt, ist sie im linken Bereich bis zu 9% groß. Die ersten beiden Dioden auf der linken Seite weisen ebenfalls eine deutliche Überhöhung im Vergleich zu den restlichen Dioden auf. Die Ursache erschließt sich bei genauerer Betrachtung der Daten: Die Intensitätskurve jeder Diode weist ein zweites (lokales) Maximum an der Position $y = -18,2 \text{ mm} \pm 0,4 \text{ mm}$ auf (vergleiche Bild 4.7). Während die Intensität dieses lokalen Maximums mit sinkender Diodennummer geringer wird und schließlich ab circa der Mitte des PDA im Sensorrauschen untergeht, ist es für die zwei linken Dioden (Nummer 32 und 31) nicht vom (globalen) Hauptmaximum zu trennen. Diese Charakteristik zeigt sich in allen durchgeführten Messreihen. Das lokale Maximum ist sowohl für die Überhöhung der Sockel auf der linken Seite des PDA verantwortlich, als auch für die deutliche Überhöhung der beiden linken Dioden. Die Ursache des lokalen Maximums wiederum liegt im Aufbau des PDA selbst: Die aus den gemessenen Daten errechnete Position $y = -18,2 \text{ mm} \pm 0,4 \text{ mm}$ entspricht gerade einer Position des Leuchtflecks mittig auf der freiliegenden Kathodenfläche des PDA-Chips (vergleiche Bild 4.8, linke Seite). Die gemeinsame Kathodenfläche (mit Gold bedampftes Keramiksubstrat) reflektiert einfallendes Licht und streut es über eine zusätzliche Reflektion am Wellenlängenfilter auf die Fotodioden des PDA (vergleiche Skizze in Bild 4.9).

Auf der rechten Seite (kleine Dioden-Nummern) ist der beschriebene Effekt ebenfalls zu beobachten (vergleiche Bild 4.7), allerdings sind die dort auftretenden lokalen Maxima deutlich kleiner. Betrachtet man den Aufbau des PDA-Chips in Bild 4.8, so ist dies auch zu erwarten. Einerseits ist die freiliegende (reflektierende) Kathodenfläche deutlich kleiner, und andererseits liegen zwischen der Kathodenfläche und der ersten Diode drei nicht ausgelesene Dioden. Letztere absorbieren das auf sie gestreute Licht und streuen nur einen vernachlässigbaren Anteil zurück.

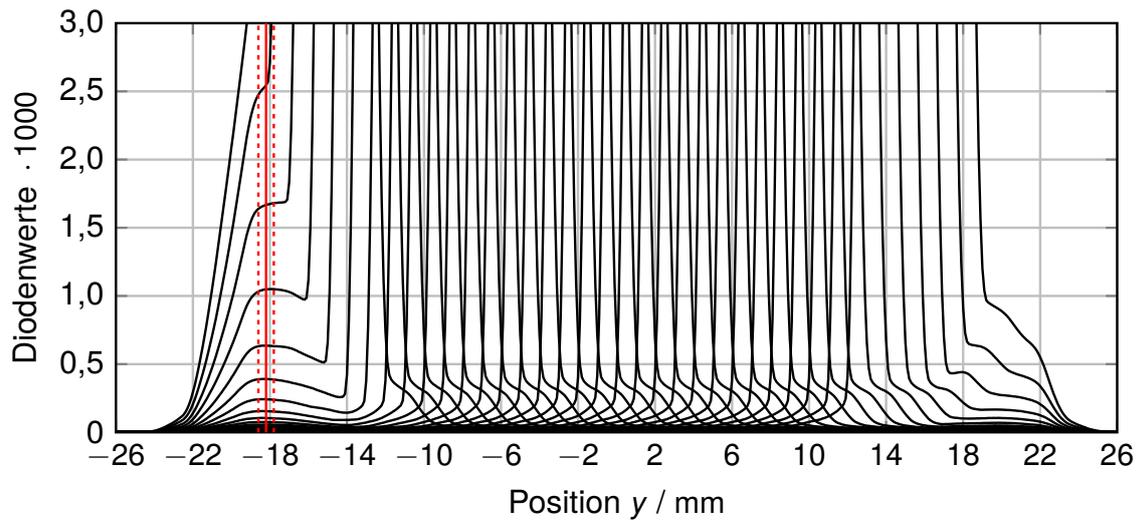


Bild 4.7: Ausschnitt einer Messreihe zur Untersuchung der lokalen Maxima. Aufgetragen sind die 32 Dioden über eine Messstrecke von 52 mm bei einer gemessenen Fotodiodenspannung von $1,081 \text{ V} \pm 0,020 \text{ V}$. Die mittlere Position der lokalen Maxima (inklusive 95% Vertrauensintervall) ist rot gekennzeichnet.

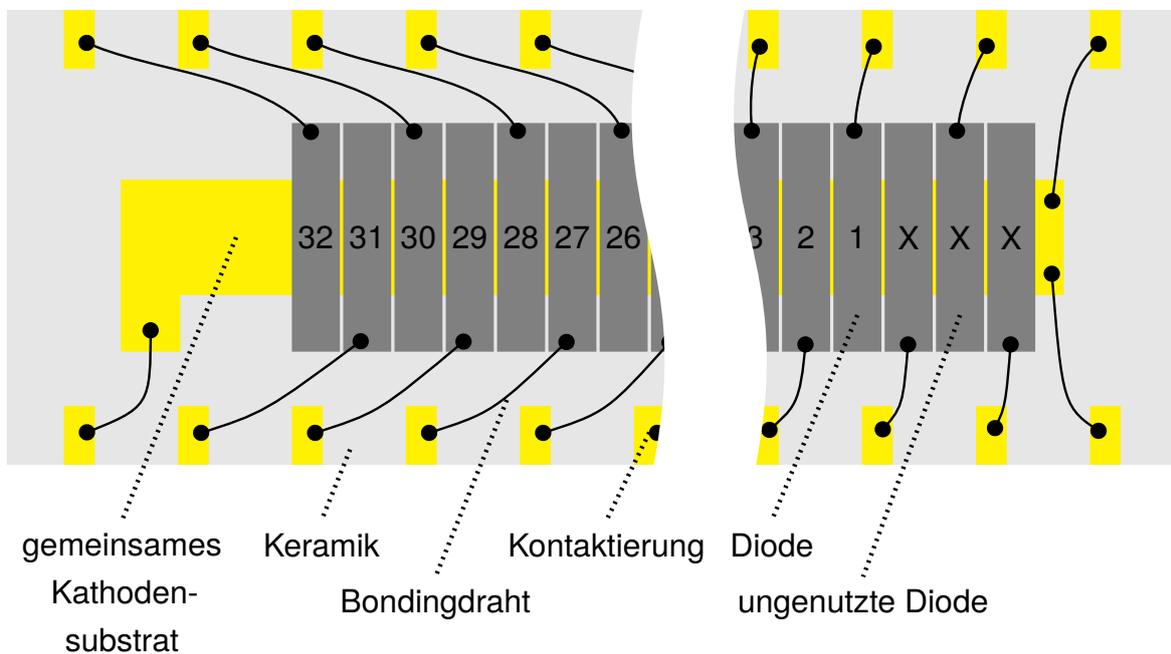


Bild 4.8: Skizze des PDA-Chips. Auf das Keramiksubstrat ist eine gemeinsame Kathode aus Gold aufgebracht. Auf dieser liegen 35 Dioden, von denen nur 32 genutzt werden. Die Dioden sind mittels Bondingdraht an die Kontaktierung nach außen angeschlossen.

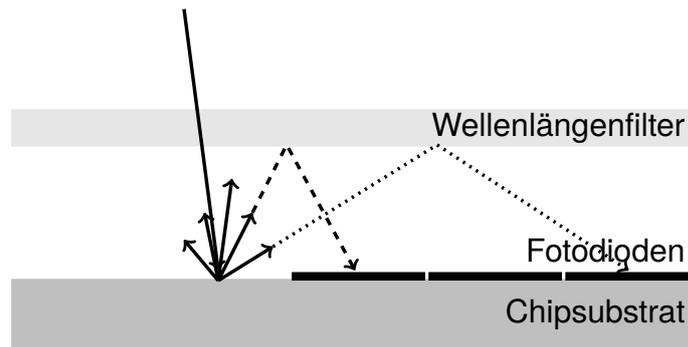


Bild 4.9: Reflexionen auf dem PDA-Chip. Die Intensitätsüberhöhungen am Rand des PDA können durch Streuung am rauen Kathodensubstrat und anschließender Reflexion am Wellenlängenfilter erklärt werden.

Die zuvor angeführten Erklärungen wurden, durch Anbringen einer Maske auf das PDA, experimentell überprüft. So kann der Lichteinfall auf das nicht-sensitive Kathodensubstrat des Chips verhindert werden. Ein Vergleich zweier Messungen, mit und ohne Maske, ist in Bild 4.10 dargestellt. Die Messreihe ohne Maske (schwarze Kurve) zeigt das bereits beobachtete Verhalten. Die starke Überhöhung im Bereich $y \approx -16 \text{ mm}$ bis -20 mm ist mit Maske (rote Kurve) nicht mehr sichtbar. Die zuvor stark überhöhten Dioden entsprechen nun dem Niveau der restlichen 30.

Die Höhe der lokalen Maxima, aufgetragen über die Dioden 16 bis 28, sowie deren maximale Intensität, ist in Bild 4.11 dargestellt. Für kleinere Diodennummern ist kein lokales Maximum erkennbar, für größere ist eine saubere Trennung vom globalen Maximum nicht möglich. Neben einem linearen Zusammenhang zur eingestrahlichten Intensität ist auch das bereits erwähnte Ansteigen zum Rand hin (größer werdende Diodennummer) in Bild 4.11 erkennbar.

In Anhang F.2 sind weiterhin die Bilder und Daten einer Kontrollmessung angegeben. Bei der zusätzlich durchgeführten Messreihe wurde der Leuchtfleck der KÖHLER-Beleuchtung auf circa 1 mm reduziert. Aufgrund der Größe (entspricht ungefähr der Breite einer einzelnen Fotodiode des PDA) sind die Messungen sehr empfindlich bezüglich kleinen Positionsabweichungen. Dies äußert sich in deutlich gestiegenen Unsicherheiten. Dennoch zeigen die Daten die erwarteten Ergebnisse: Die relativen Abweichungen der Dioden (Bild 4.6) sind innerhalb der Unsicherheiten gleich. Die Überhöhungen der Dioden 32 und 31 sind jedoch nicht mehr vorhanden, da die Intensitätskurve des globalen Maximums einer Diode (aufgrund der geringeren Breite) nun vom lokalen Maximum zu trennen ist. Die Kontrollmessungen bestätigen daher die zuvor getroffenen Aussagen.

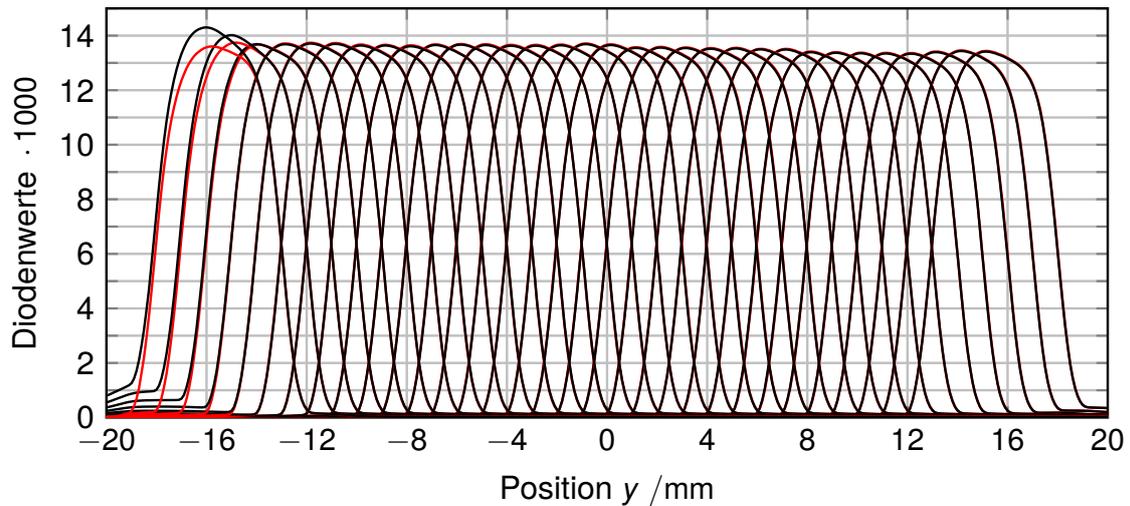


Bild 4.10: Experimentelle Validierung der Annahme von Streustrahlung der Kathodenfläche. Dargestellt sind zwei Messreihen bei gleicher Beleuchtungsintensität. Maskieren des Substrats auf Höhe der Diode 32 (linke Seite im Bild) lässt die Überhöhung (schwarz) verschwinden (rot).

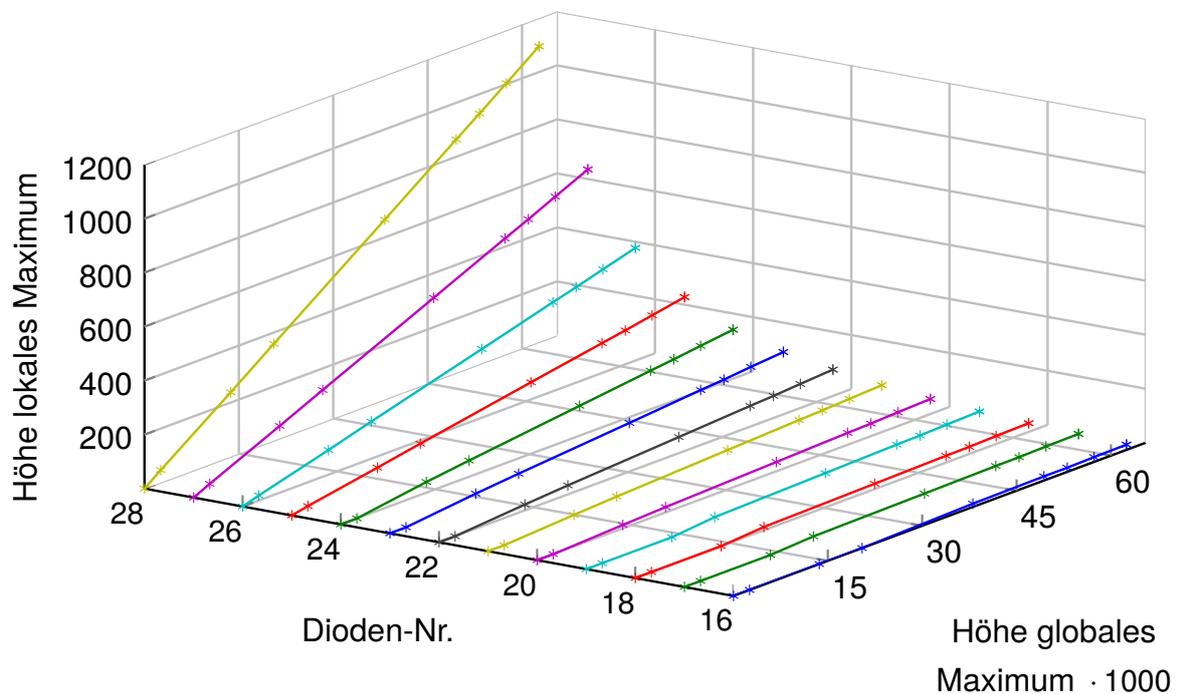


Bild 4.11: Höhe der durch Streustrahlung auf der Chipoberfläche verursachten lokalen Maxima. Die gemessene Streustrahlung ist über die Dioden 16 bis 28 aufgetragen. Ebenfalls eingezeichnet ist der über 32 Dioden gemittelte maximale Diodenwert in den entsprechenden Messreihen.

5 3D-Streulichterfassung mit einem rotierenden Prisma

Ein Ansatz zur Erfassung der 3D-Streulichtverteilung, ohne eine Neukonstruktion der gesamten Messeinrichtung, ist eine Rotation zwischen Streulichtverteilung und Sensorzeile. Prinzipiell kann dies durch Rotation der Probe, Rotation des Sensors oder Rotation der Streulichtverteilung z.B. unter Zuhilfenahme eines Dove-Prismas (vergleiche Abschnitt 2.4) geschehen. Während eine Rotation der Probe bei feststehender Messeinrichtung für Voruntersuchungen anwendbar ist, scheidet die Rotation des Sensors (bei fest stehender Probe) aus, da eine entsprechende Kabelführung für Spannungsversorgung und Datenauslese sehr aufwändig ist. Als möglicher Ansatz mit Praxistauglichkeit bleibt daher die Rotation der Streulichtverteilung bei fest stehender Probe und Messeinrichtung.

In den folgenden Abschnitten werden neben technischen und konstruktiven Anforderungen auch die Datenerfassung und Ereignisauslösung erläutert. Abschließend werden erste Messergebnisse mit einem Prototypen zur Qualifizierung des Rotationsprismas vorgestellt und bewertet.

5.1 Aufbau der Rotationseinheit

Die Rotation der Streulichtverteilung über die (unbewegte) Sensorzeile ermöglicht die Verwendung der bestehenden Messeinrichtung. Neben der immensen Kostenersparnis durch den Verzicht auf eine vollständige Neukonstruktion der Messeinrichtung, gibt es einen weiteren Vorteil: Der Sensor und seine Eigenschaften sind wohl bekannt, nicht zuletzt durch die Qualifizierung in Abschnitt 4, und es existiert ein großer Erfahrungsschatz.

Beim Einsatz eines Rotationsprismas müssen zwei Strahlengänge berücksichtigt werden: Der Weg von der Lichtquelle zur Oberfläche, sowie das Streulicht der Oberfläche zur Sensorzeile. Da in einem divergenten bzw. konvergenten Strahlengang das Prisma zu einem starken Astigmatismus führen würde (vergleiche Abschnitt 2.4, Seite 58), sollten möglichst nur achsparallele Strahlen durch das Prisma verlaufen. Hierzu kommt eine Relais-Optik zum Einsatz. Sie besteht aus zwei baugleichen Linsen in symmetrischer Anordnung: Die erste bildet das von der Messeinrichtung entworfene Bild¹ der Lichtquelle ins unendliche ab. Nach dem (kollimierten) Durchlaufen des Prismas führt die zweite Linse die zugehörige Umkehrabbildung aus und fokussiert auf die (neue Position der) Messfläche. Im Streulicht-Strahlengang kollimiert zunächst

¹in der Brennebene, dort wo sich sonst die zu untersuchende Oberfläche befindet.

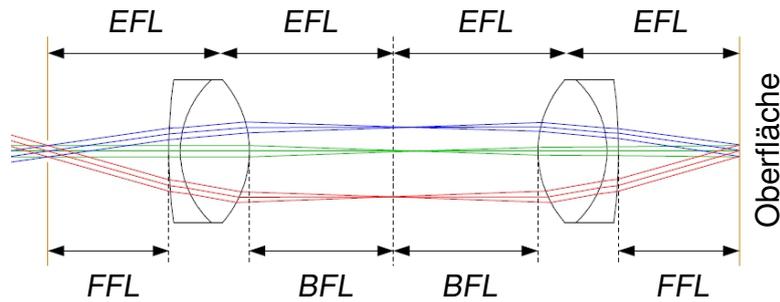


Bild 5.1: Relais-Optik im 4-f-Aufbau. Drei Winkel der Streulichtverteilung sind eingezeichnet (0° grün, 8° blau, 16° rot), sowie die vorderen (FFL, engl. front focal length), hinteren (BFL, engl. back focal length) und effektiven (EFL, engl. effective focal length) Brennweiten.

die zweite Linse, das Prisma wird durchlaufen, und anschließend fokussiert die erste Linse erneut. Zum Erhalt der Winkelinformationen der Streulichtverteilung muss der Abstand der Linsen jedoch so gewählt werden, dass die Brennebenen zusammenfallen (sogenannter 4-f-Aufbau, vergleiche Bild 5.1). Damit ist es zwar prinzipiell möglich, Streulicht mit Winkeln von $\pm 16^\circ$ zu übertragen, aber der Abstand der Linsen (zwei mal die hintere Brennweite BFL) ist zu gering um ein entsprechendes Rotationsprisma einzubauen. Daher wurde die Optik der Messeinrichtung dahingehend angepasst, dass bei verlängerter Brennweite ein Winkelbereich von $\pm 8^\circ$ erfasst werden kann. Dadurch können auch Relais-Linsen mit längerer Brennweite eingesetzt werden, die somit den für ein Prisma benötigten Platz schaffen. Durch den kleineren akzeptierten Winkel ist es weiterhin möglich, statt (asymmetrischen) zweilinsigen Achromaten, symmetrische dreilinsige Optiken (sogenannte STEINHEIL-Triplets) einzusetzen. Diese weisen aufgrund der Symmetrie bessere Abbildungseigenschaften für beide Strahlengänge (Lichtquelle \rightarrow Oberfläche und Oberfläche \rightarrow Sensorzeile) auf.

Aus den Gleichungen (2.59) und (2.60) (Abschnitt 2.4) geht ein weiteres Problem hervor: Die Höhe $y = h_0/2$, bei der ein einlaufender Lichtstrahl das Prisma unter der Höhe $y' = y$ (d.h. unverändert) verlässt, gibt die ausgezeichnete Achse des Rotationsprismas an. Diese liegt i.d.R. nicht zentrisch im Prisma. Da die Ausrichtung eines nichtzentrisch positionierten Prismas in einer Hohlwelle zur Rotation schwierig ist, wurde kein marktverfügbares Prisma verwendet, sondern stattdessen eines, speziell an die Bedürfnisse angepasst, gefertigt. Das verwendete Rotationsprisma ist so aus einem Glaszylinder geschnitten, dass die ausgezeichnete Prismenachse mit der Rotationsachse zusammenfällt. Zur Bauraumminimierung, bedingt durch die hinteren Brennweiten der Relais-Optik, wurde weiterhin der Prismenwinkel unter Zuhilfenahme von Gleichung (2.60) angepasst. Eine minimale Prismenlänge L erhält

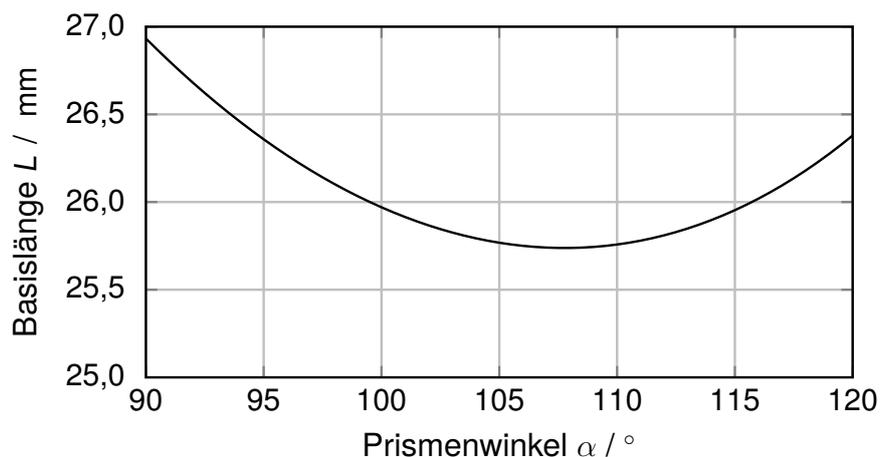


Bild 5.2: Längenminimierung eines Rotationsprismas. Aufgetragen ist die Basislänge L über den Prismenwinkel α (in der Spitze des Prismas). Beispielhaft wurde Flintglas mit Brechungsindex $n = 1,88$, sowie $h_0 = 8 \text{ mm}$ angenommen.

man durch Minimierung der Gleichung

$$L = h_0 \cdot \left[\cot \left(\frac{\alpha}{2} - \arcsin \frac{\sin \frac{\alpha}{2}}{n} \right) + \tan \frac{\alpha}{2} \right], \quad (5.1)$$

deren Verlauf in Bild 5.2 dargestellt ist. Eine minimale Basislänge L des dort beschriebenen Prismas ergibt sich für einen Prismenwinkel von $\alpha \approx 108^\circ$.

Die in den vorangegangenen Absätzen beschriebenen Komponenten der Optik zeigt Bild 5.3 im Aufbau der Prismen-Rotationseinheit. Das Prisma und die zugehörige Relais-Optik sind in einem Hohlwellenmotor verbaut. Die Winkelstellung des Motors wird mit einem Encoder überwacht und ermöglicht so die winkelgenaue Datenerfassung (siehe Abschnitt 5.2.1). Der gezeigte Aufbau wird direkt vor der Messeinrichtung befestigt (in Bild 5.3 befände sich letztere auf der rechten Seite). Dieses modulare Prinzip ermöglicht das einfache Austauschen des DOVE-Rotators gegen andere Komponenten, ohne einen Eingriff in das Gehäuse der Messeinrichtung.

5.2 Datenerfassung und -verarbeitung

Der Streulichtsensor ohne Rotationsprisma hat an jeder Messposition (x_0, y_0) die Streulichtverteilung erfasst und die lokale Steigung und Rauheit ausgewertet. Über die Integration der lokalen Steigungen an den äquidistanten Messpositionen ergibt sich daraus ein Profil. Entscheidend für Form und Rauheit ist die Orientierung der Sensorzeile zur Oberfläche (i.d.R. parallel oder senkrecht zur Bearbeitungsrichtung).

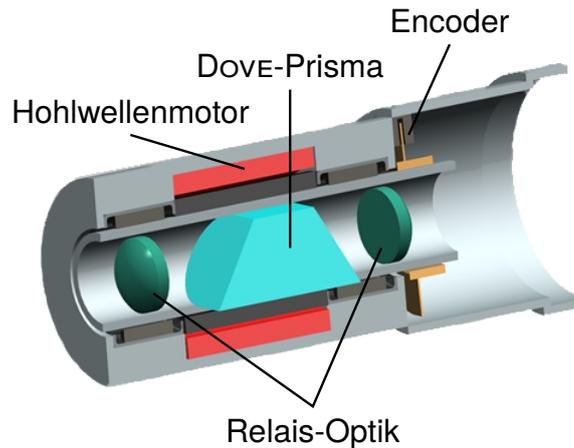


Bild 5.3: Aufbauskinne des Dove-Rotators. Das Prisma und die Relais-Optik befinden sich im Inneren eines Hohlwellenmotors. Die aktuelle Winkelstellung wird mittels Encoder erfasst.

Durch die Verwendung eines Rotationsprismas können in einer Messreihe sowohl parallel als auch senkrecht zur Bearbeitungsrichtung Informationen über Form und Rauheit gesammelt werden. Hierzu muss an jeder Messposition (x_0, y_0) ein Datenpunkt für 0° und 45° (entspricht 90° Rotation der Streulichtverteilung) Winkelstellung des Rotationsprismas erfasst werden. Mittels Encoder wird bei einem schnell rotierenden Prisma die Datenerfassung an den gewünschten Winkeln ausgelöst².

Zur Formrekonstruktion sind äquidistante Messpositionen auf der Oberfläche nötig, da sonst die Integration der lokalen Steigungen zu Abweichungen führt. Daher ist es notwendig, die Geschwindigkeit des Probenvorschubs mit der Drehzahl des Rotationsprismas zu synchronisieren. Hierzu werden die Quadratursignale³ des Probenvorschubs und des Rotationsprismas miteinander in Beziehung gesetzt.

5.2.1 Signallaufplan und Ereignistriggerung

Bild 5.4 zeigt den Signallaufplan zur Messung von Form und Rauheit mit Rotationsprisma. Nach dem Start der Messung bewegt sich der Probenvorschub mit (nahezu) konstanter Geschwindigkeit. Eventuell ist hier ein Vorlauf nötig, was ebenfalls durch eine Verzögerung des Aktivierens der Triggerlogik berücksichtigt wurde.

²Das Auslösen eines Ereignisses, hier die Datenerfassung, wird oft als Trigger bezeichnet.

³Sinus- und Kosinus-Signale die vom Encoder erzeugt werden. Sie ermöglichen nicht nur relative Wegunterschiede zu erfassen (Zählen der Perioden), sondern auch Richtungen zu erkennen (Phasenlage). Ein zusätzliches Index-Signal ermöglicht es weiterhin, eine absolute Position zu bestimmen.

Am Encoder des Probenvorschubs wird ein Quadratursignal abgegriffen und zusammen mit dem Quadratursignal des Rotationsprismas in einem Regler verarbeitet. Dieser dient der Synchronisierung von Vorschub und Rotationsgeschwindigkeit, und steuert den Motor des DOVE-Prismas an. Das Encodersignal des rotierenden Prismas dient weiterhin als Eingang für die Triggerlogik. Letzt genannter Baustein ist programmierbar und ermöglicht die Auswahl der zu erfassenden Winkelstellungen (0° und 45° , aber auch Zwischenschritte sind möglich). Bei Erreichen einer gewünschten Winkelstellung wird der Sensor getriggert und die Datenerfassung startet.

Drehzahlregelung und Datenerfassungstriggerung sind im aktuellen Entwicklungsstadium auf einem OpenSource-Entwicklerboard⁴ implementiert. Neben einer einfachen (C-basierten) Programmierschnittstelle verfügen die Entwicklerboards über mehrere analoge und digitale Ein-/Ausgänge, AD- und DA-Wandler, pulswellenmodulierte Ausgänge, sowie hardwareseitig implementierte Quadraturdecoder.

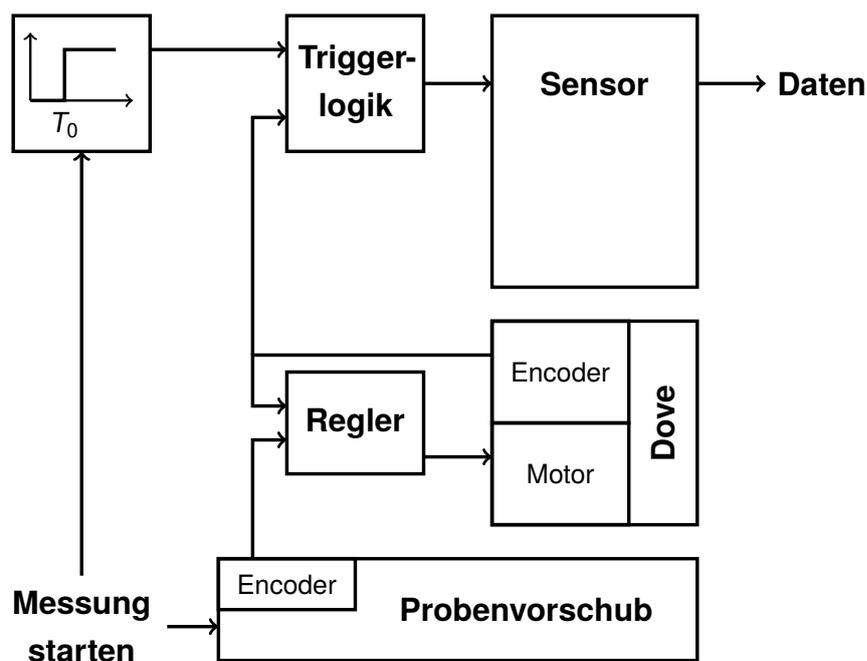


Bild 5.4: Signallaufplan für eine Messung mit DOVE-Prisma. Neben Sensor, DOVE-Prisma mit Encoder und Motor, Probenvorschub mit Encoder, Regler, sowie Triggerlogik ist auch eine optionale Verzögerung der Triggeraktivierung um die Zeit T_0 abgebildet.

⁴Arduino Due, www.arduino.cc

5.3 Erste experimentelle Ergebnisse

Es wurden erste Messungen mit einem Prototypen aufgenommen, um eine Qualifizierung durchzuführen. Ein Sensor mit $\pm 8^\circ$ -Optik kam mit vorgebautem Dove-Prismarotator an einem Halter zum Einsatz. Dieser wurde so ausgerichtet, dass die darunter liegende Probe in einem festen Abstand (der Brennweite) beleuchtet und messtechnisch erfasst werden konnte. Der gleiche Sensor wurde anschließend ohne Rotationsprisma an einer Formmessmaschine⁵ montiert, um den Drehtisch dieser für Referenzmessungen zu nutzen. Der Sensor wurde so positioniert, dass er parallel zur Drehachse und über dem Rotationszentrum des Drehtisches lag. Zur Vergleichbarkeit der Messungen, war bei der Referenzmessung eine Rotation der Probe um 720° nötig, was der Rotation der Streulichtverteilung bei einer vollen Umdrehung des Prismas beim Rotationsprismaaufbau gleich kommt (vergleiche Abschnitt 2.4).

Beim Vergleich der A_q -Werte der Messungen mit und ohne Rotationsprisma fallen sofort deutliche Unterschiede auf. Die relativen Abweichungen belaufen sich auf z.T. weit über 100%. Bild 5.5 zeigt diese beispielhaft für einige vermessene Proben. Als Demonstratoren dienen ein Silizium-Wafer⁶ (als nahezu idealer Spiegel mit sehr gering ausgeprägter Vorzugsrichtung), eine ultrapräzisionsgefräste Fläche⁷, sowie ein superfeines Raunormal⁸.

Zur Korrektur werden zwei Ansätze verfolgt: *Methode 1* nutzt die mathematische Eigenschaft aus, dass Varianzen quadratisch addiert werden können. Eine, wie auch immer geartete, Störstreulichtverteilung kann so leicht herausgerechnet werden. Unter der Annahme einer breiten Störstreulichtverteilung (anstatt eines schmalen Intensitätspeak auf der Sensorzeile) werden jeweils die acht äußeren der 32 Dioden für die Einpassung einer rotationssymmetrischen GAUSS-Kurve herangezogen. Die Wahl der Startparameter (Breite, Höhe und Offset) geschieht heuristisch. Die Ergebnisse sind in den Bildern 5.7 bis 5.9 auf den folgenden Seiten in blau dargestellt.

Methode 2 beruht auf der Annahme interner Reflektionen, verursacht durch das Rotationsprisma und/oder dessen Aufnahme. Aus dieser Annahme folgt, dass die Reflektionen systematischer Natur und abhängig von der Winkelstellung des Prismas sind. Daher wurden Messungen ohne untergelegte Oberfläche (im Folgenden als „Dunkelstrommessung“ bezeichnet) bei rotierendem Prisma durchgeführt, um die winkelabhängig auftretenden Streuungen innerhalb der Messeinrichtung zu erfassen. Bild 5.6 zeigt eine Auswahl der 32 Dioden der Sensorzeile. Es sind die relativen

⁵Mahr MMQ 200

⁶ $R_a \lesssim 30 \text{ nm}$

⁷Aluminium, $R_a \approx 100 \text{ nm}$

⁸Halle KNT 4070/03 Stufe 3, $R_a = 82 \text{ nm}$ (laut Abnahmeprotokoll)

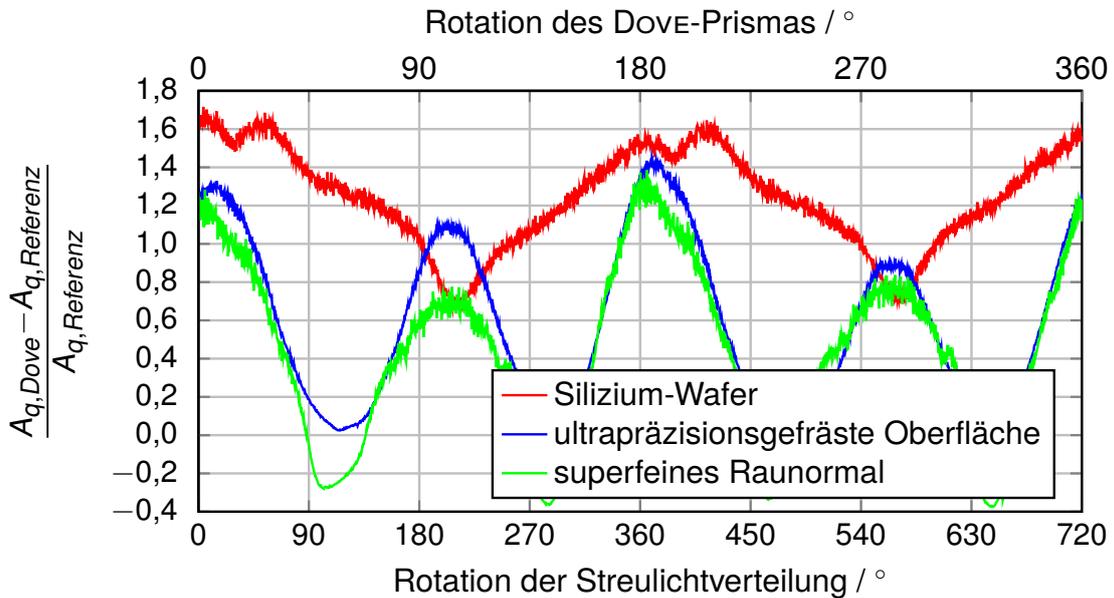


Bild 5.5: Relative Abweichungen zwischen Referenz- und Dove-Messungen verschiedener Proben, aufgetragen über 720° Rotationswinkel der Streulichtverteilung bzw. 360° Drehung des Dove-Prismas. Die Startposition der einzelnen Messungen ist willkürlich gewählt.

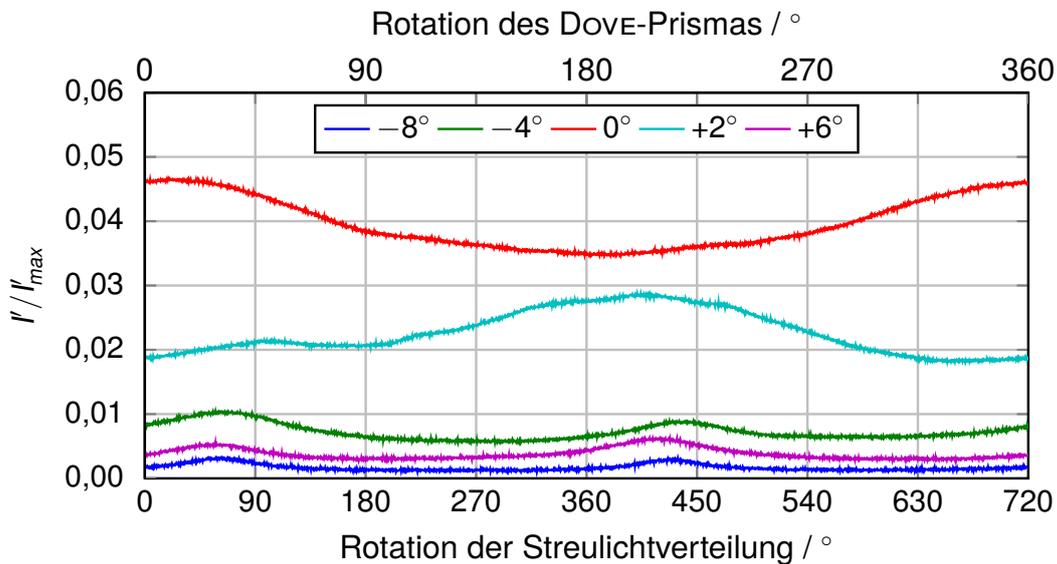


Bild 5.6: Relative Intensität (bezogen auf die maximal erfassbare Intensität I'_{max} einer einzelnen Diode) ausgewählter Dioden einer Dunkelstrommessung mit rotierendem Prisma. Anstatt der Diodennummern sind die zugehörigen Streuwinkel angegeben. Die Startposition der Messung ist willkürlich gewählt.

Intensitäten (Diodenwert, normiert auf maximalen Wert einer einzelnen Diode von 65.535) rotationswinkelabhängig aufgetragen. Man erkennt die winkelabhängige Variation der Diodenwerte, wobei sich die zentralen Dioden periodisch in einer vollen Umdrehung, die äußeren hingegen periodisch in einer halben Umdrehung des Dove-Prismas verhalten.

Die für jede Winkelstellung erhaltenen 32 Diodenwerte der Dunkelstrommessung werden in einer Tabelle hinterlegt und bei Messungen an Oberflächen vom erhaltenen Datensatz subtrahiert. Das Ergebnis ist eine winkelabhängige Korrektur der Messdaten. Dieser Ansatz ist gängige Praxis und kommt überall dort zum Einsatz, wo *reproduzierbare* Abweichungen auftreten. Als bekanntestes Beispiel seien Koordinatenmessgeräte (KMG) genannt.

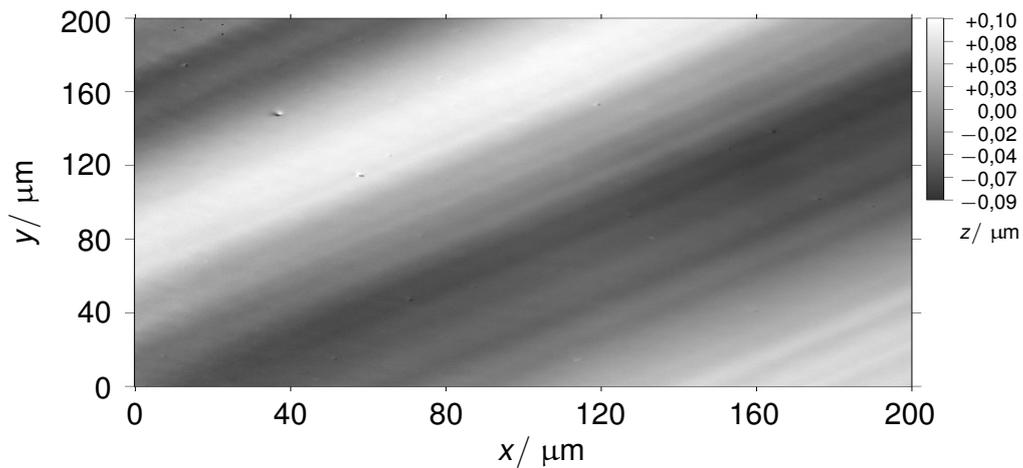
Anhand der in Bild 5.6 aufgezeigten winkelabhängigen Störverteilungsfunktion kann bereits vorab vermutet werden, dass Methode 1 (ohne Berücksichtigung der Winkelabhängigkeit) schlechtere Ergebnisse liefern wird als Methode 2. Die Bilder 5.7 bis 5.9 (Methode 2 in grün) belegen dies.

5.3.1 Bewertung der Ergebnisse und Korrekturmethode bei der Rauheitsmessung

Die Bilder 5.7 bis 5.9 zeigen die Ergebnisse von Messungen mit Dove-Prisma (Rohdaten, Korrektur mit Methode 1 und Korrektur mit Methode 2), sowie eine Referenzmessung ohne Rotationsprisma. Die relativen Abweichungen der Rohdaten mit und ohne Rotationsprisma betragen bis zu 170% (vergleiche Bild 5.5); durch die Korrektur kann eine deutliche Verbesserung erreicht werden. Während die Dove-Rohdaten für kleine A_q -Werte eine deutliche Überschätzung (vergleiche Bild 5.7 bis 5.9) und bei großen A_q -Werten eine Unterschätzung (vergleiche Bild 5.9) aufweisen, korrigiert Methode 1 diese weitestgehend. Methode 2 liefert hier noch bessere Ergebnisse. Die durch die internen Reflektionen unter zwei Winkelstellungen entstehenden Überhöhungen, besonders deutlich sichtbar bei der Siliziumprobe in Bild 5.7, sowie dem superfeinen Raunormal in Bild 5.9 (jeweils bei circa 30° und 210° Dove-Drehung), können von der winkelunabhängigen Methode 1 jedoch nicht korrigiert werden. Methode 2 erzielt auch hier, wie erwartet, deutlich bessere Ergebnisse.

Trotzdem liegen die gemessenen relativen Abweichungen der A_q -Werte, bezogen auf die Referenzmessung, im (bis zu maximal) zweistelligen Prozentbereich⁹. Diese großen Abweichungen treten vornehmlich bei „schwierigen“ Messaufgaben auf.

⁹Zwischen maximal circa 20% bei der ultrapräzisionsgefrästen Oberfläche und maximal circa 40% beim Silizium-Wafer.



(a) Aufnahme mit Konfokal-Mikroskop

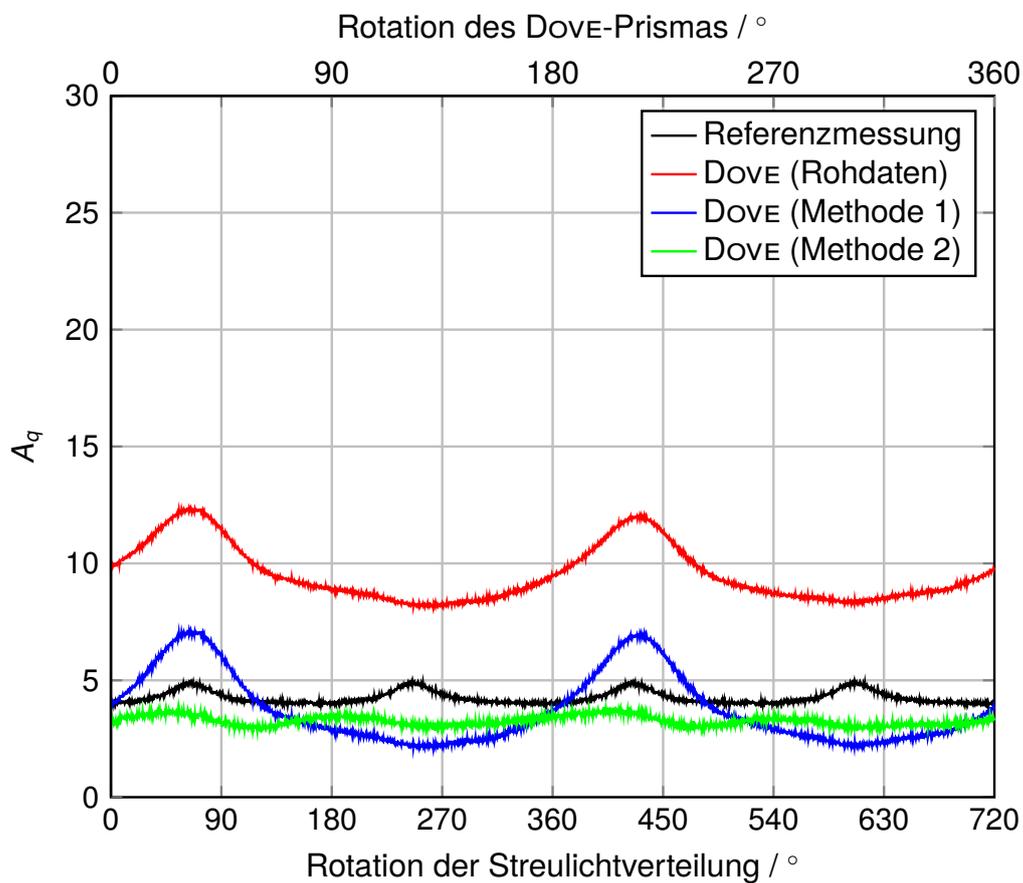
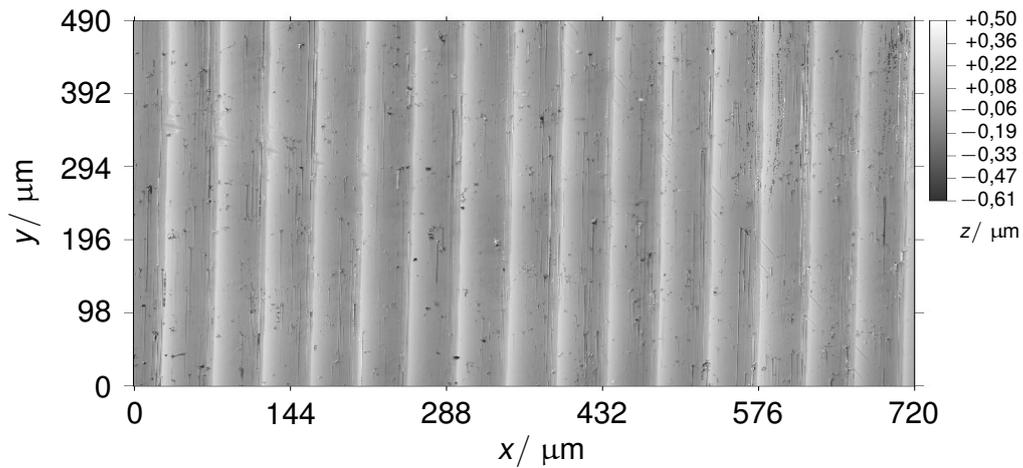
(b) A_q -Werte mit und ohne Rotationsprisma

Bild 5.7: Silizium-Wafer. (a) Oberflächenstruktur gemessen mit einem konfokalen Mikroskop (NanoFocus μ Surf Explorer, Objektiv: 60-fach mit NA 0,9). (b) Streulichtmessungen. Dargestellt sind eine Referenzmessung, durchgeführt mit Hilfe des Drehtisches eines Formtesters, sowie Messungen mit Dove-Prisma (inklusive zwei Korrekturmethode). Die Startposition der Messungen ist willkürlich gewählt.



(a) Aufnahme mit Konfokal-Mikroskop

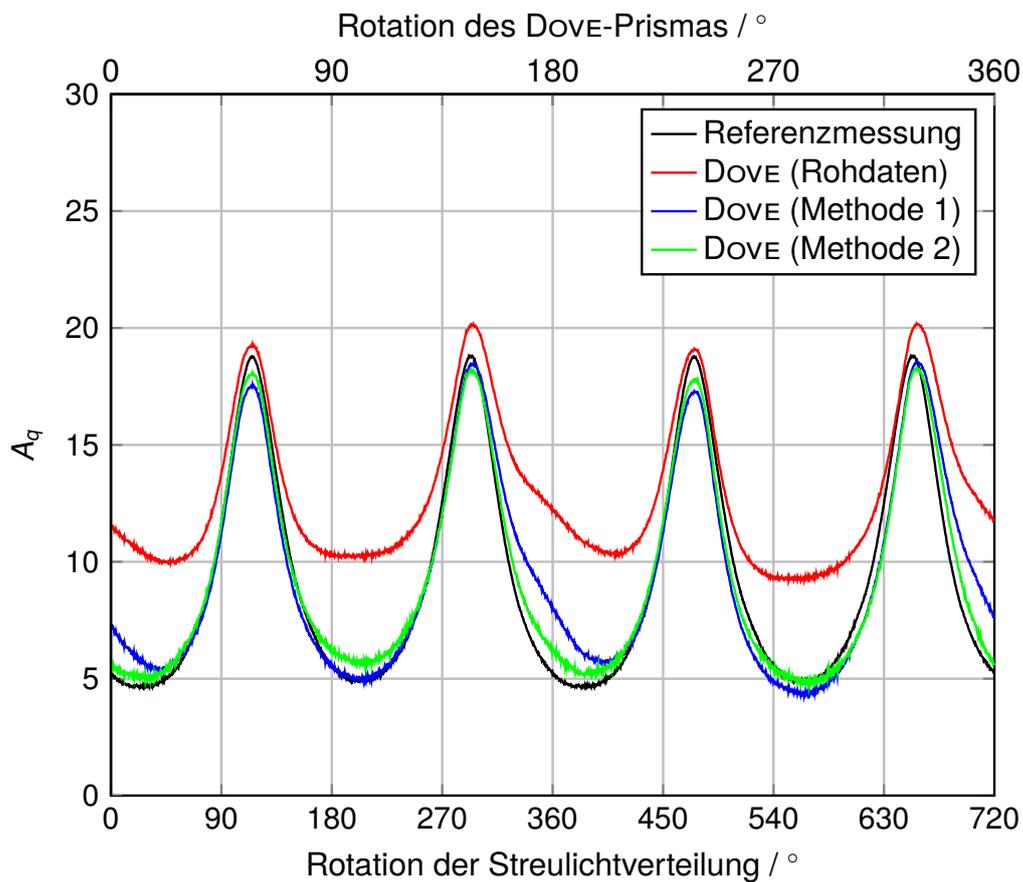
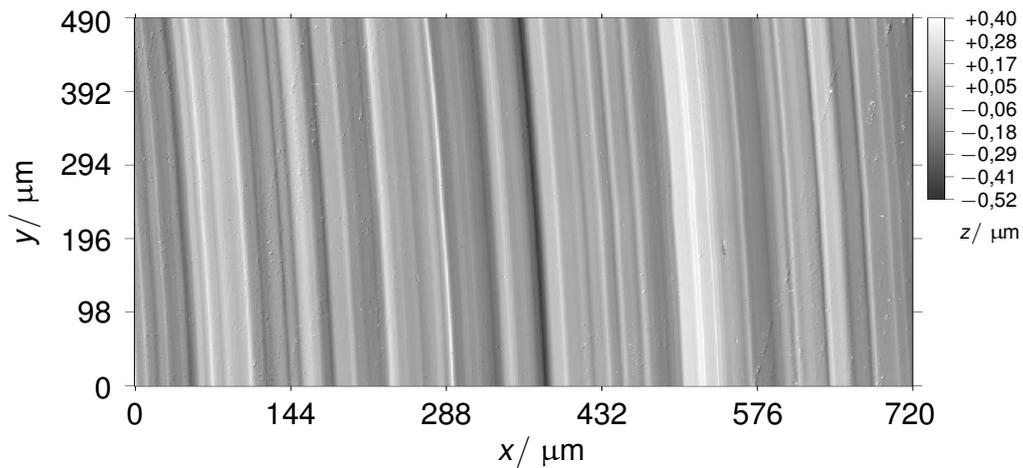
(b) A_q -Werte mit und ohne Rotationsprisma

Bild 5.8: Ultrapräzisionsgefräste Oberfläche. (a) Oberflächenstruktur gemessen mit einem konfokalen Mikroskop (NanoFocus μ Surf Explorer, Objektiv: 60-fach mit NA 0,9). (b) Streulichtmessungen. Dargestellt sind eine Referenzmessung, sowie Messungen mit DOVE-Prisma (inklusive zwei Korrekturmethode). Die Startposition der Messungen ist willkürlich gewählt.



(a) Aufnahme mit Konfokal-Mikroskop

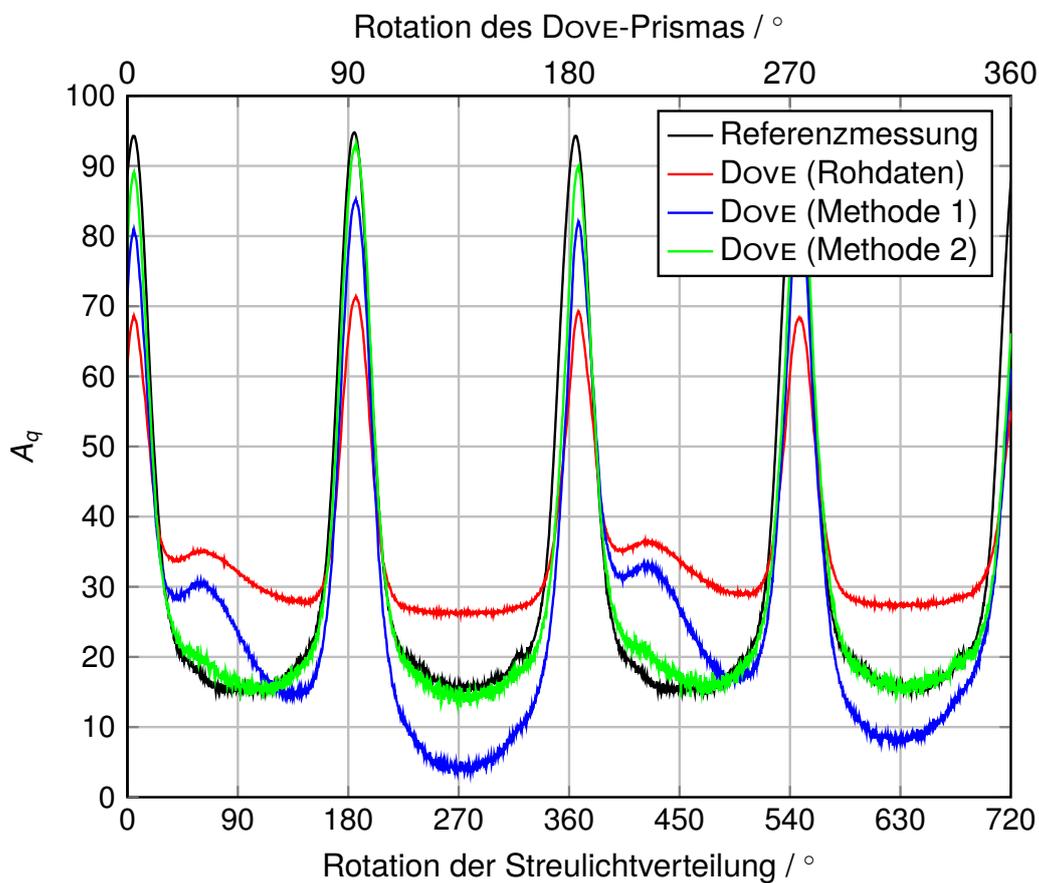
(b) A_q -Werte mit und ohne Rotationsprisma

Bild 5.9: Superfeines Raunormal KNT 4070/03 Stufe 3. (a) Oberflächenstruktur gemessen mit einem konfokalen Mikroskop (NanoFocus μ Surf Explorer, Objektiv: 60-fach mit NA 0,9). (b) Streulichtmessungen. Dargestellt sind eine Referenzmessung, sowie Messungen mit Dove-Prisma (inklusive zwei Korrekturmethode). Man beachte die geänderte Skalierung der A_q -Achse im Vergleich zu Bild 5.7 und 5.8.

Hierzu gehört zum Beispiel die Siliziumprobe, da sie als spiegelnde Oberfläche eine sehr schmale Streulichtverteilung liefert. Kleinste Schwankungen wirken sich hier stark auf das Ergebnis aus. Weiterhin sind auch Messaufgaben mit niedriger zurück gestreuter Gesamtintensität als kritisch zu bewerten, da die gemessenen Intensitäten der einzelnen Dioden in der Größenordnung der Korrekturwerte liegen (wie es z.B. bei den großen A_q -Werten in Bild 5.9 der Fall ist).

Allerdings muss an dieser Stelle auch angemerkt werden, dass eine relative Abweichung von Null nicht zu erwarten ist. Selbst bei hoher Oberflächen- und Fertigungsgüte ist keine Probe 100%-ig homogen in ihren Oberflächenstrukturen. Durch die Messung an zwei Messstellen (Halter für Sensor mit Dove-Prisma, sowie Formtester mit Drehtisch zur Referenzmessung ohne Rotationsprisma) ist eine leicht veränderte Messposition auf der Probe, und daraus folgend ein leicht anderes Messergebnis, zu erwarten.

Weiterhin ist durch die oben durchgeführte Korrektur (Methode 2) nur das unerwünschte Streulicht, welches auf dem Weg von der Lichtquelle zur Probe entsteht, korrigiert worden. Dies wurde durch eine Dunkelstrommessung ohne Probe in der Sensorbrennebene durchgeführt. Misst man hingegen auf einer Probenoberfläche, so erleidet auch das von der Probe zur Sensorzeile verlaufende Licht unerwünschte Reflektionen in der Prismen-Rotationseinheit. Dieser Anteil ändert sich mit der Intensität, Breite und Position der Streulichtverteilung im dreidimensionalen Raum, und kann daher nicht aus dem erfassten Schnitt der Sensorzeile errechnet werden. Eine Korrektur ist daher nicht möglich. Sinnvoll wäre es daher, das entstehende Störstreulicht durch geeignete Maßnahmen möglichst zu minimieren.

Eine prinzipielle Machbarkeit der dreidimensionalen Erfassung der Streulichtverteilung mittels rotierendem Prisma zur Messung der Rauheit (Kennwert A_q) konnte nachgewiesen werden. Anwendungen mit „gutmütigen“ Oberflächen und ohne enge Toleranzen bezüglich der Rauheitskennwerte sind bereits jetzt realisierbar.

5.3.2 Bewertung der Ergebnisse und Korrekturmethode bei der Formmessung

Ein großer Vorteil des Streulichtensors liegt in der gleichzeitigen Erfassung von Rauheit und Form (als mittlere Steigung). Die 3D-Messung der Rauheit wurde bereits im vorangehenden Abschnitt untersucht. Der dort gewählte Ansatz zur Korrektur der Messdaten, mit Hilfe von zuvor hinterlegten Daten aus Dunkelstrommessungen (Methode 2), kann auch bei der Formmessung angewendet werden. Bild 5.10 zeigt die Auswertung des mittleren Steigungswertes M über sechs Dunkelstrommessungen. Angegeben sind für jede Winkelstellung des Dove-Prismas der Mittelwert und das

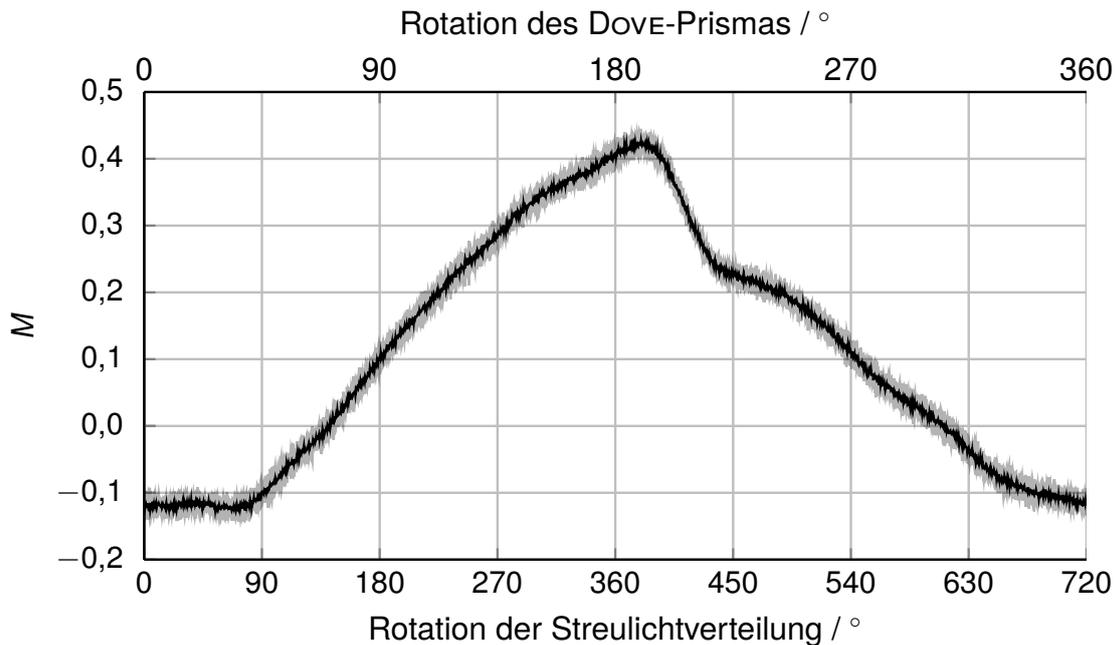


Bild 5.10: Systematische Abweichung des M -Werts durch Reflektionen im Dove-Prisma. Eingezeichnet ist der Mittelwert aus sechs Dunkelstrommessungen, sowie das 95%-Vertrauensintervall, über 720° Rotationswinkel der Streulichtverteilung (entspricht 360° Drehung des Dove-Prismas).

95%-Vertrauensintervall aus den Messwerten. Es ist eine deutliche Schwankung des M -Wertes systematischer Natur erkennbar. Aus den Daten errechnet sich zusätzlich eine mittlere empirische Standardabweichung des M -Wertes aller Messungen (mit 95%-Vertrauensintervall) zu $\bar{\sigma}_{M,95\%} = 0,007 \pm 0,005$.

Innerhalb dieser Genauigkeit kann die mittlere Steigung für jede Winkelposition als konstant angesehen werden. Konstante Steigungen, unabhängig ihrer Herkunft¹⁰, werden jedoch bei der Formrekonstruktion durch Integration der mittleren Steigungen nicht berücksichtigt. Eine Formmessung unter Verwendung des Rotationsprismas ist daher (mit größeren Toleranzen) möglich, wenn die in Bild 5.10 dargestellten systematischen Abweichungen berücksichtigt werden.

Zur sicheren Rekonstruktion der Form, muss Äquidistanz zwischen den Messpunkten herrschen. Hierzu ist eine Synchronisierung der Rotation des Prismas und dem Messvorschub hoher Güte nötig (vergleiche Abschnitt 5.2.1). Eine nichtäquidistante Abtastung führt zu einer wachsenden Unsicherheit bei der Formrekonstruktion und Verschmierungen bei FOURIER-Analysen der Messdaten.

¹⁰Z.B. verursacht durch eine leichte Verkippung zwischen Sensor und der Oberflächennormalen.

5.4 Optimierungsmöglichkeiten des Rotationsprismas

Der vorangegangene Abschnitt 5.3 zeigt, dass eine Anwendung des Dove-Rotators aktuell auf „gutmütige“ Oberflächen, bei nicht zu eng gesetzten Toleranzen, begrenzt ist. Die internen Reflexionen verursachen relative Abweichungen des A_q -Wertes von bis zu 170% (vergleiche Bild 5.5) und stellen somit ein erhebliches Problem dar. Auch wenn über Dunkelstrommessungen (Korrekturmethode 2) die Abweichungen deutlich verringert werden können, bleibt der Strahlenverlauf von der Oberfläche zur Sensorzeile unkorrigiert. Da bereits alle Flächen im Inneren der Hohlwelle eloxiert sind und auch das Glasprisma eine Antireflektions-Beschichtung besitzt, sind die Optimierungsmöglichkeiten hier stark begrenzt. Man könnte jedoch das Glasprisma durch ein Spiegelprisma ersetzen. Das Prinzip eines solchen Prismas ist in Bild 5.11 illustriert. Ein Spiegelprisma besteht aus zwei Komponenten: zwei in einem bestimmten Winkel zueinander stehenden spiegelnden Oberflächen, die i.d.R. aus einem Werkstück hergestellt sind, sowie einem davon losgelösten Planspiegel. Da der Brechungsindex von Luft $n \approx 1$ ist, treten keine Aberrationen auf.

Ein Spiegelprisma bietet jedoch nicht nur Vorteile. Es müssen hohe Anforderungen an die spiegelnden Flächen (z.B. Planheit) gestellt werden. Außerdem bedarf es einer sehr sorgfältigen Justage der Komponenten zueinander. Aufgrund der ungleichen Gewichtsverteilung um die Rotationsachse steigt auch der Aufwand beim Auswuchten des Aufbaus.

Der aktuelle Aufbau verwendet einen Schrittmotor (engl. Stepper) zur Rotation des Prismas in der Hohlwelle. Prinzipbedingt (Schritt vor, Anhalten, Schritt vor, ...) entstehen Vibrationen bei der Rotation. Je nach Geschwindigkeit fallen diese unterschiedlich stark aus. Außerdem kommt es gelegentlich vor, dass Stepper Schritte auslassen oder überspringen. Daher ist der Einsatz eines Encoders zwingend erforderlich. Als Alternative zum Schrittmotor könnte ein Gleichstrommotor eingesetzt werden.

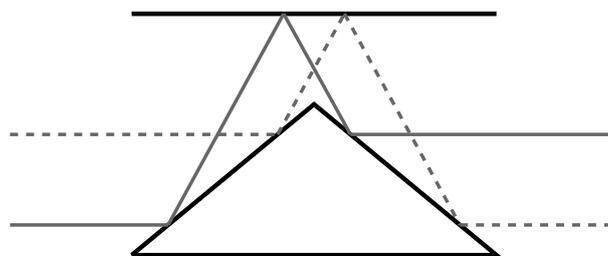


Bild 5.11: Prinzip eines Spiegelprismas. Statt Brechung an Glasflächen tritt Totalreflektion an spiegelnden Oberflächen auf. Wegen dem Brechungsindex von Luft $n \approx 1$ treten keine Aberrationen auf.

Dieser bietet eine gleichmäßigere Bewegung bei der Rotation. Außerdem wären damit zukünftig höhere Rotationsgeschwindigkeiten, und als direkte Folge kürzere Messzeiten, möglich.

Die Drehgeschwindigkeit ist momentan noch ein begrenzender Faktor. Während die Messeinrichtung selbst eine Datenerfassungsrate von 2.000 Hz (aktuell arbeitet der Hersteller an einer Messeinrichtung mit 10.000 Hz) aufweist, liegt die maximale Rotationsfrequenz des Schrittmotors in der Größenordnung 10 – 20 Hz, und somit deutlich darunter. Nutzt man aus, dass eine Umdrehung des Prismas einer doppelten Umdrehung der Streulichtverteilung entspricht, so kann man die maximal mögliche Datenerfassungsrate mit DOVE-Prisma um den Faktor zwei erhöhen. Allerdings muss beachtet werden, dass die Störungen, d.h. die internen Reflektionen im aktuellen Aufbau, für die Winkelbereiche 0 – 180° und 180 – 360° nicht gleich sind. Die erfassten Daten aus den Winkelbereichen sind daher nur bedingt untereinander vergleichbar.

In den durchgeführten Untersuchungen blieben die beobachteten Abweichungen im Rahmen der Messgenauigkeit konstant. Dies ermöglichte erst die Korrektur der gemessenen Werte. Zu Prüfen bleibt jedoch, ob und in welchem Umfang sich die Abweichungen durch Verschleiß (z.B. der Lager des DOVE-Rotators) verändern. Gegebenenfalls sind entsprechende Wartungs- und Kalibrierungsintervalle festzulegen. Eine Überarbeitung der mechanischen Komponenten könnte unter Umständen ebenfalls nötig sein. Dies wird sich aber erst in Langzeittests zeigen.

6 Eignungstest eines flächigen Sensors zur Streulichterfassung

Neben der technischen Realisierung einer dreidimensionalen Streulichterfassung mittels rotierendem DOVE-Prisma (vergleiche Abschnitt 5) wird an dieser Stelle die prinzipielle Eignung von flächigen Sensoren untersucht. Hierzu stellte der Hersteller PCO IMAGING sein aktuelles¹ Spitzenmodell, die PCO.EDGE 5.5, für Tests zur Verfügung. Die technischen Spezifikationen der CMOS-Kamera sind in Tabelle D.3 in Anhang D.3 zu finden. Bevor in Abschnitt 6.2 der flächige CMOS-Chip mit der aktuellen PDA-basierenden Messeinrichtung verglichen wird, sind zunächst einige Voruntersuchungen zur Kamera im folgenden Abschnitt angegeben.

6.1 Voruntersuchungen

In Abschnitt 3.3.5 wurde, aus rein theoretischen Überlegungen, der erhöhte Dunkelstrom bei der CMOS-Technologie bemängelt. Experimentell ergibt sich aus 96 Wiederholmessungen bei abgedunkelter Chipfläche ein mittlerer Dunkelstrom von $95,4 \pm 2,6$ Intensitätswerten (bei 16 bit Dynamik des ADC). Diesem ist ein Rauschen von $5,6 \pm 7,2$ Intensitätswerten² (jeweils 95%-Vertrauensintervall) überlagert. Dieses Ergebnis zeigt mehrere Dinge auf: Zum Einen ist durch den hohen Dunkelstrom, der eine Größenordnung über dem des linearen PDA liegt (vergleiche Seite 80), der Dynamikumfang des flächigen Chips eingeschränkt. Das Rauschen ist ebenfalls größer als beim PDA. Während der vorliegende Faktor 2 zwischen Rauschen des PDA- und des CMOS-Chips jedoch als unkritisch zu betrachten ist, fällt auf, dass die Unsicherheit des Rauschens ebenfalls eine Größenordnung über der des PDA liegt. Daraus folgt, dass die Schwankungen von Pixel zu Pixel stark unterschiedlich sind. Ein ausgeprägtes Fixed-Pattern-Noise³ konnte jedoch bei ersten Untersuchungen nicht festgestellt werden.

Die erzielten Ergebnisse bestätigen voll und ganz die Erwartungen aus Abschnitt 3.3.5. Allerdings wurden hier CMOS-Pixel mit einer Fläche von $6,5 \mu\text{m} \times 6,5 \mu\text{m}$ mit PDA-Pixeln mit einer Fläche im mm^2 -Bereich verglichen. Auch wenn die untersuchte Kamera kein Binning vor der Analog-Digital-Wandlung unterstützt, so erhöht das digitale Binning dennoch die Stabilität. Für rechnerisch gebinnte 1 mm^2 -Pixel

¹Stand September 2014

²Dieses Ergebnis spiegelt die Tatsache wieder, dass das Rauschen nicht GAUSS-verteilt ist, sondern einer asymmetrischen Verteilung gehorcht.

³Ein festes Muster an „heißen“ (übersteuerten) oder „kalten“ (untersteuerten) Pixeln.

ergibt sich für den CMOS-Chip bei 96 Wiederholmessungen ein Dunkelstrom von $95,4 \pm 1,6$ Intensitätswerten mit einem Rauschen von nur noch $0,16 \pm 0,06$ Intensitätswerten. Dieses Ergebnis verdeutlicht die (für eine wissenschaftliche Kamera erforderliche) Hochwertigkeit der verwendeten sensornahen Elektronik.

Neben Dunkelstrom und Rauschen spielt auch die Linearität der Messeinrichtung eine wichtige Rolle. In Abschnitt 4.2.3 wurde bereits die Linearität des PDA für jede Diode einzeln untersucht. Da eine homogene Ausleuchtung der gesamten CMOS-Fläche (circa $16,6 \text{ mm} \times 14,0 \text{ mm}$) jedoch schwer zu realisieren ist, wurde an dieser Stelle nur eine Abschätzung der Linearität für einen begrenzten Bereich des Chips durchgeführt (unter der Annahme, dass die Linearitätseigenschaft unabhängig vom Ort auf der Chipfläche ist). Die erzielten Ergebnisse bestätigen erneut die hohe Güte der verwendeten Kamera: Innerhalb der Messunsicherheiten sind keine Unterschiede in der Linearität von PDA- und CMOS-Chip zu erkennen.

6.2 Vergleich mit aktuellem Sensoraufbau

Für einen Vergleich zwischen dem aktuellen Sensoraufbau mit linearem PDA und der Kamera mit flächigem CMOS-Chip wurden die in Bild 6.1 dargestellten Aufbauten verwendet. Da die Pixel des PDA um ein vielfaches höher als breit sind, wurde zur Erlangung einer annähernd quadratischen Pixelfläche von 1 mm^2 das lineare PDA mit einer Schlitzblende der Breite 1 mm versehen. Es wurde dabei vertikal ausgerichtet (Detektion eines Winkelbereichs von $\pm 16^\circ$) und anschließend horizontal verschoben, um eine dreidimensionale Streulichtverteilung zu erfassen. Der horizontal erfassbare Winkelbereich ist durch den Umlenkspiegel und das Objektiv (vergleiche obere und untere rechte Ecke in Bild 6.3 (a)) begrenzt. Er beträgt circa 16° am oberen bzw. unteren Ende des vertikal erfassbaren Streulichtbereichs, bis maximal 23° in einem horizontalen Schnitt durch das Zentrum des Messbereichs.

In einer zweiten Versuchsreihe wurde die Kamera anstatt des PDA zur Streulicht-erfassung eingesetzt. Die lange Seite des CMOS-Chips ($2560 \cdot 6,5 \text{ } \mu\text{m} \approx 16,6 \text{ mm}$) wurde horizontal ausgerichtet, und der Sensor vertikal verfahren. Zur Abdeckung eines vertikalen Winkelbereichs von $\pm 16^\circ$ sind drei Bilder aufgenommen und zusammengefügt worden. Aus Gründen der statistischen Stabilität setzt sich jedes der aufgenommenen Bilder aus 32 gemittelten Einzelbildern zusammen. Weiterhin wurde die Stromstärke der beleuchtenden LED jeweils so gewählt, dass die Dynamik der Sensoren bestmöglich ausgenutzt wird, ohne ein übersteuerndes Signal zu erhalten. Die Belichtungszeit der Kamera wurde zu $500 \text{ } \mu\text{s}$ gewählt, was der minimal möglichen

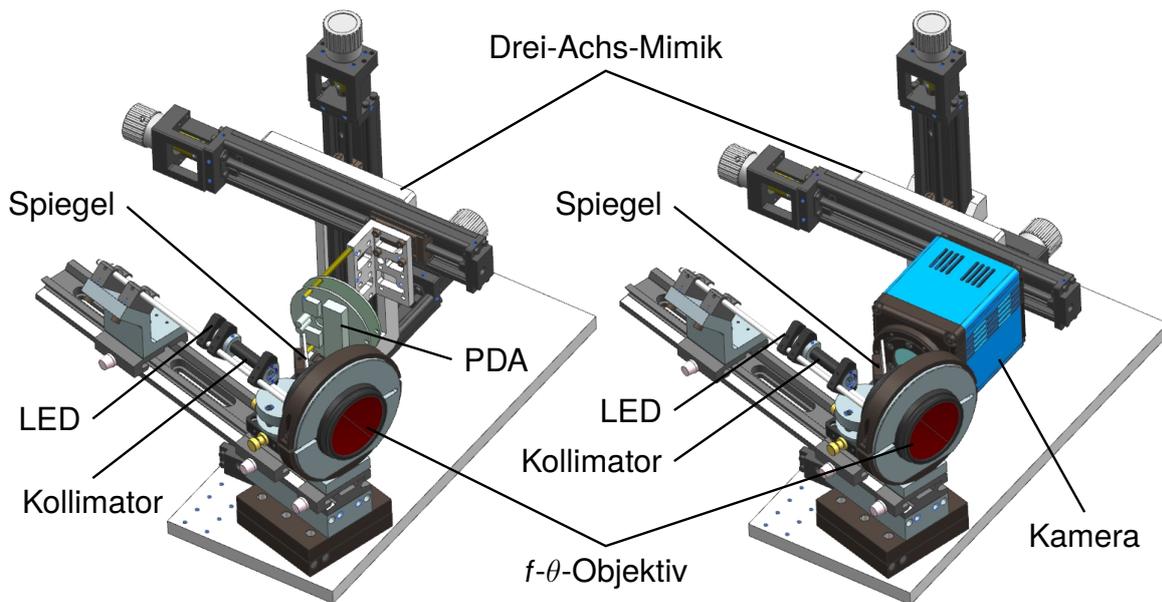


Bild 6.1: Aufbauten zur flächigen Erfassung der 3D-Streulichtverteilung. Links ist der Aufbau mit der auf linearem PDA basierenden, rechts der auf der CMOS-Kamera basierenden Messeinrichtung dargestellt. Das Licht einer LED wird kollimiert und mittels $f\text{-}\theta$ -Objektiv auf eine Oberfläche abgebildet. Das zurückgestreute Streulicht wird vom Objektiv erfasst und über einen Umlenkspiegel auf das PDA bzw. die Kamera abgebildet. Kamera und PDA können über eine Drei-Achs-Mimik beliebig im Raum positioniert werden.

Zeit entspricht. Weiterhin wurde zur Datenreduktion ein digitales Binning durchgeführt. So entstanden Pixel mit 1 mm^2 Fläche, analog zum PDA.

Als Demonstratoren dienen superfeine Raunormale⁴, ein Silizium-Spiegel⁵, sowie die gehobene Lauffläche einer Zylinderbuchse. Bild 6.2 zeigt, am Beispiel des superfeinen Raunormals KNT 4070/03 Stufe 3, den direkten Vergleich zwischen linearem PDA und der verwendeten Kamera. Zur besseren Beurteilung des Bereichs niedriger Intensitäten sind die Streulichtverteilungen in der Intensitätsachse logarithmisch dargestellt. Im Bild sind deutlich Längs- und Querrauheit zu erkennen. Die große Ähnlichkeit der beiden Bilder zeigt, dass die Dynamik des CMOS-Chip (nach Mittelung über 32 Bilder) vergleichbar ist mit der Dynamik des linearen PDA. Dies kann durch Vergleich der A_q -Werte zwischen PDA und CMOS überprüft werden. Tabelle 6.1 gibt diese, jeweils berechnet an einem Schnitt entlang der Querrauheit durch den Schwerpunkt

⁴Halle KNT 4070/03, Stufe 1: $R_a \pm 2\sigma = 26,1\text{ nm} \pm 0,8\text{ nm}$, Stufe 2: $R_a \pm 2\sigma = 61,5\text{ nm} \pm 2,4\text{ nm}$, Stufe 3: $R_a \pm 2\sigma = 85,4\text{ nm} \pm 5,4\text{ nm}$ (jeweils laut Werkskalibrierschein)

⁵ $R_a \lesssim 30\text{ nm}$

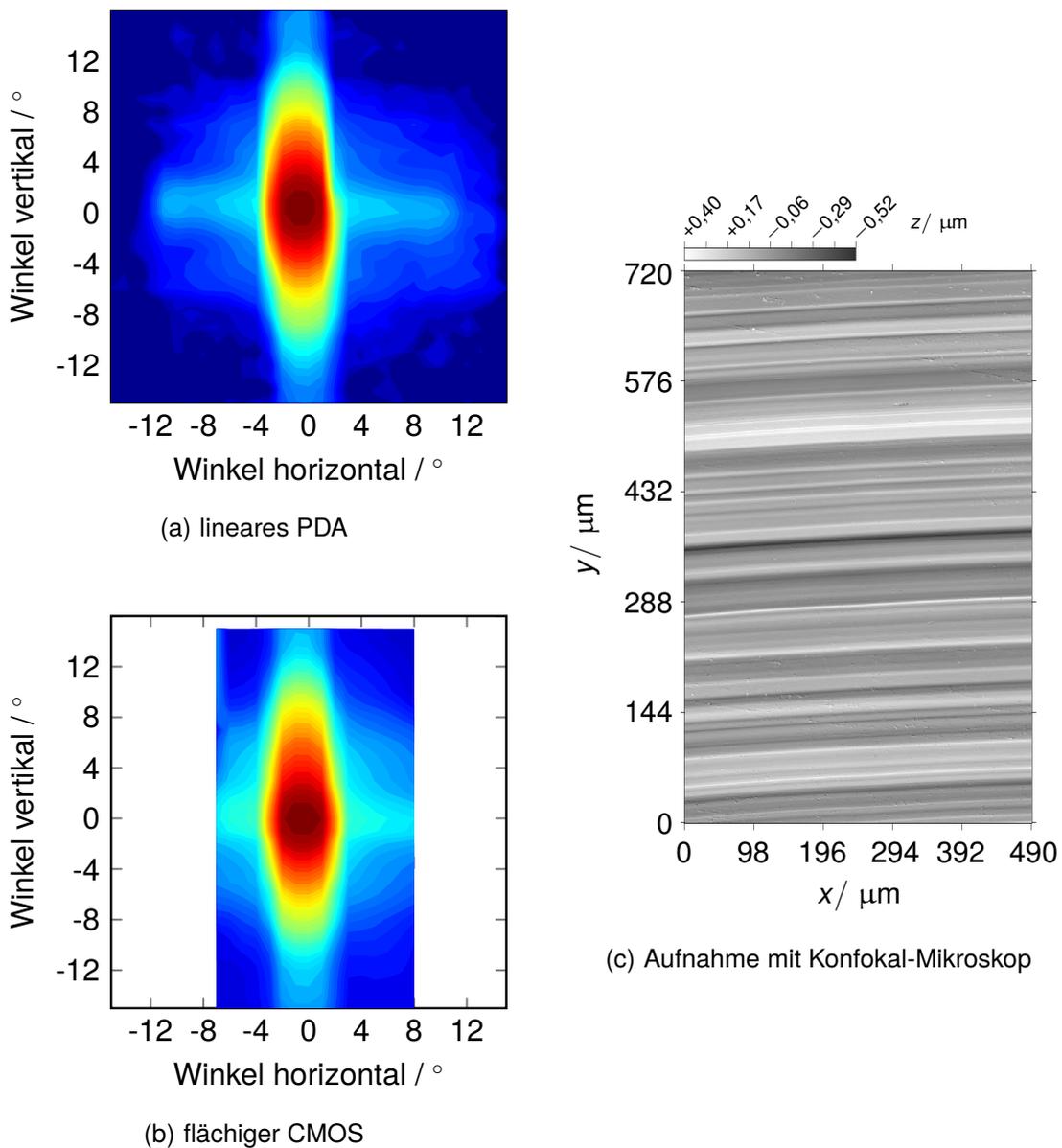


Bild 6.2: Vergleich der Streulichtverteilung am superfeinen Raunormal KNT 4070/03 Stufe 3. (a) Streulichtmessung mit linearem PDA. Das vertikal ausgerichtete PDA wurde horizontal verschoben und die entstandenen Daten zu einem Bild zusammengefügt. Logarithmische Darstellung. (b) Streulichtmessung mit flächigem CMOS. Der horizontal (2560 Pixel) ausgerichtete CMOS-Chip wurde vertikal verschoben. Drei Einzelbilder wurden zu einem Bild zusammengefügt. Logarithmische Darstellung. (c) Oberflächenstruktur gemessen mit einem konfokalen Mikroskop (NanoFocus μ Surf Explorer, Objektiv: 60-fach mit NA 0,9).

Tabelle 6.1: Vergleich der A_q -Werte von PDA und CMOS. Die Auswertung erfolgt jeweils an einem Schnitt durch den Schwerpunkt der dreidimensionalen Verteilung und entlang der Querrauheit. Angegeben sind jeweils der A_q -Wert inklusive 95%-Vertrauensintervall.

Probe	PDA	CMOS	CMOS
	(1 mm × 1 mm)	(1 mm × 1 mm)	(6,5 μm × 6,5 μm)
KNT4070/03 Stufe 1	2,50 ± 0,11	2,458 ± 0,004	2,48 ± 0,18
KNT4070/03 Stufe 2	4,86 ± 0,10	4,897 ± 0,005	5,2 ± 0,4
KNT4070/03 Stufe 3	7,96 ± 0,11	7,897 ± 0,006	8,0 ± 0,5

der dreidimensionalen Verteilung, für die untersuchten Raunormale an. Die Unsicherheiten sind mittels Abweichungsfortpflanzung berechnet und berücksichtigen die 2σ -Streuung, welche sich aus der Mittelung der Daten ergibt. Die Werte stimmen innerhalb der Unsicherheiten jeweils für PDA und CMOS überein. Es fällt jedoch auf, dass die Unsicherheiten beim CMOS-Chip (Rohdaten ohne Binning) durchweg größer sind als beim PDA. Nach der Durchführung eines digitalen Binnings werden die Unsicherheiten wie erwartet deutlich kleiner.

Ein großer Vorteil der dreidimensionalen Erfassung von Streulicht ist die Erkennung und Auswertung von beliebig gerichteten Strukturen. Als Beispiel kann Bild 6.3 angeführt werden: Es zeigt die konfokale Aufnahme einer gehonten Zylinderbuchse, sowie die zugehörige Streulichtverteilung. Die Winkel der Honstruktur können aus der Streulichtverteilung mittels RADON-Transformation ermittelt werden. Der Winkel für die in Bild 6.3 dargestellte Struktur ergibt sich zu circa 30° . Auch bei anderen Bearbeitungsverfahren, wie z.B. Kreuzschliff oder Politur, lassen sich mit dieser Technik die Vorzugsrichtungen bestimmen.

6.3 Abschließende Bewertung

Der direkte Vergleich zwischen linearer Diodenzeile und flächigem CMOS-Chip wurde für mehrere Demonstratoren (drei superfeine Raunormale, einen Silizium-Spiegel und zwei gehonte Zylinderbuchsen) durchgeführt, und exemplarisch für das superfeine Raunormal KNT 4070/03 Stufe 3 visualisiert (Bild 6.2). Es konnte gezeigt werden, dass die Dynamik von CMOS-Chip und linearem PDA, bei geeigneter Anzahl an Wiederholmessungen zur statistischen Absicherung, ähnlich sind. Die Dynamik der CMOS-Kamera fällt wegen dem hohen Dunkelstrom jedoch prinzipiell geringer aus.

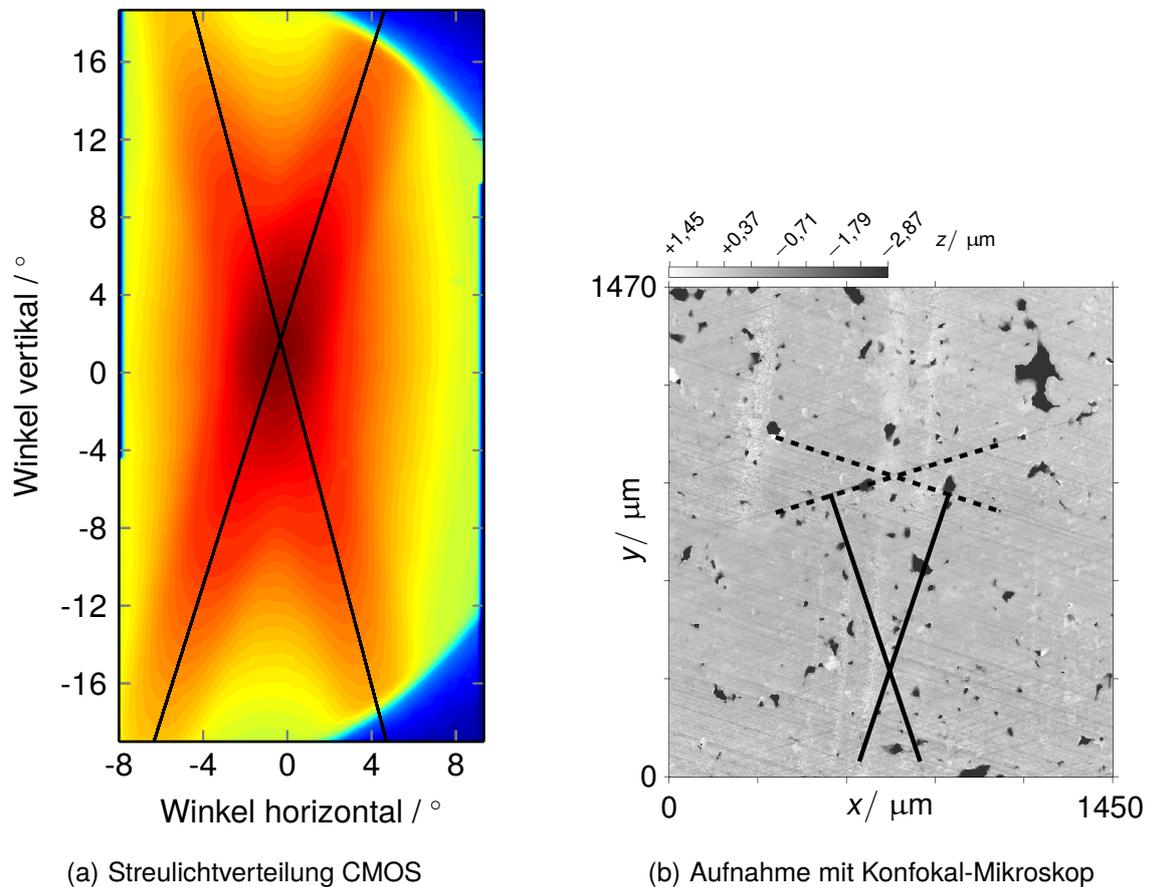


Bild 6.3: Streulichtverteilung der gehonten Lauffläche einer Zylinderbuchse. (a) Streulichtmessung mit CMOS in logarithmischer Intensitätsdarstellung. Der Honwinkel (Querrauheit) ist in der Verteilung deutlich erkennbar (schwarze Linien) und wurde aus den Messdaten zu circa 30° berechnet. (b) Oberflächenstruktur gemessen mit einem konfokalen Mikroskop (NanoFocus μ Surf Explorer, Objektiv: 20-fach mit NA 0,6). Der Honwinkel (gestrichelt) und die vom Streulichtsensor senkrecht dazu betrachtete Querrauheit (durchgängige Linien) sind hervorgehoben.

Weiterhin fällt auf, dass die berechneten A_q -Werte durchweg unsicherer sind als die mittels linearem PDA ermittelten. Dies kann durch das stärkere Rauschen der Pixel des CMOS-Chips begründet werden (vergleiche Abschnitt 6.1). Eine Möglichkeit zur Rauschminimierung stellt das Binning dar, wie Tabelle 6.1 deutlich zeigt. Ein analoges Binning, d.h. vor der Analog-Digital-Wandlung, ist technisch nicht möglich; ein digitales Binning ist hardwareseitig nur bis zu einer Größe von 4×4 Pixeln implementiert. Die dadurch immernoch sehr große Datenmenge, die von der Kamera zum PC übertragen werden muss, stellt ein weiteres Problem dar. Bei optimaler Nutzung aller Möglichkeiten und Einsatz einer leistungsfähigen PC-Hardware, sind nur circa 100 fps möglich. Zum Vergleich: Der aktuelle Aufbau des Streulichtsenors mit PDA arbeitet mit 2000 fps. Die hohe Auflösung des CMOS-Chips in Kombination mit der Datenübertragung stellt also einen Flaschenhals dar. Da die hohe Ortsauflösung nicht benötigt wird (vergleiche Ergebnisse in Tabelle 6.1, mit und ohne Binning), würde eine hardwareseitiges Binning dieses Problem lösen⁶. Ein analoges Binning ist aufgrund der Chiparchitektur nicht realisierbar, ein digitales Binning könnte hingegen mittels einer modifizierten Firmware der sensornahen Elektronik durchgeführt werden. Allerdings ist die aktuelle Marktnachfrage so gering, dass eine Firmwareanpassung in naher Zukunft unwahrscheinlich ist. Für Laboraufbauten oder industrielle Lösungen ohne hohe Anforderungen an die Taktrate, ist die vorgestellte Kamera bereits jetzt als sehr vielversprechend zu bewerten. Problematisch bleibt allerdings der aktuell noch sehr hohe Preis der Kamera im Vergleich zum Aufbau mit PDA.

Wie bereits u.a. in Abschnitt 3.3.6 erläutert, müsste zur Anwendung der Kamera als Streulichtmesseinrichtung mit einer Winkelakzeptanz von $\pm 16^\circ$ die bestehende Messeinrichtung mit ihren optischen Komponenten neu konstruiert, und damit an die kleinere sensitive Fläche angepasst werden. Ein Zusammenfügen von drei Einzelbildern zur Erlangung der Winkelakzeptanz von $\pm 16^\circ$, wie in dieser Arbeit zur Machbarkeitsstudie durchgeführt, ist im industriellen Umfeld nur schwer realisierbar.

⁶Zu beachten ist jedoch, dass die Bildrate nicht beliebig gesteigert werden kann, da auch andere limitierende Faktoren existieren.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden zwei Themenkomplexe bearbeitet: Der erste befasste sich mit der Qualifizierung der bestehenden Messeinrichtung zur Erfassung der zweidimensionalen Streulichtverteilung. Nach Vorstellung der grundlegenden theoretischen Modelle zur mathematischen Beschreibung von Streulicht, das weit verbreitete Modell von BECKMANN und SPIZZICHINO (Abschnitt 2.2.3) sowie das Spiegelfacettenmodell von TORRANCE und SPARROW (Abschnitt 2.2.4), wurde nach Abwägung der Vor- und Nachteile (Abschnitt 3.1) ein Modell zur zukünftigen Beschreibung der Streulichtmesseinrichtung vorgeschlagen.

Auch auf Hardwareseite wurden im ersten Themenkomplex Untersuchungen durchgeführt: In den Abschnitten 4.2.3 und 4.2.4 wurden Messungen zur Homogenität und Linearität der Fotodiodenzeile (inkl. der hardwarenahen Elektronik) analysiert und bewertet. Es konnten Abweichungen nachgewiesen werden, die von Sensor zu Sensor verschieden sind. Eine Kalibrierung (und softwareseitige Korrektur) jedes einzelnen Sensors ist daher angeraten, um die Vergleichbarkeit der Sensoren untereinander zu gewährleisten. Weiterhin konnte in den angesprochenen Messreihen festgestellt werden, dass die Kathodenflächen der Sensorzeile bei Beleuchtung Störintensitäten durch Streulicht erzeugen (vergleiche Abschnitt 4.2.5). Eine sorgfältig angebrachte Maske könnte dieses Problem beheben. Allerdings ist zu beachten, dass eine ungenau platzierte Maske eine Abschattung der Dioden hervorruft, was wieder durch eine Kalibrierung zur prüfen und zu berücksichtigen wäre.

Die erzielten Ergebnisse dieser Arbeit zeigen die hohe Güte der untersuchten Messeinrichtung auf, weisen aber gleichzeitig auf Unsicherheiten bei der Messwerterfassung und Datenanalyse hin. Zwar liefert jeder Sensor für sich gute und reproduzierbare Ergebnisse, eine Vergleichbarkeit verschiedener Sensoren untereinander ist hingegen nur innerhalb gewisser Toleranzen gegeben. Hier sollte in Zukunft der Aufwand zur Kalibrierung erhöht werden, da neben der Präzision auch die Rückführbarkeit im heutigen industriellen Umfeld eine wichtige Rolle spielt.

Der zweite behandelte Themenkomplex umfasst die dreidimensionale Erfassung von Streulicht: Als Vorbereitung zur 3D-Messung wurde die dreidimensionale Übertragungsfunktion der Messeinrichtung in Abschnitt 3.2 hergeleitet, sowie die verschiedenen Architekturen von flächigen Sensoren in Abschnitt 3.3 bewertet und auf Eignung geprüft. In diesem Zusammenhang fanden auch Überlegungen zu Auswirkungen von Pixelrauschen und Füllfaktoren kleiner 100% statt.

Als eine mögliche Realisierung einer Messeinrichtung zur dreidimensionalen Streulichterfassung ist die Prismen-Rotationseinheit in Kapitel 5 vorgestellt worden.

Konzipiert als Erweiterung der bestehenden Messeinrichtung sind die Entwicklungskosten vergleichsweise niedrig. Die Qualifizierung (vergleiche Abschnitt 5.3) zeigt jedoch große Abweichungen bei Rauheitsmessungen im Vergleich zur ursprünglichen Messeinrichtung. Die prinzipielle Machbarkeit einer dreidimensionalen Streulichterfassung konnte jedoch gezeigt werden. Im aktuellen Entwicklungsstadium ist das Ziel einer „plug & play“ Lösung für den täglichen industriellen Einsatz kurzfristig nicht erreichbar. Mittelfristig scheint eine solche Messeinrichtung jedoch realisierbar. Vorgeschlagene Optimierungen sind in Abschnitt 5.4 aufgezeigt. Reine Formmessungen (in beliebiger Richtung) sind jedoch bereits jetzt, unter der Berücksichtigung der systematischen Abweichung, möglich (vergleiche Abschnitt 5.3.2).

Als Alternative zum Rotationsprisma wurde in Abschnitt 6 ein flächiger CMOS-Sensor zur dreidimensionalen Erfassung der Streulichtverteilung untersucht. Die Machbarkeitsstudie zeigt klar, dass der Einsatz hochsensitiver, flächiger Sensoren durchaus möglich ist, und sogar vergleichbare (in Bezug auf die aktuelle Messeinrichtung mit PDA) Ergebnisse liefert. Problematisch bleiben jedoch, neben den hohen Kosten, die Datenerfassungsrate, sowie die geringen Abmaße des Sensors. Während letztere, bei gewünschter Winkelakzeptanz von $\pm 16^\circ$, eine Neukonstruktion der bestehenden Messeinrichtung zur Folge hätten, stellt die niedrige Datenerfassungsrate von maximal 100 fps den Einsatz als in-line-Messtechnik (mit i.d.R. kurzen Taktzeiten) in Frage; insbesondere wenn man zur statistischen Stabilisierung mehrere Einzelbilder zu einem neuen Bild verrechnet. Bis auf die angeführten Einschränkungen, liefert die Machbarkeitsstudie zum Einsatz flächiger Sensoren vielversprechende Ergebnisse. Auch hier ist mittel- bis langfristig von einer technischen Realisierung auszugehen.

A Grundlagen der Oberflächen-Messtechnik

A.1 Charakterisierung von Oberflächen

Zur Charakterisierung von Oberflächen muss zunächst definiert sein, was mit dem Begriff *Oberfläche* gemeint ist: Man unterscheidet zwischen der *wirklichen* Oberfläche, der *Istoberfläche* und der *geometrischen* Oberfläche [DIN 4760]. Erstere beschreibt die Menge „aller physikalisch existierenden Geometrieelemente, die das gesamte Werkstück vom umgebenden Medium trennen“ [ISO 14660-1]. Die Istoberfläche hingegen „ist das messtechnisch erfasste, angenäherte Abbild der wirklichen Oberfläche“ [DIN 4760] und wird, abhängig vom Messverfahren, in die mechanische und elektromagnetische Oberfläche unterteilt [ISO 14406]. Die mechanische Oberfläche ist die „Begrenzung der Erosion [...] durch eine Kugel“ [ISO 14406], welche auf der wirklichen Oberfläche eines Werkstücks abgerollt wird. Die elektromagnetische Oberfläche hingegen beschreibt den „geometrischen Ort des effektiven idealen Reflektionspunktes“ der wirklichen Oberfläche für eine elektromagnetische Strahlung einer bestimmten Wellenlänge [ISO 14406]. Die „ideale Oberfläche, deren Nennform durch eine Zeichnung und/oder andere technische Unterlagen definiert wird“, nennt man geometrische Oberfläche [DIN 4760]. „Die Gesamtheit aller Abweichungen der Istoberfläche von der geometrischen Oberfläche“ bezeichnet man gemäß DIN 4760 als Gestaltabweichungen und teilt diese, wie in Tabelle A.1 dargestellt, in sechs Gruppen ein. Die Gestaltabweichungen der ersten bis vierten Ordnung überlagern sich in der Regel zur Istoberfläche [DIN 4760]. Dabei treten in den Ordnungen zwei bis vier diverse Strukturen (Wellen, Rillen, Riefen, ...) auf, die, zusammen mit anderen Oberflächenunvollkommenheiten wie Kratzern und Graten, in der ISO 8785 beschrieben werden. Oberflächen, bei denen Welligkeit und/oder Form durch geeignete Verfahren bzw. Operatoren eliminiert wurden, nennt man *skalenbegrenzte Oberflächen* [ISO 25178-2].

Im Ingenieurwesen ist weiterhin der Begriff der *technischen Oberfläche* häufig anzutreffen. Er steht im Gegensatz zu sogenannten *optisch glatten Oberflächen*. Es existiert keine (zahlenmäßig) feste Abgrenzung zwischen den beiden, sondern man definiert eine Grenze mittels der Wellenlänge des eingestrahlt Lichts als Bezugsgröße. „Als optisch glatt wird eine Oberfläche bezeichnet, deren [...] Oberflächenstruktur weit unterhalb der Wellenlänge liegt“ [Koc+98, S. 4]. Technische Oberflächen (manchmal auch als diffus reflektierende Oberflächen bezeichnet) sind daher Oberflächen, deren Strukturen in der Größenordnung der Wellenlänge oder darüber liegen [Koc+98, S. 5]. Sie werden mit Hilfe verschiedenster Oberflächenbehandlungen

Tabelle A.1: Ordnungssystem für Gestaltabweichungen nach DIN 4760. Definitionen der Begriffe Wellen, Rillen, Riefen und Schuppen sind in der ISO 8785 zu finden.

Ord.	Gestaltabweichung	Beispiel	Ursache (Beispiel)
1	Formabweichung	Rundheitsabweichung	Fehler in der Führung der Werkzeugmaschine
2	Welligkeit	Wellen	Schwingungen der Werkzeugmaschine
3	Rauheit	Rillen	Form der Werkzeugschneide
4	Rauheit	Riefen, Schuppen	Spanbildung
5	Rauheit	Gefügestruktur	Kristallisationsvorgänge
6	nicht trivial	Gitteraufbau des Werkstoffs	nicht trivial

(Schleifen, Drehen, etc.), sowie Kombinationen dieser, erzeugt, um geforderte Eigenschaften für ihren Einsatz aufzuweisen. Technische Oberflächen liefern somit auch indirekt Aufschluss über die verwendeten Werkzeuge und deren Verschleiß. Eine Überwachung der Oberflächenqualität ermöglicht daher auch die Überwachung und Regelung des Fertigungsprozesses [Sto00, S. 11].

Aufgrund der Vielzahl an Fertigungs- und Bearbeitungsprozessen im Maschinenbau existieren viele verschiedene, z.T. sehr komplexe, Oberflächenstrukturen. Die meisten technischen Oberflächen besitzen jedoch einen gewissen Grad an Anisotropie und sind eine Kombination aus periodischen und stochastischen Strukturen [VT81, S. 62]. Die Möglichkeiten zur mathematischen Beschreibung einer Oberfläche, sowie einer mathematischen Definition von optisch rauen Oberflächen, werden in Abschnitt 2.2.2 detaillierter behandelt.

Um Oberflächenstrukturen zu beschreiben und zu quantifizieren bestimmt man i.d.R. statistische Parameter, die sich aus Höhen und longitudinalen Abständen der Strukturen zusammensetzen. Typischerweise unterscheidet man bei der Charakterisierung von Oberflächen zwei große Gebiete. Zum einen kann man die erste und zweite Ordnung an Gestaltabweichungen, d.h. Form und Welligkeit, untersuchen. Der zweite große Bereich bildet die Rauheitsmesstechnik, was gerade den Ordnungen drei bis vier, gelegentlich auch fünf, entspricht.

Methoden zur Messung der Oberflächentopografie können in drei Klassen eingeteilt werden: die linienhafte Profilmessmethode (Profilschnitt), die flächenhafte Topografiemessmethode und die flächenintegrierende Methode. Linienhafte Profilmess-

methoden erzeugen topografische Profile $z(x)$, flächenhafte Topografiemessmethoden topografische Abbilder $z(x, y)$. Im Gegensatz hierzu stehen flächenhaft integrierende Methoden, da sie repräsentative Flächen einer Oberfläche messen und numerische Ergebnisse erzeugen [ISO 25178-6]. Auf diese drei Methoden wird im Folgenden kurz eingegangen und die wesentlichen Details werden vorgestellt.

A.2 Profilschnitte

Das messtechnisch erfasste Profil einer 2D-Messung (Profilschnitt) nennt man Gesamtprofil. Üblicherweise wendet man ein Filter für kurze Wellenlängen, das λ_s -Profilfilter, darauf an [ISO 3274]. Das Filter soll die Daten unterschiedlicher Messgeräte und -hersteller vergleichbar machen, indem Rauschen und noch kurzwelligere Strukturen als die Rauheit mittels Tiefpass unterdrückt werden [ISO 25178-601]. Weiterhin wird die Nennform des Werkstücks, unter Verwendung der Methode der kleinsten Quadrate, vor der Filterung entfernt. Dieser Vorgang ist keine Filterung, sondern ein Operator: der sogenannte Form- oder kurz F-Operator [ISO 3274; ISO 25178-2]. Das entstandene Profil wird dann als *Primärprofil* bezeichnet und ist die Basis für weitere Verarbeitungs- und Charakterisierungsvorgänge.

Zum normgerechten Bestimmen von horizontalen bzw. vertikalen Kennwerten folgt man der ISO 4287: Das Primärprofil (kurz *P*-Profil) wird mittels eines Profilfilters mit „cut-off“-Wellenlänge¹ λ_c in zwei Wellenlängenbereiche gegliedert. Der erste, mit $\lambda_s < \lambda < \lambda_c$, beschreibt das Rauheits- oder kurz *R*-Profil. Der Wellenlängenbereich $\lambda > \lambda_c$ definiert das Welligkeits- oder *W*-Profil. In Bild A.1 ist die Vorgehensweise nochmals grafisch dargestellt. Die Eigenschaften der zuvor genannten phasenkorrekten Profilfilter λ_s und λ_c sind in der ISO 16610-21 zusammengefasst.

Die Kenngrößen der 2D-Messtechnik sind allgemein definiert und werden mittels der Schreibweise X_y angegeben. X kennzeichnet hierbei das verwendete Profil und ist *R*, *W* oder *P* für das Rauheits-, Welligkeits- oder Primärprofil. Das Subskript y gibt die Art der Kenngröße an. Eine Auswertung erfolgt entweder auf der gesamten Messstrecke l_n oder auf Teilen der Messstrecke, genannt Einzelmessstrecken l_i mit $i \in \mathbb{N}$. Die ISO 4288 legt dabei fest, wie die Einzelmessstrecken und der λ_c -Profilfilter zu wählen sind, abhängig von der Gestalt der Oberfläche. Die am weitesten verbreiteten Kenngrößen, ohne Anspruch auf Vollständigkeit, sind gemäß ISO 4287:

¹Definition der cut-off-Wellenlänge: Für Wellenlängenanteile die gerade $\lambda = \lambda_c$ erfüllen, gilt eine Dämpfung um 50%.

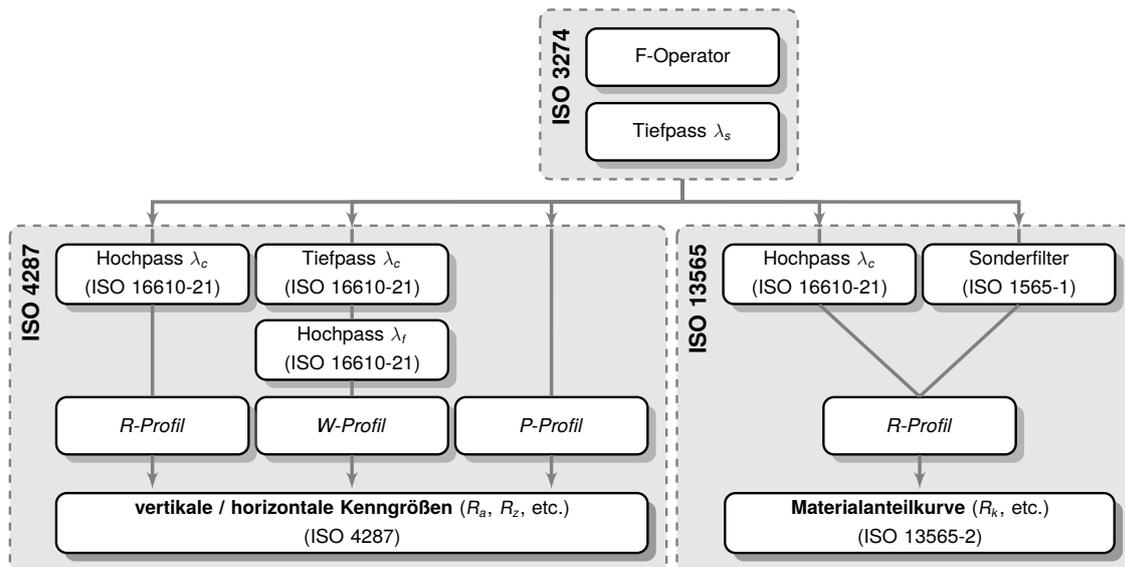


Bild A.1: Überblick über die normgerechte Auswertung von Profilschnitten zur Oberflächencharakterisierung.

- X_z : Abstand zwischen höchster Profilspitze und tiefstem Profiltal einer Einzelmessstrecke
- X_t : Maximum von X_z über alle Einzelmessstrecken
- X_a : Arithmetischer Mittelwert der Beträge der Ordinatenwerte innerhalb einer Einzelmessstrecke
- X_q : Quadratischer Mittelwert der Beträge der Ordinatenwerte innerhalb einer Einzelmessstrecke
- $X_{\Delta q}$: Quadratischer Mittelwert der örtlichen Profilsteigungen innerhalb einer Einzelmessstrecke

Es zeigt sich jedoch, dass die zuvor genannten vertikalen Kenngrößen, allen voran die im industriellen Umfeld am weitesten verbreiteten Rauheitskenngrößen R_a und R_z , oftmals wenig aussagekräftig in Bezug auf das Funktionsverhalten einer Oberfläche sind: Stellt man sich zum Beispiel eine plateauartige Oberfläche mit Riefen vor, so hat die zugehörige invertierte Oberfläche (plateauartig mit Spitzen) den gleichen R_a -Wert, obwohl sie offensichtlich ein vollkommen anderes Funktionsverhalten aufweist. Experimentell wurde dies unter anderem für gefinishte Zahnstangen bereits nachgewiesen (siehe [BSW11, S. 116 f.]).

Eine weitere, im Gegensatz zu vertikalen Kenngrößen, funktionsorientierte Möglichkeit der 2D-Oberflächencharakterisierung im Bereich der Rauheit stellt die Materialanteilkurve, auch ABBOTT-FIRESTONE-Kurve genannt, dar. Diese beschreibt die Zunahme des Materialanteils der Oberfläche mit zunehmender Tiefe des Rauheitsprofils

und soll dazu dienen, „das Funktionsverhalten von mechanisch hoch beanspruchten Oberflächen zu kennzeichnen“ [ISO 13565-2]. Zur Berechnung der zugehörigen Kennwerte muss, analog zur Berechnung der vertikalen Kennwerte, zunächst das Primärprofil gefiltert werden. Dazu kann das in der ISO 16610-21 angegebene phasenkorrekte λ_c -Profilfilter verwendet werden. Bei plateauartigen Oberflächen empfiehlt es sich jedoch, die Filter der Norm ISO 13565-1 anzuwenden, um das R -Profil zu erhalten. Mit Hilfe der ISO 13565-2 lassen sich dann unter anderem folgende Kenngrößen anhand der Materialanteilkurve ermitteln:

R_k : Tiefe des Rauheitskernprofils

R_{pk} : Mittlere Höhe herausragender Spitzen über dem Rauheitskernprofil

R_{vk} : Mittlere Tiefe der Profiltäler unterhalb des Rauheitskernprofils

Neben dem zuvor behandelten Anwendungsgebiet der Rauheitsmesstechnik gibt es, wie bereits angesprochen, auch den Bereich der Formmesstechnik. Als Beispiel soll die Messung von Rundheitsprofilen und deren Auswertung behandelt werden. Rundheit wird hier durch die „geometrische Eigenschaft eines Kreises“ [ISO 12181-1] definiert. Die messtechnisch erfasste Umfangslinie hingegen, modifiziert durch ein Filter, wird Rundheitsprofil genannt [ISO 12181-1]. Durch Einpassen eines Referenzkreises in das Rundheitsprofil können örtliche Rundheitsabweichungen, d.h. örtliche Abweichungen des erfassten Rundheitsprofils vom zugeordneten Geometrieelement [ISO 14660-1], ermittelt und zu Kenngrößen verrechnet werden. Da sich die Kenngrößen jeweils auf einen Referenzkreis beziehen, wurden mögliche Definitionen für letzteren in der ISO 12181-1 festgelegt. Die am weitest verbreiteten sind:

- **Referenzkreise der minimalen Zone (MZCI):** Zwei konzentrische Kreise, die das Rundheitsprofil einschließen und den kleinstmöglichen radialen Abstand haben
- **Referenzkreis der kleinsten Abweichungsquadrate (LSCI):** Kreis, bei dem die Summe der Quadrate der örtlichen Rundheitsabweichungen ein Minimum ergibt
- **kleinster umschriebener Referenzkreis (MCCI):** Hüllkreis, d.h. Referenzkreis mit kleinstmöglichem Durchmesser, der von außen an das Rundheitsprofil gelegt werden kann
- **größter einbeschriebener Referenzkreis (MICI):** Pufferkreis, d.h. Referenzkreis mit größtmöglichem Durchmesser, der von innen an das Rundheitsprofil gelegt werden kann

Einige der zur Charakterisierung heranziehbaren Eigenschaften, die zum Teil jedoch nicht auf allen oben angegebenen Referenzkreisen definiert sind, können ebenfalls in der ISO 12181-1 gefunden werden:

- **Rundheitsabweichung:** Wert der größten positiven, addiert zum Wert der größten negativen örtlichen Rundheitsabweichung
- **quadratischer Mittelwert der Rundheitsabweichung:** Quadratwurzel aus der Summe der Quadrate der örtlichen Rundheitsabweichungen zum Referenzkreis der kleinsten Abweichungsquadrate
- **dynamischer Inhalt:** Harmonische Bestandteile aus denen die erfasste Umfangslinie zusammengesetzt ist

A.3 Flächenhafte Topografien

Zur Charakterisierung von flächenhaften Oberflächenbeschaffenheiten kann die Normenreihe der ISO 25178 herangezogen werden. Zunächst werden jedoch einige Definitionen, analog zum Profilschnittverfahren, erläutert: Die Begriffe der mechanischen und elektromagnetischen Oberfläche wurden bereits in Abschnitt A.1 eingeführt. Aus der gemessenen Oberfläche erhält man durch Anwendung eines *S*-Filters die Primäroberfläche. Diese kann weiterhin mit einem *F*-Operator und gegebenenfalls einem *L*-Filter von langwelligen Anteilen getrennt werden. Hierbei können *S*- und *L*-Filter in Analogie zu den Profiltern mit Grenzwellenlänge λ_s bzw. λ_c aus Abschnitt A.2 gesehen werden. Zu beachten ist jedoch, dass Profilter und Flächenfilter, selbst bei „gleicher“ Wahl von Filtertyp und Grenzwellenlänge, nicht die gleichen Ergebnisse liefern [ISO 25178-3].

Die von langwelligen Anteilen getrennten Primäroberflächen bezeichnet man allgemein als skalenbegrenzte Oberflächen (siehe Abschnitt A.1) und unterscheidet zwischen *S-F*- und *S-L*-Oberflächen. Bei ersteren handelt es sich um Primäroberflächen, bei denen mittels *F*-Operator die Formanteile beseitigt wurden. Letztere erhält man durch zusätzliche Eliminierung von langwelligen Anteilen mittels *L*-Filter [ISO 25178-2].

Auf den skalenbegrenzten Oberflächen sind diverse geometrische Parameter definiert. Einige können in direkter Analogie zu denen der Profilschnittparameter aus Abschnitt A.2 gesehen werden, andere korrelieren mit ihren zugehörigen 2D-Kennwerten, sind jedoch nicht absolut direkt miteinander vergleichbar, und wieder andere besitzen kein Pendant im Bereich des Profilschnitts.

Man unterteilt die geometrischen Parameter der skalenbegrenzten Oberfläche in Gruppen. Hierzu gehören die Flächen- und Topografieparameter, die „aus einer kontinuierlichen Untermenge von Punkten [bzw. Geometrieelementen] der skalenbegrenzten Oberfläche abgeleitet [sind.]“ [ISO 25178-2]. „Flächen- oder Topografieparameter des mit Material gefüllten oder leeren Volumens“ [ISO 25178-2] werden auch als V-Parameter, die restlichen als S-Parameter, bezeichnet. Weitere geometrische Parameter aus denen Kenngrößen abgeleitet werden können, sind unter anderem der lokale Gradientenvektor an der Position (x, y)

$$\left(\frac{\partial z}{\partial x}, \frac{\partial z}{\partial y} \right),$$

die Autokorrelationsfunktion, die FOURIER-Transformation oder das Winkelleistungsspektrum.

Viele der bereits zuvor angesprochenen Profilschnitt-Kenngrößen sind auch bei flächenhaften Topografien wiederzufinden und können in direkten Vergleich oder in Korrelation gebracht werden [ISO 25178-2]:

- S_p** : Maximale Spitzenhöhe, d.h. größter Wert der Spitzenhöhe innerhalb des Definitionsbereichs („Teil der Fläche, welcher dazu verwendet wird die Parameter zur Beschreibung der skalenbegrenzten Oberfläche festzulegen“ [ISO 25178-2])
- S_v** : Maximale Senkenhöhe, d.h. größter Wert der Senkenhöhe innerhalb des Definitionsbereichs
- S_z** : Maximale Höhe der skalenbegrenzten Oberfläche, d.h. $S_p + S_v$
- S_a** : Mittlere arithmetische Höhe, d.h. arithmetischer Mittelwert der absoluten Höhen innerhalb des Definitionsbereichs
- S_q** : Mittlere quadratische Höhe, d.h. mittlerer quadratischer Wert der Ordinatenwerte innerhalb des Definitionsbereichs

Bezüglich des lokalen Gradientenvektors existieren unter anderem die Kenngröße S_{dq} , die den „mittleren quadratischen Gradienten der skalenbegrenzten Oberfläche innerhalb des Definitionsbereichs“ [ISO 25178-2] A beschreibt

$$S_{dq} = \sqrt{\frac{1}{A} \iint_A \left[\left(\frac{\partial z(x, y)}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial z(x, y)}{\partial y} \right)^2 \right] \cdot dx \cdot dy}, \quad (\text{A.1})$$

sowie die Gradientendichtefunktion. Sie ist die „berechnete Dichtefunktion, welche die relative Häufigkeit als Funktion des Winkels der steilsten Gradienten

$$\alpha(x, y) = \tan^{-1} \sqrt{\left[\left(\frac{\partial z}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial y} \right)^2 \right]}_{(x, y)} \quad (\text{A.2})$$

und der Richtung

$$\beta(x, y) = \tan^{-1} \left[\frac{\partial z / \partial y}{\partial z / \partial x} \right] \Big|_{(x, y)} \quad (\text{A.3})$$

des steilsten Gradienten [...] zeigt“ [ISO 25178-2].

Analog zur Materialanteilkurve eines Profilschnitts existieren auch im Bereich der S- und V-Parameter Kenngrößen der flächenhaften Materialanteilkurve einer skalenbegrenzten Oberfläche. Diese werden hier jedoch nicht aufgeführt und stattdessen auf die ISO 25178-2 verwiesen.

Ein weiterer Unterschied zwischen den Kennwerten von Profilschnitten und Kennwerten von flächenhaften Topografien liegt in der Wahl der Koordinatensysteme. Während bei Profilschnitten die Rauheit i.d.R. senkrecht zur Bearbeitungsrichtung bestimmt wird, kann die Form des Bauteils in einer anderen Richtung betrachtet werden. Es existieren daher zwei, nicht notwendigerweise gleiche, Koordinatensysteme [Jia+07b, S. 2074]. Bei flächenhaften Topografiemessungen hingegen wird gemäß ISO 25178-3 nur ein einziges Koordinatensystem verwendet. Diese Art der Beschreibung wird als *geometrical product specifications (GPS)* bezeichnet [Jia+07b, S. 2075] und findet sich in der Namensgebung vieler nationaler und internationaler Normen und Richtlinien wieder.

A.4 Flächenintegrierende Messmethoden

Flächenintegrierende Messmethoden unterscheiden sich grundsätzlich von den Profil- bzw. Topografiemessmethoden, bei denen Höhen in Abhängigkeit von Koordinaten, d.h. $z(x)$ bzw. $z(x, y)$, angegeben werden. Die hier betrachtete Methode ordnet einer repräsentativen Fläche einer Oberfläche durch deren flächenhaft integrierende Eigenschaften einen numerischen Wert zu [ISO 25178-6]. Als Beispiele für diese Messmethode können die total integrierende sowie die winkelaufgelöste Lichtstreuung, die parallele Plattenkapazität und die pneumatische (Fluss-)Messung genannt werden [ISO 25178-6].

Üblicherweise werden die flächenhaft integrierenden Verfahren, gegebenenfalls in Kombination mit kalibrierten Rauheitsnormalen, zur Charakterisierung von Oberflächen (bzw. zur Prozessüberwachung) genutzt, die auf ähnliche Weise hergestellt wurden [ISO 25178-6]. Weitere Anwendungsfelder und Details bezüglich eines der genannten flächenhaft integrierenden Verfahren, der winkelaufgelösten Streulichtmessung, sind in Abschnitt 2.2.8 zu finden.

B Grundlagen der Optik

Licht kann sowohl als Teilchen, als auch als Welle betrachtet werden. Dieses Phänomen nennt man Welle-Teilchen-Dualismus des Lichts. „Die elektro-magnetische Natur [...] wurde letztlich durch seine Wechselwirkung mit elektrischen Ladungen bewiesen“ [Ott98, S. 642]. Im Bereich der Ingenieurwissenschaften spielt jedoch lediglich die Wellennatur des Lichts eine Rolle; die Teilcheneigenschaften des Lichts treten erst in Wellenlängenbereichen in den Vordergrund, die mehrere Größenordnungen von den in dieser Arbeit betrachteten entfernt liegen.

Den hier interessanten Bereich der sogenannten optischen Wellenlängen unterteilt man in

- **nahes Infrarotlicht:** $800 \text{ nm} < \lambda \leq 10 \text{ }\mu\text{m}$
- **sichtbares Licht:** $400 \text{ nm} < \lambda \leq 800 \text{ nm}$
- **ultraviolettes Licht:** $100 \text{ nm} < \lambda \leq 400 \text{ nm}$

[Ott98, S. 642], wobei die Wellenlänge des sichtbaren Lichts von blau nach rot zunimmt.

B.1 Wellenoptik

Betrachtet man Licht als Welle statt als Teilchen, so spricht man auch von der Wellenoptik. Nach dem HUYGENS'schen Prinzip stellt jeder Raumpunkt, der von einer Welle erfasst wird, auch wieder ein Erregungszentrum einer Kugelwelle

$$A(t, r) = \Re \left\{ \frac{A_0}{r} \cdot e^{i(\omega t - kr)} \right\} \quad (\text{B.1})$$

mit der Amplitude A_0 , dem Abstand r vom Erregungszentrum, der Kreisfrequenz ω und der Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$ dar [Ott98, S. 278]. Das Prinzip ist in Bild B.1 veranschaulicht und wird in Abschnitt B.1.4 mathematisch beschrieben.

Neben der direkten Folge des SNELLIUS'schen Brechungsgesetzes aus dem HUYGENS'schen Prinzip, ist es ebenfalls die Grundlage zur Beschreibung aller Interferenz- und Beugungserscheinungen. Bei letzteren unterscheidet man oft zwischen einer endlichen bzw. einer unendlichen Entfernung des Beobachtungspunktes vom Entstehungspunkt der Wellen und benennt diese als FRESNEL'sche bzw. FRAUNHOFER'sche Beugungserscheinungen. Eine detailliertere Beschreibung erfolgt im gleichnamigen Abschnitt B.1.4. Wenn nicht explizit angemerkt, wird in dieser Arbeit das Fernfeld, sprich die FRAUNHOFER'sche Beugung, betrachtet.

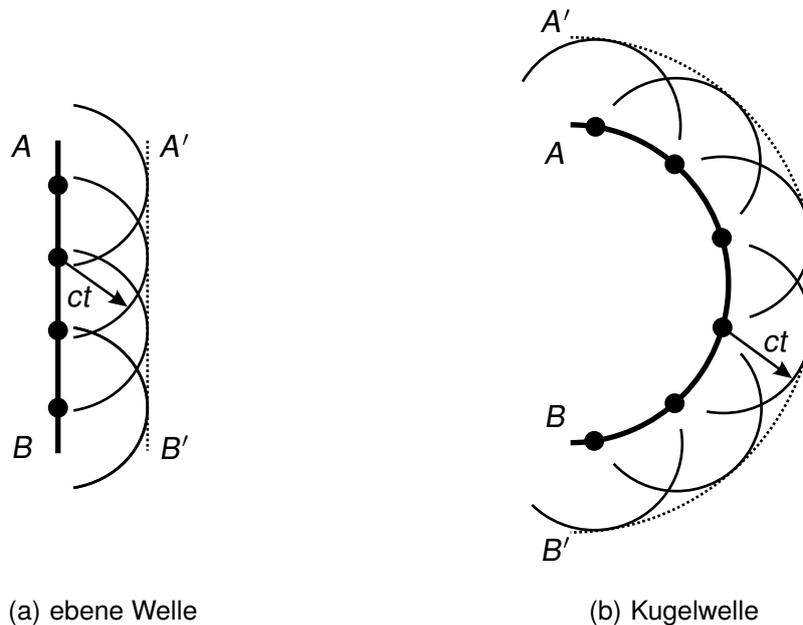


Bild B.1: HUYGENS'sches Elementarwellen-Prinzip. Jeder Raumpunkt, der von einer Welle erfasst wird, stellt wieder ein Erregungszentrum einer elementaren Kugelwelle dar. Der Streckenzug AB entspricht der Wellenfront. Zu einem späteren Zeitpunkt t hat sich die Welle mit der Lichtgeschwindigkeit im Medium c ausgebreitet und die neue Wellenfront ist A'B'. [Ped+08, S. 44]

B.1.1 Maxwell-Gleichungen

Im Jahr 1860 hat JAMES CLERK MAXWELL den Zusammenhang zwischen allen wesentlichen Gleichungen der elektrischen und magnetischen Erscheinungen erkannt, und somit die Grundlage aller elektromagnetischen Wechselwirkungen entdeckt. Dieser Satz an Gleichungen zählt zu den fundamentalen Errungenschaften in der Physik und stellt aufgrund der Invarianz gegenüber der LORENTZ-Transformation sogar den Ausgangspunkt der speziellen Relativitätstheorie dar [Ott98, S. 613 ff.]. In differentieller Form lauten die MAXWELL-Gleichungen:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(t, \vec{x}) = 0 \quad (\text{B.2a})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(t, \vec{x}) = -f_F \cdot \partial_t \vec{B}(t, \vec{x}) \quad (\text{B.2b})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(t, \vec{x}) = f_G \cdot \rho(t, \vec{x}) \quad (\text{B.2c})$$

$$f_{BS} \cdot \vec{j}(t, \vec{x}) = \vec{\nabla} \times \vec{H}(t, \vec{x}) - \frac{f_{BS}}{f_G} \cdot \partial_t \vec{D}(t, \vec{x}) \quad (\text{B.2d})$$

Hierbei sind $\vec{E}(t, \vec{x})$ das elektrische Feld, sowie $\vec{B}(t, \vec{x})$ das magnetische Induktionsfeld. Die Gleichungen (B.2) werden in der klassischen Feldtheorie¹ ergänzt durch die

¹eine Fachrichtung der Physik

Zusammenhänge des elektrischen Feldes mit der dielektrischen Verschiebung $\vec{D}(t, \vec{x})$ gemäß

$$\vec{D}(t, \vec{x}) = \varepsilon \cdot \vec{E}(t, \vec{x}) \quad (\text{B.3a})$$

mit der Dielektrizitätskonstanten ε , sowie dem magnetischen Induktionsfeld mit dem Magnetfeld $\vec{H}(t, \vec{x})$ gemäß

$$\vec{B}(t, \vec{x}) = \mu \cdot \vec{H}(t, \vec{x}) \quad (\text{B.3b})$$

mit der magnetischen Permeabilität μ . Weiterhin sind $\rho(t, \vec{x})$ die Ladungsdichte, $\vec{j}(t, \vec{x})$ die Stromdichte, sowie f_G , f_F und f_{BS} Konstanten. Letztere dienen der Anpassung der MAXWELL-Gleichungen an verschiedene Maßsysteme. Im in Ingenieurwesen angewendeten SI-System sind alle gleich 1 zu setzen, im in der Physik gängigen GAUSS-System hingegen nehmen sie andere Werte an [Sch04, S. 26 ff.].

Die MAXWELL-Gleichungen beruhen auf verschiedenen Gesetzmäßigkeiten: (B.2a) beschreibt das Nichtvorhandensein magnetischer Monopole. (B.2b) ist die lokale Umschreibung des FARADAY'schen Induktionsgesetzes und besagt, dass die zeitliche Änderung des magnetischen Flusses durch eine Fläche eine elektromotorische Kraft entlang der berandenden Kurve erzeugt. (B.2c) wird als GAUSS'sches Gesetz bezeichnet und „setzt den Fluss der dielektrischen Verschiebung durch eine geschlossene Fläche in Beziehung zur gesamten, durch diese Fläche eingeschlossenen elektrischen Ladung“ [Sch04, S. 12]. Weiterhin gibt Gleichung (B.2d) das Gesetz von BIOT und SAVART an, welches die Erzeugung eines Magnetfeldes aufgrund eines stromdurchflossenen Leiters beschreibt.

Weiterführende Informationen bezüglich den MAXWELL-Gleichungen sind in der Standardliteratur, z.B. [NE04; Ped+08], zu finden. Einen guten Überblick bietet ebenso das Werk von SIMONSEN [Sim10]. Fundamentale Ansätze und Überlegungen, sowie detaillierte Herleitungen sind in naturwissenschaftlicher Literatur zum Themengebiet der Feldtheorie erläutert. Als Beispiel sei hier das Standardwerk von SCHECK [Sch04] genannt.

B.1.2 Wellengleichung

Die Ausbreitung elektromagnetischer Felder, und damit auch von Licht, wird meist durch ebene Wellen beschrieben (vergleiche Bild B.1). Im einfachsten Fall nichtleitender, homogener, isotroper Medien beschreiben die Gleichungen (B.3) einen linearen Zusammenhang. Setzt man für das elektrische Feld $\vec{E}(t, \vec{x})$ und das magnetische

Induktionsfeld $\vec{B}(t, \vec{x})$ eine Sinus-Schwingung, oder allgemeiner den Realteil einer komplexen Exponentialfunktion², mit

$$\vec{E}(t, \vec{x}) = \Re \left\{ \vec{e} \cdot e^{i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t)} \right\} \quad (\text{B.4a})$$

$$\vec{B}(t, \vec{x}) = \Re \left\{ \vec{b} \cdot e^{i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t)} \right\} \quad (\text{B.4b})$$

an, so folgt durch Anwendung der Rotation ($\vec{\nabla} \times \dots$) auf Gleichung (B.2b) und Einsetzen in Gleichung (B.2d) die Wellengleichung der elektrischen Feldkomponente für ein quellenfreies Feld [Sch04, S. 190]:

$$\left(\frac{\mu \varepsilon}{c_0^2} \cdot \partial_t^2 - \Delta \right) \cdot \vec{E}(t, \vec{x}) = 0 \quad (\text{B.5})$$

\vec{e} und \vec{b} in den Gleichungen (B.4) sind die Richtungsvektoren von \vec{E} - und \vec{B} -Feldkomponente, \vec{k} der Wellenvektor, $k = |\vec{k}|$ die Wellenzahl und somit $\hat{k} = \vec{k}/|\vec{k}|$ die Ausbreitungsrichtung der Welle. In Gleichung (B.5) ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der ebenen Welle in einem Medium durch $c_0/\sqrt{\mu\varepsilon} = c_0/n =: c$ gegeben, mit c_0 der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und n dem Brechungsindex. Weiterhin ist Δ der LAPLACE-Operator

$$\Delta = \vec{\nabla}^2 = \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} = \partial_x^2 + \partial_y^2 + \partial_z^2. \quad (\text{B.6})$$

Selbstverständlich kann die Wellengleichung (B.5) analog für das magnetische Induktionsfeld $\vec{B}(t, \vec{x})$ bewiesen werden. Weiterhin sei angemerkt, dass die Wellengleichung (B.5) auch für jede einzelne Komponente des \vec{E} - und \vec{B} -Feldes gilt [Goo05, S. 36], und somit ebenfalls als rein skalare Gleichung vorliegen kann.

Mit Hilfe der Divergenzfreiheit des magnetischen Induktionsfeldes, siehe Gleichung (B.2a), bzw. der Divergenzfreiheit des elektrischen Feldes in Abwesenheit von äußeren Quellen, siehe Gleichung (B.2c) für $\rho(t, \vec{x}) = 0$, folgt, dass $\vec{b} \perp \vec{k}$ bzw. $\vec{e} \perp \vec{k}$ gilt. Einsetzen der Gleichungen (B.4) in (B.2b) liefert weiterhin, dass $\vec{b} \propto \hat{k} \times \vec{e}$. Das bedeutet, dass sowohl das elektrische als auch das magnetische Feld transversale Felder sind und beide zusammen mit der Ausbreitungsrichtung \hat{k} ein rechtshändiges System aus Vektoren aufspannen [Sch04, S. 193 f.].

²Der Ansatz und das Arbeiten mit komplexen Feldern ist eine gängige Praxis. Der Realteil wird dann als die physikalische Realisierung der komplexen Felder betrachtet [Sch04, 192 f.].

B.1.3 Helmholtz-Gleichung

Betrachtet man eine einzelne Komponente des elektrischen oder magnetischen Feldes, d.h. ein skalares Feld, so kann man dieses allgemein durch

$$\begin{aligned} u(t, \vec{x}) &= \Re \{ \underline{U}(\vec{x}) \cdot e^{-i\omega t} \} \\ &= \Re \{ A(\vec{x}) \cdot e^{i\phi(\vec{x})} \cdot e^{-i\omega t} \} \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

beschreiben. Hierbei sind $\phi(\vec{x})$ und $A(\vec{x})$ die Phase bzw. Amplitude am Ort \vec{x} . Das skalare Feld $u(t, \vec{x})$ erfüllt die Wellengleichung (B.5). Setzt man den Ansatz (B.7) in die Wellengleichung ein, so folgt mit

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{n}{c_0} \cdot \omega \quad (\text{B.8})$$

die sogenannte HELMHOLTZ-Gleichung

$$(\Delta + k^2) \cdot \underline{U}(\vec{x}) = 0 \quad (\text{B.9})$$

für die komplexe Funktion $\underline{U}(\vec{x})$ [Goo05, S. 38 f.].

B.1.4 Fresnel- und Fraunhofer-Beugung

Das HUYGENS'sche Prinzip lässt sich mit Hilfe des GREEN'schen Theorems (bei geeigneter Wahl der GREEN-Funktion) aus der sogenannten ersten RAYLEIGH-SOMMERFELD-Lösung gewinnen. Die komplexe Amplitude am Beobachtungsort \vec{x}_2 lautet

$$\underline{U}(\vec{x}_2) = \frac{1}{i\lambda} \iint_A \underline{U}(\vec{x}_1) \cdot \frac{e^{ikr_{12}}}{r_{12}} \cdot \cos \theta \cdot ds \quad (\text{B.10})$$

[Goo05, S. 52]. Gleichung (B.10) ist die Summe (im Grenzübergang das Integral) aller elementaren Kugelwellen mit komplexer Amplitude $\underline{U}(\vec{x}_1)$ an den Orten \vec{x}_1 auf einer Fläche A . A gibt die Fläche der beugenden „Struktur“ (z.B. ein Spalt) an. Der Verbindungsvektor vom Entstehungspunkt \vec{x}_1 auf A zum Beobachtungspunkt \vec{x}_2 wird mit \vec{r}_{12} bezeichnet. Der Term $\cos \theta$ folgt aus dem GREEN'schen Theorem und beschreibt den Winkel zwischen der Flächennormalen von A und dem Vektor \vec{r}_{12} . Eine ausführliche Herleitung von (B.10) kann u.a. in der Monografie von GOODMAN [Goo05] gefunden werden.

Es gilt, gemäß Bild B.2,

$$\cos \theta = \frac{z}{r_{12}}. \quad (\text{B.11})$$

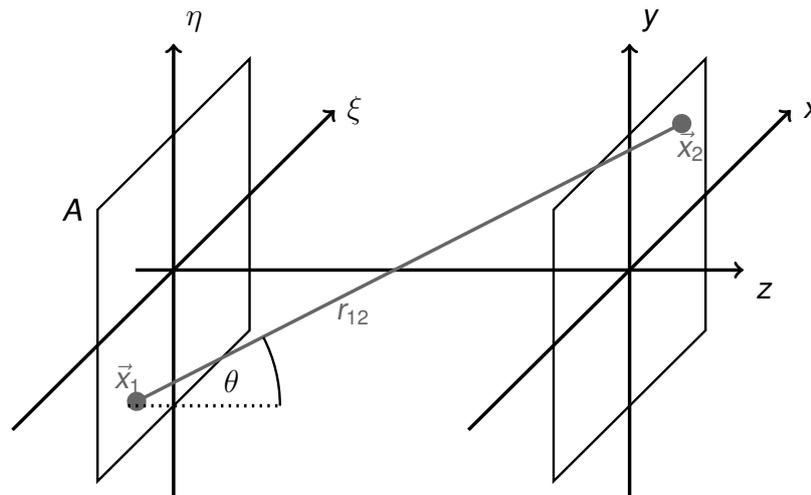


Bild B.2: Koordinatensysteme mit Bezeichnungen zur Erläuterung des HUYGENS'schen Elementarwellenprinzips. Alle Elementarwellen an den Orten \vec{x}_1 von A überlagern sich und werden am Beobachtungspunkt \vec{x}_2 betrachtet. Siehe Gleichung (B.10).

In den entsprechenden Koordinatensystemen (siehe Bild B.2) ausgedrückt, lautet Gleichung (B.10) nun

$$\underline{U}(x, y) = \frac{z}{i\lambda} \iint_A \underline{U}(\xi, \eta) \cdot \frac{e^{ikr_{12}}}{r_{12}^2} \cdot d\xi \cdot d\eta \quad (\text{B.12a})$$

mit

$$\begin{aligned} r_{12} &= \sqrt{z^2 + (x - \xi)^2 + (y - \eta)^2} \\ &= z \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{x - \xi}{z}\right)^2 + \left(\frac{y - \eta}{z}\right)^2}. \end{aligned} \quad (\text{B.12b})$$

Führt man für r_{12} die Näherung

$$r_{12} \approx z \cdot \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x - \xi}{z}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{y - \eta}{z}\right)^2 \right] \quad (\text{B.13})$$

durch, so erhält man das FRESNEL'sche Beugungsintegral:

$$\begin{aligned} \underline{U}(x, y) &= \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \iint_A \underline{U}(\xi, \eta) \cdot e^{i\frac{k}{2z}[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2]} \cdot d\xi \cdot d\eta \\ &= \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \cdot e^{i\frac{k}{2z}(x^2 + y^2)} \cdot \iint_A \left\{ \underline{U}(\xi, \eta) \cdot e^{i\frac{k}{2z}(\xi^2 + \eta^2)} \right\} \cdot e^{-i\frac{2\pi}{\lambda z}(x\xi + y\eta)} \cdot d\xi \cdot d\eta \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

Dies ist, bis auf multiplikative Faktoren, die FOURIER-Transformation des Produkts aus komplexer Amplitude mit einem quadratischen Phasenterm (verdeutlicht durch

geschweifte Klammern) [Goo05, S. 67]. Gleichung (B.13) entspricht hierbei einer Approximation der HUYGENS'schen Kugelwellen durch Parabeln [RS09, S. 56].

Für große Abstände z , d.h.

$$z \gg \frac{k \cdot (\xi^2 + \eta^2)}{2}, \quad (\text{B.15})$$

des Beobachtungspunktes geht der quadratische Phasenterm in (B.14) gegen 1. Es bleibt die FOURIER-Transformation der komplexen Amplitude (mit multiplikativen Faktoren) übrig. Die sich daraus ergebende Gleichung

$$\underline{U}(x, y) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \cdot e^{i\frac{k}{2z}(x^2+y^2)} \cdot \iint_A \underline{U}(\xi, \eta) \cdot e^{-i\frac{2\pi}{\lambda z}(x\xi+y\eta)} \cdot d\xi \cdot d\eta \quad (\text{B.16})$$

nennt man FRAUNHOFER'sches Beugungsintegral [Goo05, S. 74 f.]. Letzteres kann auch als Approximation der HUYGENS'schen Kugelwellen durch ebene Wellen betrachtet werden [RS09, S. 56].

Bei hinreichend großem Abstand von Beobachtungs- und Entstehungspunkt gehen die beiden Erscheinungen ineinander über [NE04, S. 358]. Das FRAUNHOFER'sche Beugungsintegral ist i.d.R. einfacher zu berechnen, allerdings sei erwähnt, dass man die Invarianz gegenüber Translationen verliert (das FRESNEL'sche Beugungsintegral erfüllt diese) [Goo05, S. 75]. Nimmt man den erhöhten Berechnungsaufwand in Kauf, so kann selbstverständlich das Beugungsbild im Fernfeld auch mit dem FRESNEL'schen Beugungsintegral berechnet werden.

Die Näherungsbedingung (B.15) verliert für kleiner werdende Wellenlängen λ des Lichts allmählich ihre Gültigkeit, was bedeutet, dass die FRAUNHOFER'sche Beugung wieder in die FRESNEL'sche Beugung übergeht. Für $\lambda \rightarrow 0$ erhält man sogar den Grenzfall der geometrischen Optik [Hec09, S. 726], den wir in Abschnitt B.2 behandeln werden.

B.2 Geometrische Optik

Da die Wellenoptik in realitätsnahen Aufbauten oft sehr kompliziert wird, arbeitet man in der Optik gerne mit einem einfacheren Modell, der geometrischen Optik. Diese beschreibt das Licht als sich geradlinig ausbreitende Lichtbündel mit beliebig kleinem Querschnitt. Mathematisch sind diese Lichtbündel nichts anderes als Geraden. Sie werden als Lichtstrahlen (oder kurz Strahlen) bezeichnet. Die Lichtstrahlen überlagern sich ungestört (Superpositionsprinzip), ihre Wege sind umkehrbar (da neben $e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$ auch $e^{i(\omega t + \vec{k} \cdot \vec{r})}$ eine Lösung von Gleichung (B.5) ist) und sie wählen den

kürzesten optischen Weg (FERMAT'sches Prinzip) [Ott98, S. 649]. Auch wenn die zuvor genannten Eigenschaften allesamt aus der Wellennatur des Lichts folgen, steht dieses stark vereinfachte Modell im prinzipiellen Konflikt zur Wellentheorie [Ott98, S. 646] und ist daher nur als eine Näherung zu betrachten. „Je kleiner die Wellenlänge ist, umso besser gilt die Näherung der geometrischen Optik [...]“ [Ott98, S. 647]. Den Gültigkeitsbereich kann man quantifizieren, indem man fordert, dass die Standardabweichung σ_z der Profilhöhenverteilung einer Oberfläche größer ist als die Wellenlänge des Lichts λ

$$\frac{\sigma_z}{\lambda} \gg 1. \quad (\text{B.17})$$

Die geometrische Optik ermöglicht es, innerhalb der paraxialen Näherung³, die Hintereinanderschaltung von verschiedenen brechenden und reflektierenden Elementen mit Hilfe eines einfachen Matrizenformalismus zu behandeln, der in den 1930ern von SMITH entwickelt wurde. Strahlen werden als 2×1 -Matrizen, mit Winkel und Abstand zur optischen Achse, Übertragungs- und Brechungsmatrizen als 2×2 -Matrizen dargestellt [Hec09, S. 405 ff.]. Bei nicht rotationssymmetrischen Problemen können die Matrizen für zwei aufeinander senkrecht stehende Ebenen separat betrachtet werden. Enthält der Strahlengang verkippte Oberflächen, so muss der Matrizen-Formalismus auf 3×3 -Matrizen erweitert werden.

Es existiert in Bezug auf optische Abbildungen ein weiterer Matrizenformalismus, die sogenannten JONES-Matrizen. Diese beschreiben nicht die Strahlausbreitung selbst, sondern die Polarisation (und wie diese sich durch eine optische Abbildung ändert) einer elektromagnetischen Welle [Hec09, S. 611 ff.]. Beide Formalismen sind hilfreiche Handwerkszeuge zur Auslegung optischer Aufbauten.

Die Bezeichnungen von Punkten, Strecken, Winkeln, etc. in der geometrischen Optik sind genormt in der DIN 1335. Selbstverständlich sind die in diese Arbeit verwendeten Bezeichnungen weitestgehend konform.

B.3 Eigenschaften metallischer Oberflächen

In der Einleitung auf Seite 3 wurde bereits angesprochen, dass nach wie vor taktile stets als Referenz für optische Messungen anzusehen sind. Dies beruht u.a. darauf, dass die Effekte bei der Streuung von Licht (als elektromagnetische Welle) an einer Oberfläche sehr komplex sind und nicht in einem gut handhabbaren und

³kleine Abstände zur optischen Achse und dadurch nur kleine Winkel

gleichzeitig möglichst exakten Modell vereint werden können. Genau genommen müsste man die Wechselwirkung der einfallenden elektromagnetischen Welle mit den schwach gebundenen (geladenen) Teilchen des Materials nahe der Oberfläche, in Näherung beschreibbar als freies Elektronengas, betrachten. Die Teilchen erfahren eine elektromagnetische Kraft und werden in Bewegung gesetzt. Diese wird oft als Oberflächenstrom bezeichnet. Das Feld dieser Oberflächenströme muss selbstverständlich der Wellengleichung (B.9) genügen. Lösen dieser, unter Zuhilfenahme der durch die Oberflächenstruktur gegebenen Randbedingungen, ergibt das elektromagnetische Feld der Oberflächenströme [NIK89, S. 15]. Die reflektierte bzw. gestreute Welle setzt sich daher aus einer komplexen Überlagerung unzähliger Felder von Oberflächenströmen zusammen [Ped+08, S. 803]. In vielen Fällen lassen sich jedoch die Materialeigenschaften, wie Brechung und Absorption, durch makroskopische Größen beschreiben [Ped+08, S. 803].

Die (quellenfreie) Wellengleichung (B.5) muss zur Untersuchung von Metallen erweitert werden, um die Leitfähigkeit σ der Materialien zu berücksichtigen:

$$\left(\frac{\mu\varepsilon}{c_0^2} \cdot \partial_t^2 + \frac{4\pi\sigma\mu}{c_0^2} \cdot \partial_t - \Delta \right) \cdot \vec{E}(t, \vec{x}) = 0 \quad (\text{B.18})$$

Mit dem Ansatz einer ebenen Welle, siehe Gleichung (B.4), und der Identität $k = \omega/c = \omega \cdot n/c_0$ ergibt sich daraus, dass der Brechungsindex n (und dadurch auch die Wellenzahl k) allgemein als komplexe Zahl

$$\underline{n} = n - i\kappa \quad (\text{B.19})$$

anzusetzen ist [Hum71, S. 7]. Hierbei wurde den Metallen, in völliger Analogie zu optisch transparenten Medien (z.B. Linsen oder Prismen) ein Brechungsindex zugeordnet.

Ein erneutes Einsetzen von \underline{n} in den Ansatz der ebenen Welle liefert das Produkt aus einer (reellen) abklingenden Exponentialfunktion als Amplitude, sowie der ungedämpften Welle. Der komplexe Anteil κ des Brechungsindex, auch Extinktionskoeffizient genannt, bestimmt hierbei die Lichtschwächung durch Absorption und/oder Streuung in Materie [Ped+08, S. 807]. Ein solcher exponentieller Abfall der Amplitude wird als *normaler Skineffekt* bezeichnet [Hum71, S. 9] und bedeutet, dass aufgrund der starken Dämpfung nur ein geringer Teil der eingestrahlten Leistung vom Medium absorbiert wird [Hum71, S. 11]. Die BEER'sche Formel gibt den Reflektionskoeffizienten R , d.h. den prozentualen Anteil an reflektierter Intensität, für senkrechten Einfall an:

$$R = \left| \frac{\underline{n} - 1}{\underline{n} + 1} \right|^2 \quad (\text{B.20})$$

Aufgrund von Dispersion ist er selbstverständlich abhängig von der Wellenlänge λ . Allerdings greifen, je nach Wellenlängenbereich, verschiedene Modelle zur Beschreibung der Abhängigkeit. Für große Wellenlängen (Infrarotbereich) kann sie durch eine Kontinuumstheorie nach HAGEN und RUBENS behandelt werden. Für kleinere Wellenlängen reicht dieses Modell jedoch nicht mehr aus und es muss zu einem atomistischen Modell gewechselt werden. Liegen die Wellenlängen im mittleren sichtbaren Bereich oder darunter, so genügt auch das atomistische Modell nicht und der Wechsel in quantenmechanische Modelle ist erforderlich [Hum71, S. 16 f.]. Weiterhin ist zu beachten, dass für kleine Brechungsindizes (z.B. Silber $n = 0,05$ bei $\lambda = 600$ nm und Raumtemperatur [Hum71, S. 213]) nicht nur eine Dispersion $n = n(\lambda)$ auftritt, sondern zusätzlich eine Abhängigkeit vom Einfallswinkel entsteht [Hum71, S. 140 ff.].

Ohne tiefer in die Thematik einzudringen, ist bereits nach dieser oberflächlichen Abhandlung klar, dass die zugrunde liegenden Wechselwirkungen zwischen elektromagnetischen Wellen und Materie sehr komplex sind. Eine Überführung der physikalischen Ansätze in ein technisches Modell, nutzbar für das Ingenieurwesen, ist bis dato noch nicht durchgeführt worden. Wenn nicht explizit anders angegeben, wird daher davon ausgegangen, dass eine elektromagnetische Welle nicht in Metalle oder andere Proben eindringt, sondern ideal reflektiert wird. Diese Annahme ist Stand der Technik und stellt, wenn man sich die geringen Eindringtiefen (in Metalle im optisch sichtbaren Bereich) von nur wenigen Hundert Ångström vor Augen führt [Ben78, S. 480], insbesondere in Bezug auf technische Problemstellungen eine sehr gute Näherung dar.

B.4 Optische Elemente

B.4.1 Lichtquellen

In jedem optischen Experiment bzw. in jeder Anwendung spielt die verwendete Lichtquelle und deren Eigenschaften eine entscheidende Rolle. Lichtquellen lassen sich nach verschiedenen Kriterien einordnen: Neben dem Wellenlängenbereich selbst, spielt auch die Unterscheidung zwischen breitbandigen, d.h. es werden viele verschiedene Frequenzen ausgesendet, und monochromatischen Lichtquellen eine entscheidende Rolle. Der Begriff *monochromatisch* ist jedoch mit Vorsicht zu behandeln, da es aufgrund der HEISENBERG'schen Unschärferelation genau genommen keine exakt monochromatische Lichtquelle gibt [Ped+08, S. 353]. „Monochromatisches [...] Licht kann [...] als eine Folge von harmonischen Wellenzügen endlicher Länge, die voneinander durch diskontinuierliche Phasenänderungen getrennt sind,

beschrieben werden“ [Ped+08, S. 353]. Die mittlere Zeitdauer eines Wellenzuges wird als Kohärenzzeit τ_0 bezeichnet. Je größer die Kohärenzzeit, desto kleiner ist die spektrale Breite $\Delta\lambda$ bzw. $\Delta\nu$ einer Lichtquelle. Das Produkt aus Kohärenzzeit und der Lichtgeschwindigkeit ergibt die sogenannte Kohärenzlänge l_t , und aus der HEISENBERG'schen Unschärferelation

$$\Delta\nu \cdot \tau_0 \approx 1 \quad (\text{B.21})$$

folgt

$$l_t = c_0 \cdot \tau_0, \quad (\text{B.22})$$

unter Ausnutzung von

$$\Delta\nu = -\frac{c_0}{\lambda^2} \cdot \Delta\lambda. \quad (\text{B.23})$$

Die Kohärenzlänge wird als zeitliche (in Bezug auf τ_0) bzw. spektrale (in Bezug auf $\Delta\lambda$) Kohärenz bezeichnet und nimmt Werte von 1 μm für weißes Licht⁴, über 1,2 cm für Quecksilber-Gasentladungslampen, bis hin zu hunderten von Kilometern für stabilisierte Helium-Neon-Laser an [Ped+08, S. 354].

Es gibt eine weitere Art von Kohärenz, die sogenannte räumliche Kohärenz. Hier wird, im Gegensatz zur zeitlichen Kohärenz, die Phasenkorrelation räumlich getrennter Punkte betrachtet. Die räumliche Kohärenzbedingung ist erfüllt, „wenn das Produkt aus Durchmesser der Lichtquelle und des Öffnungswinkels des zur Beugung benutzten Lichtbündels kleiner als die Wellenlänge ist“ [Ott98, S. 710].

Ein weiteres Kriterium für Lichtquellen ist die Kollimation, d.h. die Güte der Parallelität von Lichtstrahlen. Eine Lichtquelle mit ideal parallelem Licht existiert nicht. Ein Laserstrahl wird jedoch als „optimal kollimiert“ angesehen; er besitzt einen mittleren Öffnungswinkel von der Größenordnung 1 mrad. Auch wenn ein einfacher Spalt einen mittleren Öffnungswinkel in der gleichen Größenordnung hat, so fällt die Intensität des Lasers (bezogen auf die optische Achse) GAUSS-förmig, die des Spalts nur quadratisch ab [Ott98, S. 648 f.].

Neben Lasern, die in sehr vielen optischen Anwendungen zum Einsatz kommen, gibt es noch eine weitere, weit verbreitete Klasse von Lichtquellen: die Leuchtdiode (kurz LED). Sie erzeugt Licht durch Atomübergänge in einem Halbleitermaterial. LEDs sind weit verbreitet, vom Konsummarkt bis hin zu hoch technisierten Messgeräten

⁴Die kurze Kohärenzlänge von weißem (d.h. breitbandigem) Licht wird im Bereich kohärenzscannender Interferometrie (speziell beim Weißlicht-Interferometer) ausgenutzt, um eine *absolute* Positionsbestimmung durchzuführen. Eine kurze Kohärenzlänge ist daher (anwendungsabhängig) nicht zwingend als negativ zu bewerten.

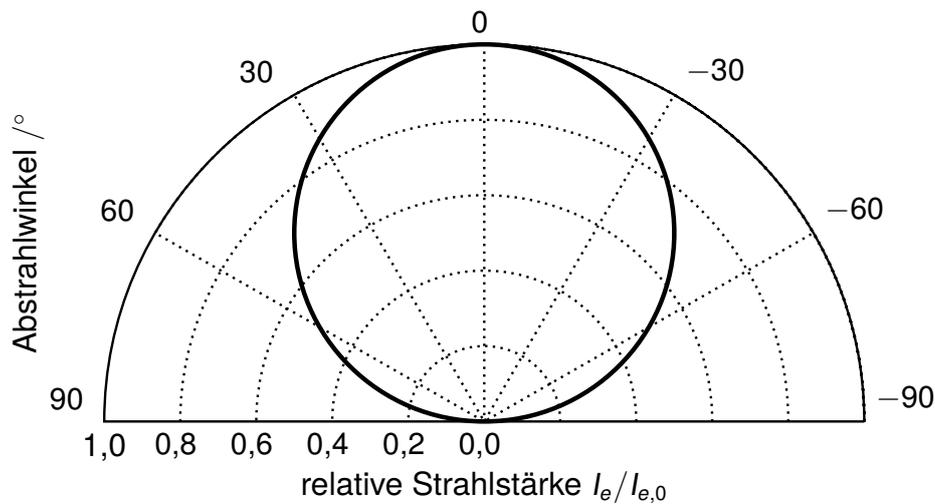


Bild B.3: Abstrahlcharakteristik einer Leuchtdiode (LED), hier am Beispiel eines LAMBERT'schen Strahlers.

in Wissenschaft und Forschung. Vorteile in der Praxis sind ihre geringe Baugröße, die kostengünstige Fertigung als Massenware, sowie die extrem lange Lebensdauer. Sie erzeugen aufgrund ihrer flachen Bauform keinen kollimierten Strahl, wie z.B. ein Helium-Neon-Laser, sondern geben ihren Strahlungsfluss⁵ Φ_e in einen großen Raumwinkelbereich Ω ab, und benötigen deshalb immer eine Optik. Zur Charakterisierung trägt man die Strahlstärke I_e in Abhängigkeit vom Abstrahlwinkel auf. Unter dem Begriff Strahlstärke versteht man hierbei die Strahlungsenergie ΔQ_e pro Zeit- und Raumwinkeleinheit [Ped+08, S. 12]:

$$I_e = \frac{\Delta\Phi_e}{\Delta\Omega} = \frac{\Delta Q_e}{\Delta t \cdot \Delta\Omega} \quad (\text{B.24})$$

Ein Beispiel der Abstrahlcharakteristik für einen LAMBERT'schen Strahler ist in Bild B.3 dargestellt.

Bestehen die Grenzschichten des Halbleiters aus (teilweise) reflektierendem Material, so entsteht ein optischer Resonator. Als Folge daraus geht der Prozess der spontanen Emission einer „gewöhnlichen“ LED in stimulierte Emission über. Das resultierende Licht ist monochromatisch und besitzt eine große Kohärenzlänge. Eine solche LED nennt man daher Laserdiode.

Selbstverständlich existieren noch einige weitere Lichtquellen, über die sich der interessierte Leser in diversen Standardwerken informieren kann.

⁵In der vorliegenden Arbeit folgen die radiometrischen Bezeichnungen der DIN 5031-1.

B.4.2 Elemente zur Abbildung und Beeinflussung des Strahlengangs

Jeder optische Aufbau, ob Konsumgut wie CD-Spieler oder wissenschaftliches Equipment, arbeitet mit Komponenten zur Abbildung eines Gegenstandes. Der Begriff „Gegenstand“ ist hier symbolisch zu betrachten; er steht für das abzubildende Objekt, sei es nun eine Probe unter einem Mikroskop oder ein (virtuelles) Bild einer vorgegangenen optischen Abbildung. Die Abbildung eines Gegenstandes erfolgt i.d.R. mit Hilfe von Linsen. Sie existieren am Markt in einer nahezu unüberschaubaren Vielzahl von Größen und Formen, in verschiedenen Materialien oder mit und ohne Beschichtungen. Die Abbildungseigenschaften aller Linsen können mit Hilfe des SNELLIUS'schen Brechungsgesetzes bestimmt werden. Es lautet

$$n \cdot \sin \theta = n' \cdot \sin \theta' \quad (\text{B.25})$$

mit den Ein- und Ausfallswinkeln θ bzw. θ' bezogen auf die Oberflächennormale der brechenden Grenzschicht, sowie den Brechungsindizes n bzw. n' der beiden an der Brechung beteiligten Materialien. Letztere lassen sich, mit der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_0 bzw. im Medium c , allgemein angeben durch

$$n = \frac{c_0}{c} = \sqrt{\varepsilon \cdot \mu} \quad (\text{B.26})$$

(vergleiche Gleichung (B.8)). Aus den Grundlagen des Brechungsgesetzes kann eine Abbildungsgleichung hergeleitet werden. Betrachtet man nur dünne Linsen und verwendet die paraxiale Näherung, so lautet sie

$$\frac{1}{a'} + \frac{1}{a} = \frac{1}{f'} \quad (\text{B.27})$$

mit der Gegenstandsweite a , der Bildweite a' und der Bildbrennweite f' [Ott98, S. 691]. Der Ausdruck $1/f'$ wird oft auch als Brechwert bezeichnet.

Weitere, in der Optik verwendete, jedoch nicht selbst abbildende Elemente, sind Spiegel und Prismen. Ideale Spiegel sind mit dem zuvor behandelten Brechungsgesetz (B.25) trivial zu beschreiben. Bezogen auf die Normale der Oberfläche (das Lot) gilt, dass der Einfallswinkel θ betragsmäßig gleich dem Ausfallswinkel θ' ist.

Prismen nutzen ebenfalls plane Flächen zur Brechung und Spiegelung. Einfache Prismen werden so z.B. als Umlenkspiegel, als Strahlteiler (bei Verwendung von teiltransparenten Grenzschichten) oder zur spektralen Aufspaltung verwendet. Eine weitere Anwendung ist die (De-)Rotation mittels Umkehrprismen. Diese werden in Abschnitt 2.4 ausführlicher behandelt.

Der Strahlengang in einer optischen Apparatur kann auch mit sogenannten Blenden beeinflusst werden. Sie dienen gewöhnlich als Aperturblenden zur Begrenzung der

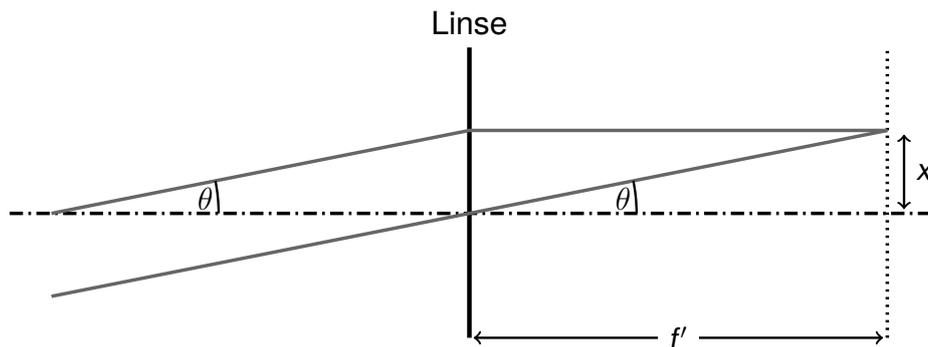


Bild B.4: Gewöhnliche Linsen rufen eine Verzeichnung durch $\tan \theta$ hervor. Planfeldlinsen korrigieren dies. Siehe Erläuterungen im Text.

örtlichen Ausdehnung eines Strahlenbündels, können aber auch zur optischen Filterung eingesetzt werden. Ein tieferer Einblick in die mathematischen Grundlagen der optischen Filterung wird in Abschnitt 2.2.6 gegeben.

Die Klassen der Beugungsgitter und diffraktiven optischen Elementen (kurz DOE) zur optischen Abbildung sollen an dieser Stelle nur der Vollständigkeit halber erwähnt werden. Details sind in diversen Standardwerken nachzulesen.

Planfeldlinsen

Eine spezieller Typ von Linsen, den wir in Abschnitt 2.2.7 verwenden, sind die sogenannten f - θ - oder Planfeldlinsen. Für eine gewöhnliche Linse folgt aus Bild B.4, bei parallel, unter einem Winkel θ zur optischen Achse einfallendem Licht:

$$x = f' \cdot \tan \theta \quad (\text{B.28})$$

f - θ -Linsen sind hingegen so korrigiert, dass

$$x = f' \cdot \theta \quad (\text{B.29})$$

gilt [Haf03, S. 669]. Dieser Typ Linsen wird oft im Bereich der Lasergravur oder für Laserscanner eingesetzt, da es mit gewöhnlichen Linsen außerhalb der paraxialen Näherung zu Verzeichnungen kommen würde. Es ist ebenfalls sinnvoll, Planfeldlinsen im Bereich der Streulichtmesstechnik einzusetzen.

B.4.3 Aberrationen

GOODMAN bezeichnet aberrationsfreie Abbildungen als beugungsbegrenzt und definiert sie wie folgt: „[...] a diverging spherical wave, emanating from a point-source

object, is converted by the system into a new wave, again perfectly spherical, that converges toward an ideal point in the image plane, where the location of that ideal image point is related to the location of the original object point through a simple scaling factor [...]“ [Goo05, S. 129]⁶. Für reale Systeme ist diese Eigenschaft nur für endliche Bereiche von Objekt- und Bildfläche gültig [Goo05, S. 129].

Ausgehend von der einfachen Form der Linsengleichung (B.27), die auf der paraxialen Näherung beruht, d.h. es wurde $\sin \theta \approx \theta$ angenommen, lassen sich Aberrationen ebenfalls definieren: Für achsferne Strahlen ist die Linsengleichung nicht erfüllt und man muss auch höhere Ordnungen der TAYLOR-Entwicklung berücksichtigen.

Betrachtet man die Reihenentwicklung bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\theta^3)$, so erhält man die Abbildungsfehler dritter Ordnung. Sie wurden in den 1850ern von LUDWIG VON SEIDEL erstmals grundlegend untersucht. Zu ihnen gehören die sphärische Aberration, der Astigmatismus, die Koma, Verzeichnungen und die Bildfeldwölbung [Hec09, S. 415].

Die *sphärische Aberration* folgt aus der Tatsache, dass sphärische Linsen in größerem Abstand zur optischen Achse stärker brechen als vorhergesagt. Dadurch haben Randstrahlen eine kürzere Brennweite als achснаhe Strahlen. Dieser Linsenfehler kann durch asphärisches Schleifen der Linse vermieden werden. Da dies jedoch aufwändig ist, werden in der Regel mehrlinsige Objektive eingesetzt [Ott98, S. 701 f.]. Trifft ein schräg einfallendes, paralleles Strahlenbündel auf eine Linse, so sind die Brennweite in der Tangentialebene⁷ und die Brennweite in der Sagittalebene⁸ verschieden. Diesen Abbildungsfehler bezeichnet man als *Astigmatismus* (lat.: a - nicht, stigma - Punkt) [Hec09, S. 428 f.].

Die *Koma* beschreibt eine außeraxiale Aberration und wird oft auch als Asymmetriefehler bezeichnet [Hec09, S. 423]. Sie ist nicht rotationssymmetrisch und nimmt mit dem Öffnungswinkel des Strahlenbündels stark zu [Ped+08, S. 128]. Ihren Namen erhielt sie durch die Verursachung von Bildfehlern mit kometenschweifähnlicher Struktur. Die Koma hängt, genauso wie die sphärische Aberration, von der Form der Linse ab und kann durch Änderung der Linsenform, geeignete Wahl von Blenden oder mehrlinsigen Objektiven korrigiert werden [Hec09, S. 425 f.].

„*Verzeichnungen* entstehen dadurch, dass unterschiedliche Gebiete der Linse unterschiedliche Brennweiten und Vergrößerungen haben“ [Hec09, S. 435]. Tritt keiner der anderen Abbildungsfehler auf, so äußert sich eine Verzeichnung durch eine

⁶Übersetzung: [...] eine von einer Punktlichtquelle ausgehende Kugelwelle wird von einem System in eine neue, perfekte Kugelwelle abgebildet, und konvergiert in einem idealen Punkt in der Bildebene, wobei die Orte der Punktlichtquelle und der Abbildung nur über einen festen Faktor zusammenhängen [...]

⁷Ebene in der der Hauptstrahl und die optische Achse liegen, oft auch als Meridionalebene bezeichnet.

⁸Ebene senkrecht zur Tangentialebene, die den Hauptstrahl enthält.

kissen- bzw. tonnenförmige Verzerrung des Bildes. Als Ursache sind Aperturblenden oder auch Linsenfassungen (die ebenfalls wie Aperturblenden wirken) anzuführen [Ped+08, S. 135].

Die *Bildfeldwölbung* nach PETZVAL beschreibt, dass ein gerader Gegenstand nicht in eine Bildebene, sondern in eine gekrümmte Bildfläche abgebildet wird. Dieser Abbildungsfehler kann durch eine geeignete Kombination von Sammell- und Zerstreuungslinsen korrigiert werden [Hec09, S. 432].

Neben den zuvor behandelten Aberrationen, die alle mittels monochromatischen Lichts definiert sind, existieren noch weitere Abbildungsfehler: die *chromatischen Aberrationen*. Sie beschreiben die Wellenlängenabhängigkeit des Brechungsindex $n = n(\lambda)$, bezeichnet als Dispersion. Die Verschiebung der Brennweite in Abhängigkeit der Wellenlänge wird daher als longitudinale chromatische Aberration, die Vergrößerung bei der Abbildung in Abhängigkeit der Wellenlänge als transversale chromatische Aberration, bezeichnet [Ped+08, S. 137]. Korrigiert werden kann eine chromatische Aberration durch Verwendung eines mehrlinsigen Systems. Dieses wird oft als Achromat bezeichnet und besteht i.d.R. aus einer dünnen Zerstreuungs- und einer dünnen Sammellinse [Hec09, S. 439 f.].

C Grundlagen der Statistik

Die Statistik ist ein mächtiges Hilfsmittel und Grundvoraussetzung zur Beschreibung von Messwerten. Um jedoch den Zusammenhang zur Messtechnik nicht zu verlieren, wird auf die ausführliche mathematische Beschreibung von Stichproben, Gesamtheiten und weiterer „abstrakter“ Begriffe verzichtet. Stattdessen wird hier das Augenmerk auf die, für die Messtechnik im Allgemeinen und die Streulichtmesstechnik im Speziellen, relevanten Zusammenhänge gerichtet.

C.1 Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen und Erwartungswert

Ein Messwert \tilde{x}_k wird, mit der Messgröße x , einer systematischen (i.d.R. konstanten) Abweichung x_s sowie einer zufälligen Abweichung Δx_k , allgemein beschrieben mittels

$$\tilde{x}_k = x + x_s + \Delta x_k. \quad (\text{C.1})$$

Durch Messen eines Normals mit anschließender Justierung kann die systematische Abweichung x_s korrigiert werden [KE08, S. 7]. Die zufällige Abweichung Δx_k kann hingegen nicht vorausgesagt werden. Per Definition gilt jedoch, dass Δx_k für unendliche viele Messungen einen Mittelwert von Null aufweist. Daraus ergibt sich in direkter Konsequenz auch, dass sich der Mittelwert $\bar{\tilde{x}}_k$ bei steigender Anzahl an Wiederholmessungen immer mehr an $x + x_s$ annähert.

Die Messwerte inklusive ihrer zufälligen Abweichungen kann man in einem Histogramm auftragen, welches man als Häufigkeitsverteilung bezeichnet. Lässt man die Klassenbreiten gegen Null und die Anzahl der erfassten Messungen gleichzeitig gegen unendlich streben, so geht das Histogramm in eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $h(\tilde{x})$ (kurz PDF, engl.: probability dense function) über. Eine Eigenschaft der PDF ist die Normierung auf 1, d.h. es gilt

$$\int_{-\infty}^{+\infty} h(\tilde{x}) \cdot d\tilde{x} = 1. \quad (\text{C.2})$$

Die PDF gibt an, wie groß die Wahrscheinlichkeit P ist, dass ein Wert innerhalb bestimmter Grenzen liegt

$$P(a \leq \tilde{x} \leq b) = \int_a^b h(\tilde{x}) \cdot d\tilde{x}, \quad (\text{C.3})$$

und charakterisiert den Messwert dadurch eindeutig [Küh01, S. 33]. Der Schwerpunkt der PDF ist gerade die Größe $x + x_s$. Er wird in einem statistischen Kontext auch als *Erwartungswert* bezeichnet und lässt sich gemäß

$$E[\tilde{x}] = \mu = x + x_s = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{x} \cdot h(\tilde{x}) \cdot d\tilde{x} \quad (\text{C.4})$$

berechnen. In der Messtechnik ist die PDF $h(\tilde{x})$ üblicherweise durch eine GAUSS-Verteilung mit dem Erwartungswert μ und der Standardabweichung σ gegeben

$$h(\tilde{x}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{1}{\sigma} \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\tilde{x} - \mu}{\sigma} \right)^2}. \quad (\text{C.5})$$

In der Literatur wird die GAUSS-Verteilung, wenn sie auf Erwartungswert $\mu = 0$ und Standardabweichung $\sigma = 1$ normiert ist, oft auch als *Normalverteilung* bezeichnet. Sie kann in der praktischen Statistik meist dann in guter Näherung verwendet werden, wenn die Messwerte einigermaßen symmetrisch um den Erwartungswert verteilt liegen [Küh01, S. 66].

C.2 Varianz und statistische Momente höherer Ordnung

Bei der Angabe von Messwerten reicht es nicht aus, nur den Erwartungswert anzugeben. Es muss stets ersichtlich sein, wie stark der Wert streut. Die *Varianz*, bzw. die als *Standardabweichung* σ bezeichnete Wurzel der Varianz, ist ein Maß für die Streuung eines Messwerts und gibt die mittlere quadratische Abweichung von $\mu = x + x_s$ an:

$$\text{Var}(\tilde{x}) = \sigma^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} (\tilde{x} - \mu)^2 \cdot h(\tilde{x}) \cdot d\tilde{x} = E[(\tilde{x} - \mu)^2] \quad (\text{C.6})$$

Aus der Linearität des Erwartungswerts folgt mit einer binomischen Formel die oft verwendete Identität [CK08, S. 212]

$$\text{Var}(\tilde{x}) = E[(\tilde{x} - E[\tilde{x}])^2] = E[\tilde{x}^2] - (E[\tilde{x}])^2. \quad (\text{C.7})$$

Gleichung (C.6) kann man auch allgemein schreiben als

$$E[(\tilde{x} - \mu)^n] = \int_{-\infty}^{+\infty} (\tilde{x} - \mu)^n \cdot h(\tilde{x}) \cdot d\tilde{x} \quad (\text{C.8})$$

und spricht dann vom n -ten zentralen statistischen Moment [CK08, S. 211]. Vergleicht man Gleichung (C.8) mit (C.4) und (C.6) so zeigt sich, dass der Erwartungswert das erste statistische Moment und die Varianz das zweite zentrale statistische Moment sind. Höhere zentrale Momente, wie die Schiefe ($n = 3$) und die Wölbung ($n = 4$) einer Verteilung, lassen sich entsprechend berechnen.

C.3 Mehrdimensionale Zufallszahlen

Um mehrdimensionale Zufallszahlen zu beschreiben, muss auch die PDF die entsprechende Anzahl an Variablen aufweisen. Für zwei Dimensionen kommt demnach eine PDF $h(\tilde{x}, \tilde{y})$ mit der Normierungsbedingung

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} h(\tilde{x}, \tilde{y}) \cdot d\tilde{y} \cdot d\tilde{x} = 1 \quad (\text{C.9})$$

zum Einsatz. Die Erwartungswerte der Zufallszahlen \tilde{x} und \tilde{y} lassen sich analog zu (C.4), mit der PDF

$$h_x(\tilde{x}) := \int_{-\infty}^{+\infty} h(\tilde{x}, \tilde{y}) \cdot d\tilde{y} \quad (\text{C.10})$$

als Integration aller \tilde{y} -Werte am Punkt \tilde{x} (und umgekehrt für $E[\tilde{y}]$), berechnen [Bou11, S. 125]:

$$\begin{aligned} E[\tilde{x}] &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{x} \cdot h(\tilde{x}, \tilde{y}) \cdot d\tilde{y} \cdot d\tilde{x} \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{x} \int_{-\infty}^{+\infty} h(\tilde{x}, \tilde{y}) \cdot d\tilde{y} \cdot d\tilde{x} \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{x} \cdot h_x(\tilde{x}) \cdot d\tilde{x} \end{aligned} \quad (\text{C.11a})$$

$$E[\tilde{y}] = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{y} \cdot h_y(\tilde{y}) \cdot d\tilde{y} \quad (\text{C.11b})$$

Auf gleiche Weise kann auch die Varianz der Zufallszahlen \tilde{x} und \tilde{y} zu

$$\begin{aligned} \text{Var}(\tilde{x}) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (\tilde{x} - E[\tilde{x}])^2 \cdot h(\tilde{x}, \tilde{y}) \cdot d\tilde{y} \cdot d\tilde{x} \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} (\tilde{x} - E[\tilde{x}])^2 \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} h(\tilde{x}, \tilde{y}) \cdot d\tilde{y} \cdot d\tilde{x} \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} (\tilde{x} - E[\tilde{x}])^2 \cdot h_x(\tilde{x}) \cdot d\tilde{x} \end{aligned} \quad (\text{C.12a})$$

$$\text{Var}(\tilde{y}) = \int_{-\infty}^{+\infty} (\tilde{y} - E[\tilde{y}])^2 \cdot h_y(\tilde{y}) \cdot d\tilde{y} \quad (\text{C.12b})$$

berechnet werden [Bou11, S. 125 f.].

D Marktverfügbare fotosensitive Sensoren

D.1 Photo Diode Arrays

Viele Hersteller bieten fertige PDAs in linearer Bauform an. Die Produktpaletten umfassen PDAs mit 16 bis 76 Dioden, jeweils mit Pixelflächen von 1 bis über 4 mm². Als derzeit einziger Hersteller hat OSI OPTOELECTRONICS INC. einen flächigen Sensor mit 4 × 4 Pixeln im Angebot. Viele der in Tabelle D.1 aufgeführten Hersteller bieten eine Sensorfertigung nach Wünschen des Kunden an. Allerdings sind die Kosten eines Prototypen und der Kleinserienfertigung erwartungsgemäß sehr hoch.

Tabelle D.1: Auswahl an Herstellern und Produktpaletten von PDAs.

Hersteller	Anzahl Pixel	Pixelfläche /mm²
Detection Technology Inc.	1 × 16	2,10 × 2,84
	1 × 16	1,18 × 2,00
Excelitas Technologies Corp.	1 × 64	1,40 × 3,50
Hamamatsu Photonics GmbH	1 × 16	1,45 × 0,90
	1 × 16	1,18 × 2,00
	1 × 35	4,40 × 0,90
	1 × 46	4,40 × 0,90
Laser Components Ltd.	1 × 12	0,97 × 2,03
	1 × 16	1,22 × 1,84
	1 × 32	0,35 × 1,65
OSI Optoelectronics Inc.	1 × 16	1,57 × 1,22
	1 × 35	4,39 × 0,89
	1 × 38	4,39 × 0,89
	1 × 76	6,45 × 0,28
	4 × 4	1,00 × 1,00

D.2 Charge-Coupled Devices

Tabelle D.2 zeigt eine Auswahl (ohne Anspruch auf Vollständigkeit) an marktverfügbaren fotosensitiven Sensoren (oberer Teil der Tabelle) und Kameras (unterer Teil), basierend auf der CCD-Architektur. Während die Sensoren als letzte Komponente der Signalverarbeitung einen Strom-Spannungs-Wandler aufweisen, beinhalten die Kamera-Lösungen die komplette Signalverarbeitungskette inklusive Analog-Digital-Wandlung und eventueller Vorverarbeitung.

Mehrere Sensoren der TRUESENSE IMAGING INC., die die Sensorsparte der EASTMAN KODAK COMPANY betreut, sind aufgelistet. Hierzu gehören sowohl Interline (I) als auch Full Frame (FF) CCDs (vergleiche Abschnitt 2.3.3), jeweils mit ihren wichtigsten Daten zur Charakterisierung. Es fällt auf, dass sowohl die QE als auch die Dynamik bei Full Frame CCDs größer sind. Im Gegenzug sinkt jedoch die Bildrate (angegeben in *frames per second*, kurz fps). Eine weitere Interline CCD mit guter QE, aber geringerer Dynamik, ist der ICX285AL von SONY CORP. Die hohe QE von 85% ist jedoch ohne Schutzglas und Optik gemessen. In realistischen Anwendungen ist sie deutlich geringer¹.

Als fertig konfektionierte Kameras mit integrierter Analog-Digital-Umsetzung und Datenvorverarbeitung sind Modelle von ANDOR TECHNOLOGY PLC. und PCO IMAGING AG in Tabelle D.2 (unten) angeführt. Die hocheffizienten CCD-Kameras von ANDOR nutzen die *Electron-Multiplying-* (EM) und *Backside-Illumination-* (BI) Technologien (vergleiche Abschnitt 2.3.3) zum Erreichen eines Füllfaktors von 100%, einer Quanteneffizienz von 95% und einem Dynamikumfang von zum Teil über 100 dB. Allerdings müssen die genutzten Sensoren auf -70 °C bis -100 °C gekühlt werden, um diese Werte zu erreichen. Die benötigten PELTIER-Elemente führen zu einem stark gesteigertem Platzbedarf der Kameras.

Hervorzuheben ist die außergewöhnlich große aktive Fläche von $27,6\text{ mm} \times 27,6\text{ mm}$ (Füllfaktor 100%) der ANDOR IKON-L 936 Kamera. Diese Größe hat jedoch eine geringe Auslesegeschwindigkeit von nur 0,01 fps zur Folge. Höhere Geschwindigkeiten sind zwar prinzipiell möglich, steigern aber das Ausleserauschen drastisch.

Die Digitalisierung der Daten wird bereits in den Kameras durchgeführt und liefert eine Auflösung von 14 bit (IKON₃ 888) bzw. 16 bit (IKON ULTRA 897, IKON-L 936). Die 14 bit-Kamera von PCO benötigt keine Kühlung, weist dafür jedoch deutlich schlechtere Werte bezüglich QE und Dynamik auf.

Alle in Tabelle D.2 angegebenen Werte stammen aus den Datenblättern der Hersteller oder wurden aus dortigen Angaben errechnet (gekennzeichnet durch „≈“).

¹Vergleiche z.B. die Kamera PCO.1400 von PCO IMAGING, welche diesen Chip verwendet.

Tabelle D.2: Fotosensitive Sensoren (oben) und Kameras (unten) basierend auf der CCD-Architektur. Erläuterungen im Text.

Hersteller Bezeichnung	Typ	Pixel Pixelgröße	Dynamik- umfang	QE (@ 650 nm)	Ladungskapaka- zität $((10^3 \cdot e^-))$	Füllfaktor	Binning	Bildrate /fps
Truesense Imaging KAI-04022	I	2048 × 2048 7,4 μm × 7,4 μm	72 dB	31%	40	Mikrolinse	1 × 1 2 × 2	8,5 16
Truesense Imaging KAI-2020	I	1600 × 1200 7,4 μm × 7,4 μm	68 dB	31%	40	Mikrolinse	1 × 1 2 × 2	18 35
Truesense Imaging KAI-1003	I	1024 × 1024 12,8 μm × 12,8 μm	72 dB	32%	170	Mikrolinse	1 × 1 2 × 2	31,5 62,8
Truesense Imaging KAF-0261	FF	512 × 512 20 μm × 20 μm	83 dB 87 dB	58%	200 628	1,00	1 × 1	19 7,6
Truesense Imaging KAF-1001	FF	1024 × 1024 24 μm × 24 μm	83 dB 97 dB	65%	200 1500	1,00	1 × 1	4,7 1,9
Sony ICX285AL	I	1392 × 1040 6,45 μm × 6,45 μm	68 dB	85%	16	≈0,71	1 × 1	15
Andor Technology iXon ₃ 888	EM, BI	1024 × 1024 13 μm × 13 μm	≈100 dB	95%	90	1,00	1 × 1 8 × 8	8,7 61
Andor Technology iXon Ultra 897	EM, BI	512 × 512 16 μm × 16 μm	≈105 dB	95%	180	1,00	1 × 1 4 × 4	56 206
Andor Technology iKon-L 936	BI	2048 × 2048 13,5 μm × 13,5 μm	≈90 dB	95%	100	1,00	1 × 1 16 × 16	0,01 1,17
PCO Imaging pco.1400 (IR-Boost)	I	1392 × 1040 6,45 μm × 6,45 μm	68 dB	55%	16	≈0,71	1 × 1 4 × 4	7,3 14,7

D.3 Metal-Oxide Semiconductors

Eine Auswahl an marktverfügbaren Sensoren (oben) und Kameras (unten) ist in Tabelle D.3 aufgelistet. Die Werte entstammen den Datenblättern der Hersteller. Dort nicht angegebene Werte sind mit dem Kürzel „k.A.“, berechnete Werte mit „≈“, gekennzeichnet.

Die Quanteneffizienz der MOS-Sensoren ist kleiner als bei vergleichbaren FF und EM CCDs. Dies kann durch den bei der MOS-Architektur typischerweise geringeren Füllfaktor erklärt werden (HDRC VGAX GEN7 von IMS CHIPS 40%, A2080-640 von PHOTON FOCUS AG 60% ohne Mikrolinsen). Durch die Integration analoger und digitaler Verarbeitungen auf Pixelbasis können jedoch Dynamikumfang von bis zu 160 dB erreicht werden. Bei solch großen Dynamiken erfolgt die Ausgabe in der Regel logarithmisch (MDC04_CL und MDC05_CL von IMS CHIPS) oder aus einer Kombination von linearer Kennlinie im unteren Dynamikbereich und einer logarithmischen im oberen (A2080-640 von PHOTON FOCUS AG). Der CIS1910F von FAIRCHILD IMAGING besitzt sogar pro Pixel zwei Verstärkerstufen, eine optimiert für geringe Intensitäten, sowie eine optimiert für hohe Intensitäten. Beide liefern nach der Digitalisierung je einen 11 bit Wert, der intern zu einem 16 bit Wert verrechnet wird.

Während die Kamera NEO von ANDOR TECHNOLOGY PLC. auf -40 °C gekühlt werden muss (großes Gehäuse mit integrierten PELTIER-Elementen), werden die übrigen aufgelisteten Kameras bei Umgebungstemperatur oder $+5\text{ °C}$ betrieben. Die Gehäuse sind daher im Allgemeinen deutlich kleiner als bei den gekühlten CCD-Kameras. Aus diesem Grund, und wegen der einfacheren Integration in eine bestehende Messeinrichtung, wurde in Tabelle D.3 mehr Augenmerk auf Kameras als auf Sensoren selbst gelegt.

Binning wird von einigen der Kameras im Bereich 1×1 bis 4×4 , z.T. auch 8×8 beherrscht. In der Regel ist dies jedoch bei der CMOS-Architektur nur ein „digitales Binning“. Wie in Abschnitt 2.3.5 erläutert, bringt dies neben einer Datenreduktion nur eine rein statistische Rauschminimierung.

Als *Shutter* (engl., Verschluss) Varianten kommen bei der MOS-Architektur *Global* und *Rolling Shutter* zum Einsatz. Bei letzterem werden die Sensorzeilen sequentiell ausgelesen und die Integration startet von neuem; der Verschluss „rollt“ über das Bild. Beim Global Shutter wird die Integration auf der gesamten Sensorfläche zur selben Zeit gestoppt, die Daten ausgelesen und die Integration erneut gestartet. Für sich schnell verändernde Strukturen, wie sie bei der Streulichtmessung auftreten, ist ein Global Shutter von Vorteil, da es nicht zu verschmierten Bildern kommt.

Tabelle D.3: Fotosensitive Sensoren (oben) und Kameras (unten) basierend auf der MOS-Architektur. Erläuterungen im Text.

Hersteller	Pixel	Dynamik- umfang	QE (@ 650 nm)	Ladungskapa- zität $/(10^3 \cdot e^-)$	ADC /bit	Binning	Shutter	Bildrate /fps
Fairchild Imaging	1920 × 1080						Global	50
CIS1910F	6,5 μm × 6,5 μm	88 dB	55%	30	2 × 11	–	Rolling	100
ims chips	768 × 496							
HDRC VGAX gen7	10,0 μm × 10,0 μm	120 dB	≈ 63%	k.A.	12	–	k.A.	40
Photon Focus	2080 × 2080	120 dB						
A2080-640	8,0 μm × 8,0 μm	(lin-log)	49%	140	–	–	Global	140
Andor Technology	2560 × 2160	≈ 81,6 dB				1 × 1	Global	30
Neo	6,5 μm × 6,5 μm	≈ 87,3 dB	56%	30	16	(–8 × 8)	Rolling	30
Fairchild Imaging	2560 × 2160					1 × 1		
SciMOS 2051 F2	6,5 μm × 6,5 μm	≈ 88,6 dB	52%	30 – 35	16	(–8 × 8)	k.A.	74
IMS CHIPS	768 × 496	160 dB						
MDC04_CL	k.A.	(log)	k.A.	k.A.	12	–	Rolling	30
ims chips	772 × 507	130 dB						
MDC05_CL	k.A.	(log)	k.A.	k.A.	12	–	Global	30
PCO Imaging	2048 × 2048					1 × 1		
pco.edge 4.2	6,5 μm × 6,5 μm	90,4 dB	67%	30	16	(–4 × 4)	Rolling	35
PCO Imaging	2560 × 2160	≈ 82,7 dB				1 × 1	Global	50
pco.edge 5.5	6,5 μm × 6,5 μm	≈ 88,6 dB	56%	30	16	(–4 × 4)	Rolling	100
Toshiba Teli	4096 × 3072					1 × 1		25,0
CSC12M25BMP19-01B	6,0 μm × 6,0 μm	k.A.	k.A.	k.A.	10	2 × 2	Global	41,8

E Systemtheoretischer Ansatz zur Berechnung der Streulichtverteilung

Betrachtet man die Streulichtmesseinrichtung als Ganzes, statt nur von einer beleuchteten Oberfläche mit Sensor auszugehen (vergleiche Gleichung (2.47)), so stellt die vorgestellte Messeinrichtung einen sogenannten 4-f-Aufbau dar: Das Abbild einer Lichtquelle, realisiert durch einen Kollimator (vergleiche Bild 2.7), wird über eine in der vorderen Brennweite f positionierte Linse in die hintere Brennebene f' abgebildet. Die dort befindliche Oberfläche, genauer gesagt deren Steigungsverteilung, manipuliert das Signal. Letzteres wird mit der gleichen Linse auf den Sensorchip in der nun hinteren Brennebene f'' (mit $f'' = f'$ und $f''' = f$) abgebildet.

Durch die Beschreibung als 4-f-Aufbau kann die Manipulation des Signals durch die Oberfläche als Faltung des Steigungsspektrums der Oberfläche mit dem Abbild der Lichtquelle verstanden werden, gemäß Gleichung (2.47). Für eine ideal glatte Oberfläche erfolgt somit die Abbildung des Kollimators in die Sensorebene. Dies stellt die schmalste mögliche „Streulicht“-Verteilung dar.

Dieser systemtheoretische Formalismus ermöglicht eine einfache und mathematisch effiziente Berechnung der zu erwartenden Streulichtverteilung, ausgehend von einer (z.B. taktil) gemessenen oder simulierten Oberfläche.

F Messungen zur Sensorqualifizierung

F.1 Ergänzungen zu Abschnitt 4

Tabelle F.1: Gemittelte relative Abweichungen der 32 Dioden. Ergänzung zu Bild 4.6.

Diode	relative Abweichung / %	95%-Vertrauensintervall / %
1	-1,00	±0,06
2	-0,87	±0,04
3	-1,21	±0,06
4	-1,66	±0,12
5	-1,62	±0,17
6	-1,58	±0,17
7	-1,45	±0,17
8	-1,27	±0,16
9	-0,52	±0,14
10	-0,46	±0,10
11	-0,20	±0,09
12	-0,30	±0,12
13	-0,11	±0,06
14	0,03	±0,10
15	-0,04	±0,07
16	0,746	±0,022
17	1,03	±0,06
18	0,76	±0,15
19	0,69	±0,21
20	0,68	±0,22
21	0,84	±0,21
22	0,92	±0,15
23	0,80	±0,13
24	0,48	±0,12
25	0,66	±0,08
26	0,64	±0,06
27	1,04	±0,05
28	1,13	±0,05
29	0,93	±0,06
30	0,92	±0,10
31	3,40	±0,06
32	5,50	±0,09

Tabelle F.2: Geradeneinpassung zur Linearitätsmessung. Die Tabelle listet die aus zehn Messreihen ermittelten Geradensteigungen und Achsenabschnitte für jede der 32 Dioden auf. Weiterhin wird die Güte der Geradeneinpassung als varianzgewichtete Summe der Abweichungsquadrate, normiert auf die Freiheitsgrade (Anzahl Messpunkte abzüglich Anzahl Parameter) angegeben. Ergänzung zu Tabelle 4.2.

Diode	Steigung $\pm 2\sigma$	Offset $\pm 2\sigma$	$\chi^2/d.o.f$
1	33748,40 $\pm 35,24$	288,01 $\pm 43,79$	724,18
2	33784,92 $\pm 35,24$	291,37 $\pm 43,79$	730,83
3	33657,31 $\pm 35,24$	298,61 $\pm 43,79$	753,42
4	33491,89 $\pm 35,24$	303,82 $\pm 43,79$	764,89
5	33494,61 $\pm 35,24$	309,84 $\pm 43,79$	782,23
6	33510,40 $\pm 35,24$	309,92 $\pm 43,79$	780,29
7	33552,72 $\pm 35,24$	310,42 $\pm 43,79$	785,43
8	33617,16 $\pm 35,24$	311,13 $\pm 43,79$	799,89
9	33874,90 $\pm 35,24$	311,11 $\pm 43,79$	807,13
10	33908,09 $\pm 35,24$	303,30 $\pm 43,79$	764,12
11	33996,86 $\pm 35,24$	303,32 $\pm 43,79$	765,98
12	33956,22 $\pm 35,24$	310,12 $\pm 43,79$	811,78
13	34038,01 $\pm 35,24$	296,16 $\pm 43,79$	733,78
14	34070,12 $\pm 35,24$	309,37 $\pm 43,79$	808,45
15	34073,76 $\pm 35,24$	288,07 $\pm 43,79$	702,21
16	34333,64 $\pm 35,24$	299,41 $\pm 43,79$	775,58
17	34433,23 $\pm 35,24$	298,24 $\pm 43,79$	777,86
18	34366,65 $\pm 35,24$	280,82 $\pm 43,79$	704,53
19	34356,11 $\pm 35,24$	272,67 $\pm 43,79$	674,94
20	34353,42 $\pm 35,24$	272,04 $\pm 43,79$	677,68
21	34404,10 $\pm 35,24$	275,99 $\pm 43,79$	693,61
22	34417,77 $\pm 35,24$	285,20 $\pm 43,79$	727,74
23	34372,27 $\pm 35,24$	286,32 $\pm 43,79$	728,81
24	34263,07 $\pm 35,24$	284,94 $\pm 43,79$	724,66
25	34316,93 $\pm 35,24$	291,75 $\pm 43,79$	741,75
26	34306,63 $\pm 35,24$	294,59 $\pm 43,79$	756,78
27	34436,49 $\pm 35,24$	300,02 $\pm 43,79$	774,70
28	34461,04 $\pm 35,24$	302,39 $\pm 43,79$	775,76
29	34386,34 $\pm 35,24$	304,49 $\pm 43,79$	770,58
30	34376,97 $\pm 35,24$	308,91 $\pm 43,79$	785,16
31	35236,71 $\pm 35,24$	308,57 $\pm 43,79$	802,89
32	35961,98 $\pm 35,24$	309,04 $\pm 43,79$	821,71

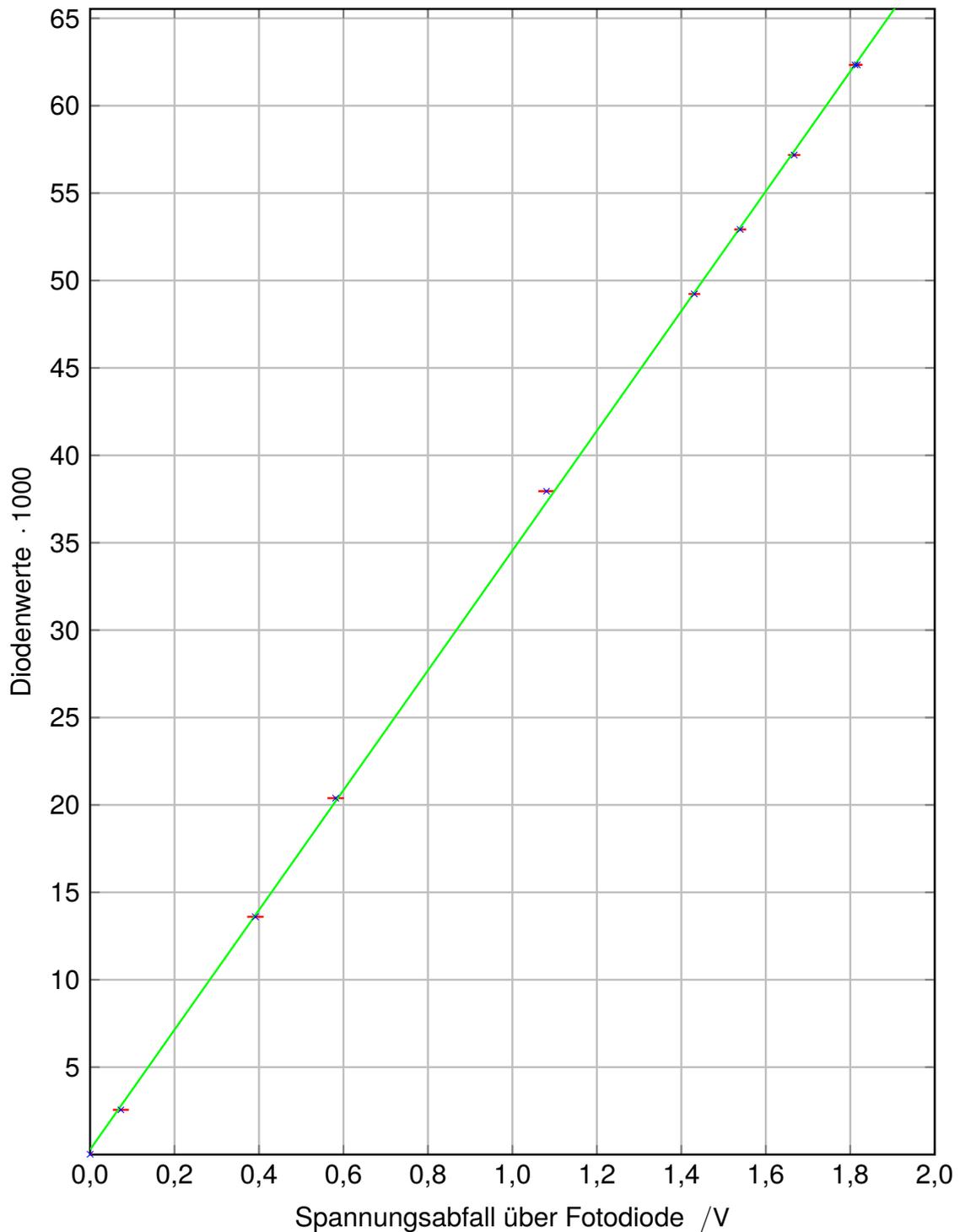


Bild F.1: Eingepasste Gerade zur Linearitätsuntersuchung (grün), am Beispiel von Diode 24. Dargestellt sind die Messpunkte (blaue Kreuze) mit ihren Abweichungen (95%-Vertrauensintervall, rot) in beide Richtungen. Letztere sind, speziell in Richtung der Diodenwerte so gering, dass sie im gewählten Maßstab nicht zu erkennen sind.

F.2 Kontrollmessung zur Homogenität

Wie in Abschnitt 4.2.5 angeführt, wurde eine Kontrollmessung mit Leuchtfleckdurchmesser 1 mm durchgeführt, um die Homogenität des PDA zu untersuchen. Bild F.2 zeigt die Ergebnisse grafisch und ist das Pendant zu Bild 4.6. Die Ergebnisse stimmen innerhalb der Unsicherheiten weitestgehend überein. Allerdings sind die starken Überhöhungen der Dioden 32 und 31 nicht mehr vorhanden. Das liegt an der verringerten Breite des Leuchtflecks, da nun das lokale Maximum vom globalen zu trennen ist. Die deutlich gestiegenen Unsicherheiten im Bild F.2 (und Tabelle F.3) haben ihre Ursache in der Leuchtfleckgröße, die circa der Breite einer einzelnen Diode entspricht. Die daraus folgende hohe Sensitivität bezüglich der Leuchtfleckposition erklärt die gestiegenen Abweichungen.

Bild F.3 zeigt zusätzlich ein Beispiel (Diode 24) der Linearitätsuntersuchung, analog zu Bild F.1, und bestätigt die hohe Güte der Linearität. Zu beachten ist, dass die Steigungen der beiden Geraden nicht direkt miteinander vergleichbar sind: In Bild F.1 ist der Spannungsabfall über die Fotodiode ein Maß für die Intensitätsdichte der Beleuchtung, da der Leuchtfleck größer ist als die sensitive Fläche der Fotodiode. In Bild F.3 hingegen ist der Spannungsabfall über die Fotodiode ein Maß für die Gesamtintensität, da der Leuchtfleck kleiner ist als die sensitive Fläche.

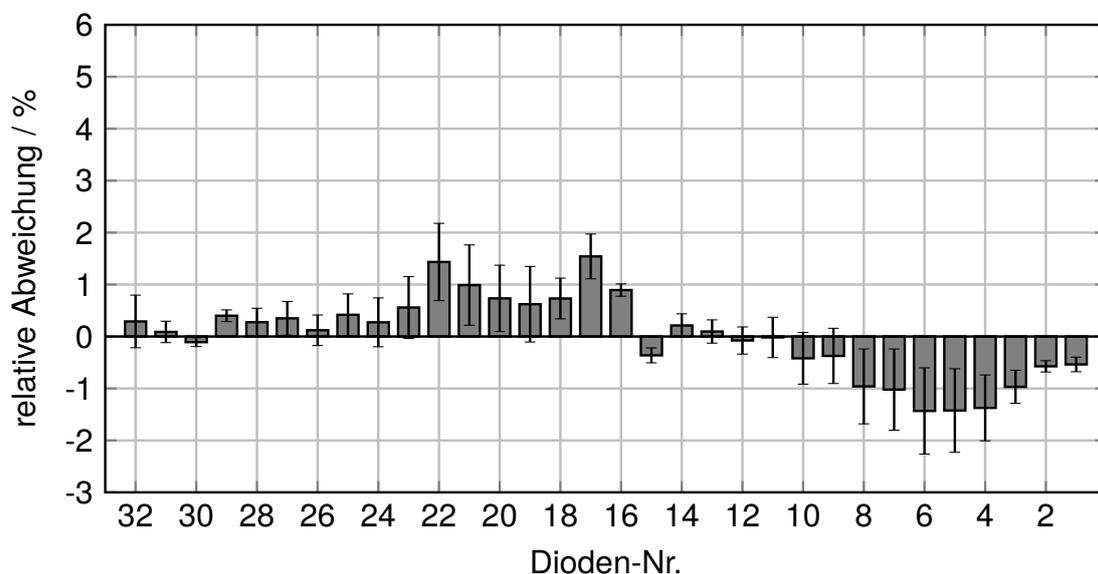


Bild F.2: Gemittelte relative Abweichungen der 32 einzelnen Dioden für die Kontrollmessung mit Leuchtfleckdurchmesser 1 mm. Die Abweichungen beschreiben die Inhomogenität des PDA (inklusive Verstärker) und sollten für ein ideales PDA allesamt bei Null liegen. Das 95%-Unsicherheitsband ist gekennzeichnet. Die zugehörigen Daten sind in Tabelle F.3 zu finden.

Tabelle F.3: Gemittelte relative Abweichungen der 32 Dioden für die Kontrollmessung mit Leuchtfleckdurchmesser 1 mm. Tabelle zu Bild F.2.

Diode	relative Abweichung / %	95%-Vertrauensintervall / %
1	-0,54	±0,15
2	-0,57	±0,11
3	-1,0	±0,4
4	-1,4	±0,7
5	-1,4	±0,9
6	-1,4	±0,9
7	-1,0	±0,8
8	-1,0	±0,8
9	-0,4	±0,6
10	-0,4	±0,5
11	-0,0	±0,4
12	-0,08	±0,27
13	0,10	±0,23
14	0,21	±0,23
15	-0,36	±0,15
16	0,89	±0,12
17	1,5	±0,5
18	0,7	±0,4
19	0,6	±0,8
20	0,7	±0,7
21	1,0	±0,8
22	1,4	±0,8
23	0,6	±0,6
24	0,3	±0,5
25	0,4	±0,5
26	0,12	±0,30
27	0,4	±0,4
28	0,28	±0,27
29	0,40	±0,12
30	-0,11	±0,09
31	0,09	±0,21
32	0,3	±0,6

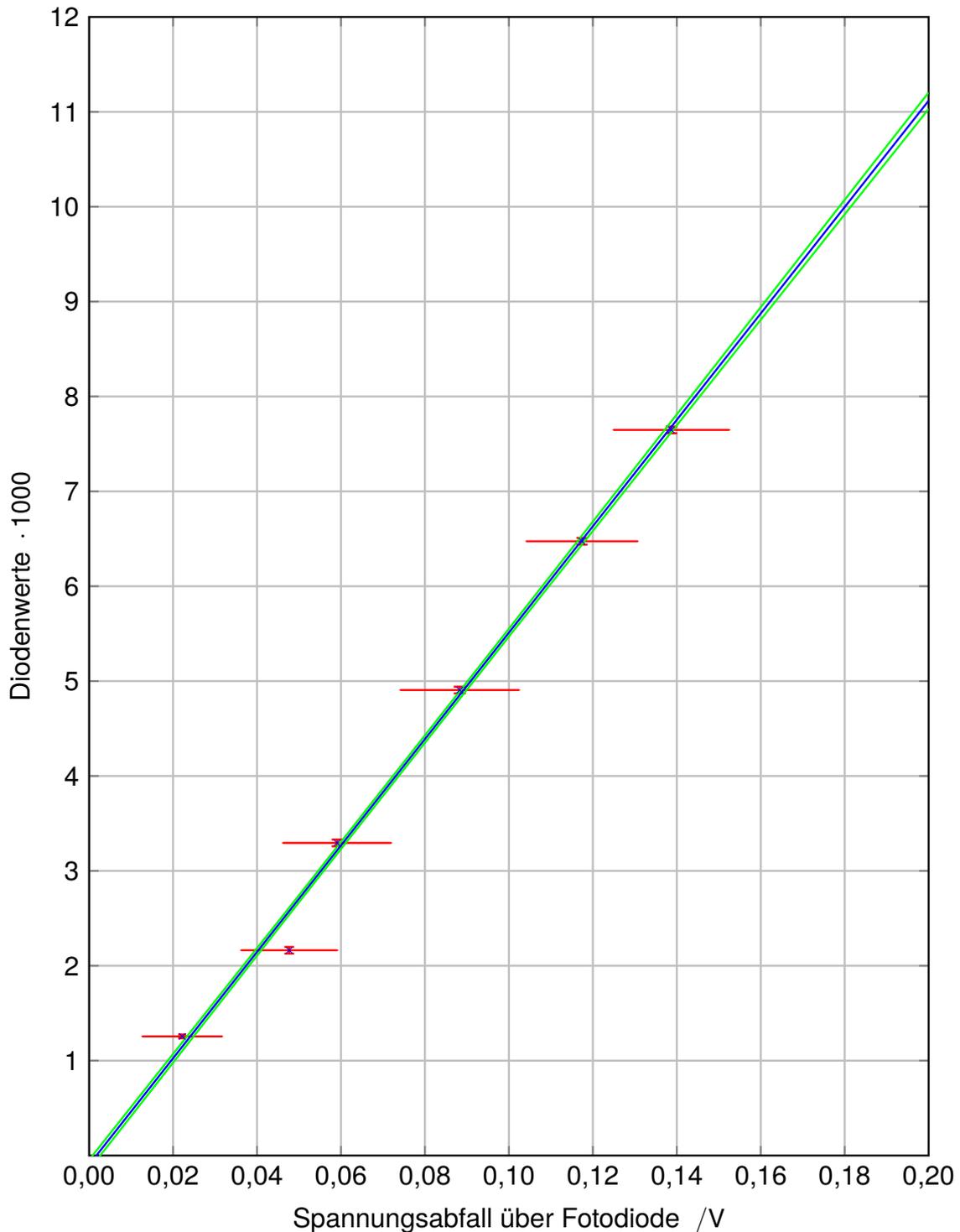


Bild F.3: Eingepasste Gerade zur Linearitätsuntersuchung (blau) der Kontrollmessung mit Leuchtfleckdurchmesser 1 mm, am Beispiel von Diode 24. Dargestellt sind die Messpunkte (blaue Kreuze) mit ihren Abweichungen (95%-Vertrauensintervall, rot) in beide Richtungen. Die grünen Kurven kennzeichnen das 95%-Vertrauensintervall der eingepassten Gerade. Man beachte die geänderte Skalierung im Vergleich zu Bild F.1.

Literaturverzeichnis

Bücher, Zeitschriften und andere Veröffentlichungen

- [And13] ANDOR TECHNOLOGY PLC. *CCD Sensor Architectures: Architectures Commonly Used for High Performance Cameras*. 2013. URL: <http://www.andor.com/learning-academy/ccd-sensor-architectures-architectures-commonly-used-for-high-performance-cameras> (besucht am 14. 10. 2014).
- [Bas+95a] M. BASS, E. W. VAN STRYLAND, D. R. WILLIAMS und W. L. WOLFE. *Handbook of Optics*. 2. Aufl. Bd. 1. Fundamentals, Techniques and Design. New York/NY: McGraw-Hill, 1995. ISBN: 978-0-07047-740-7.
- [Bas+95b] M. BASS, E. W. VAN STRYLAND, D. R. WILLIAMS und W. L. WOLFE. *Handbook of Optics*. 2. Aufl. Bd. 2. Devices, Measurements and Properties. New York/NY: McGraw-Hill, 1995. ISBN: 978-0-07047-974-6.
- [Bec67] P. BECKMANN. „Scattering of Light by Rough Surfaces“. In: *Progress in Optics*. Bd. 6. Amsterdam und London: Elsevier Science, 1967, S. 53–69. ISBN: 0-44453-886-0.
- [Ben78] H. E. BENNETT. „Scattering Characteristics of Optical Materials“. In: *Optical Engineering* 17.5 (1978), S. 480–488. DOI: 10.1117/12.7972268.
- [Ber13] T. BERLIN, Hrsg. *Funktionale Laser-Mikrostrukturierung zur Verschleiß- und Verbrauchsreduktion an hochbeanspruchten Bauteiloberflächen: Ergebnisbericht des BMBF Verbundprojekts "SmartSurf"*. Forschungsbericht Fraunhofer-Institut für Lasertechnik ILT. Aachen: Apprimus, 2013.
- [BNF10] B. BRODMANN, J. NEUBERT und C. FRÖHLICH. „Streulichtsensor misst künstliche Hüftgelenke: Hohe Lebensdauer“. In: *QZ Qualität und Zuverlässigkeit* 55.3 (2010), S. 36–38.
- [Bou11] G. BOURIER. *Wahrscheinlichkeitsrechnung und schließende Statistik: Praxisorientierte Einführung. Mit Aufgaben und Lösungen*. 7. Aufl. Wiesbaden: Gabler, 2011. ISBN: 978-3-834-92762-0.

- [BP61] H. E. BENNETT und J. O. PORTEUS. „Relation Between Surface Roughness and Specular Reflectance at Normal Incidence“. In: *Journal of the Optical Society of America* 51.2 (1961), S. 123–129. DOI: 10.1364/JOSA.51.000123.
- [Bro+00] I. N. BRONŠTEIN, K. A. SEMENDJAJEW, G. MUSIOL und H. MÜHLIG. *Taschenbuch der Mathematik*. 5. überarb. und erw. Aufl. Thun und Frankfurt a. M.: Verlag Harri Deutsch, 2000. ISBN: 3-8171-2005-2.
- [Bro+08] R. BRODMANN, B. BRODMANN, J. GRÄBER, R. OFEN, T. HERCKE und J. SEEWIG. „Kenngrößen der Mikrostruktur definiert: VDA-Richtlinie für die Oberflächenmessung mit Streulicht“. In: *QZ Qualität und Zuverlässigkeit* 53.7 (2008), S. 46–49.
- [Bro+09] R. BRODMANN, B. BRODMANN, B. KÛR und D. SMUTNÝ. „Schnelles Messen von Rattermarken in der Fertigung: Licht "gleitet" über die Oberfläche“. In: *QZ Qualität und Zuverlässigkeit* 54.5 (2009), S. 69–72.
- [BS13] R. BRODMANN und J. SEEWIG. „Non-Contact Surface Metrology by Means of Light Scattering“. In: *Encyclopedia of Tribology*. Hrsg. von J. Q. WANG und Y.-W. CHUNG. Springer US, 2013, S. 2433–2440. ISBN: 978-0-387-92896-8. DOI: 10.1007/978-0-387-92897-5_326.
- [BS87] P. BECKMANN und A. SPIZZICHINO. *The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces*. Norwood/MA: Artech House, 1987. ISBN: 0-89006-238-2.
- [BSW11] B. BRODMANN, J. SEEWIG und M. WENDEL. „Von der Linie zur Fläche, winkelauflösende Streulichtmesstechnik“. In: *Metrologie in der Mikro- und Nanotechnik 2011: VDI Berichte 2133*. Hrsg. von VDI. Bd. 2133. Düsseldorf: VDI Verlag GmbH, 2011, S. 111–121. ISBN: 978-3-18-092133-4.
- [Bur+06] J. BURGHARTZ, H.-G. GRAF, C. HARENDT, W. KLINGLER, H. RICHTER und M. STROBEL. „HDR CMOS Imagers and Their Applications“. In: *8th International Conference on Solid-State and Integrated Circuit Technology Proceedings*. Hrsg. von T.-A. TANG, G.-P. RU und Y.-L. JIANG. Piscataway/NJ: IEEE Press, 2006, S. 528–531. ISBN: 978-1-42440-161-1.

- [Cha76] P. J. CHANDLEY. „Determination of the Autocorrelation Function of Height on a Rough Surface from Coherent Light Scattering“. In: *Optical and Quantum Electronics* 8.4 (1976), S. 329–333. DOI: 10.1007/BF00619546.
- [CJZ79] E. L. CHURCH, H. A. JENKINSON und J. M. ZAVADA. „Relationship Between Surface Scattering and Microtopographic Features“. In: *Optical Engineering* 18.2 (1979), S. 125–136. DOI: 10.1117/12.7972337.
- [CK08] E. CRAMER und U. KAMPS. *Grundlagen der Wahrscheinlichkeitsrechnung und Statistik: Ein Skript für Studierende der Informatik, der Ingenieur- und Wirtschaftswissenschaften*. 2. Aufl. Berlin und Heidelberg: Springer, 2008. ISBN: 978-3-540-77760-1.
- [CN06] R. CHRISTOPH und H. J. NEUMANN. *Multisensor-Koordinatenmesstechnik: Maß-, Form-, Lage- und Rauheitsmessung: Optisch, taktil und röntgentomografisch*. 3. Aufl. Landsberg/Lech: Verl. Moderne Industrie, 2006. ISBN: 3-937-88951-5.
- [Cut+60] L. CUTRONA, E. LEITH, C. PALERMO und L. PORCELLO. „Optical Data Processing and Filtering Systems“. In: *IEEE Transactions on Information Theory* 6.3 (1960), S. 386–400. DOI: 10.1109/TIT.1960.1057566.
- [Dav54] H. DAVIES. „The Reflection of Electromagnetic Waves from a Rough Surface“. In: *Proceedings of the IEE: Institution Monographs*. Bd. 101. London: Institution of Electrical Engineers, 1954, S. 209–214.
- [DM97] P. E. DEBEVEC und J. MALIK. „Recovering High Dynamic Range Radiance Maps from Photographs“. In: *Proceedings of the 24th Annual Conference on Computer Graphics and Interactive Techniques*. Hrsg. von G. S. OWEN, T. WHITTED und B. MONES-HATTAL. New York/NY: ACM Press/Addison-Wesley Publishing Co., 1997, S. 369–378. ISBN: 0-89791-896-7.
- [Dov51] H. W. DOVE. „Das Reversionsprisma und seine Anwendung als terrestrisches Ocular und zum Messen von Winkeln“. In: *Annalen der Physik und Chemie* 159.5 (1851), S. 189–194. DOI: 10.1002/andp.18511590515.

- [Dup+02] A. DUPARRÉ, J. FERRE-BORRULL, S. GLIECH, G. NOTNI, J. STEINERT und J. M. BENNETT. „Surface Characterization Techniques for Determining the Root-Mean-Square Roughness and Power Spectral Densities of Optical Components“. In: *Applied Optics* 41.1 (2002), S. 154–171. DOI: 10.1364/AO.41.000154.
- [EB79] J. M. ELSON und J. M. BENNETT. „Vector Scattering Theory“. In: *Optical Engineering* 18.2 (1979), S. 116–124. DOI: 10.1117/12.7972336.
- [EE05] A. EL GAMAL und H. ELTOUKHY. „CMOS Image Sensors: An Introduction to the Technology, Design, and Performance Limits, Presenting Recent Developments and Future Directions“. In: *IEEE Circuits and Devices Magazine* 21.3 (2005), S. 6–20. DOI: 10.1109/MCD.2005.1438751.
- [Ein05] A. EINSTEIN. „Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt“. In: *Annalen der Physik und Chemie* 322.6 (1905), S. 132–148. DOI: 10.1002/andp.19053220607.
- [EID+09] M. EL-DESOUKI, M. JAMAL DEEN, Q. FANG, L. LIU, F. TSE und D. ARMSTRONG. „CMOS Image Sensors for High Speed Applications“. In: *Sensors* 9.1 (2009), S. 430–444. ISSN: 1424-8220. DOI: 10.3390/s90100430. URL: <http://www.mdpi.com/1424-8220/9/1/430/>.
- [FL78] H. FUJII und J. LIT. „Surface Roughness Measurement Using Dichromatic Speckle Pattern: An Experimental Study“. In: *Applied Optics*. Hrsg. von OPTICAL SOCIETY OF AMERICA. Bd. 17. Washington/DC: Optical Society of America, 1978, S. 2690–2694.
- [FO81] H. FUJII und Y. OHTSUKA. „Rotational Filtering for Randomly Oriented Pattern Recognition“. In: *Optics Communications* 36.4 (1981), S. 255–257. ISSN: 00304018. DOI: 10.1016/0030-4018(81)90370-9.
- [GM10] C. GERTHSEN und D. MESCHEDE. *Gerthsen Physik*. 24. überarb. Aufl. Springer-Lehrbuch. Heidelberg: Springer, 2010. ISBN: 978-3-642-12893-6.

- [GMT06] N. GONZÁLEZ, G. MOLINA-TERRIZA und J. P. TORRES. „How a Dove Prism Transforms the Orbital Angular Momentum of a Light Beam“. In: *Optics Express* 14.20 (2006), S. 9093–9102. DOI: 10.1364/OE.14.009093.
- [Göb06] H. GÖBEL. *Einführung in die Halbleiter-Schaltungstechnik*. 2. Aufl. Springer-Lehrbuch. Heidelberg u.a.: Springer, 2006. ISBN: 978-3-540-34029-4.
- [Goo05] J. W. GOODMAN. *Introduction to Fourier Optics*. 3. Aufl. Englewood/CO: Roberts & Co., 2005. ISBN: 0-9747077-2-4.
- [GSP09] M. GALAN, M. STROJNIK und G. PAEZ. „Analysis of Some Rotational Shearing Interferometers to Detect Extrasolar Planets“. In: *Proceedings of SPIE*. SPIE, 2009, S. 1–5. DOI: 10.1117/12.826632.
- [Haf03] H. HAFERKORN. *Optik: Physikalisch-technische Grundlagen und Anwendungen*. 4. Aufl. Weinheim: Wiley-VCH, 2003. ISBN: 978-3-527-62502-4.
- [Har+12] J. E. HARVEY, S. SCHRÖDER, N. CHOI und A. DUPARRÉ. „Total Integrated Scatter from Surfaces with Arbitrary Roughness, Correlation Widths, and Incident Angles“. In: *Optical Engineering* 51.1 (2012). DOI: 10.1117/1.OE.51.1.013402.
- [Har76] J. E. HARVEY. „Light-Scattering Characteristics of Optical Surfaces“. Diss. Tucson/AZ: University of Arizona, 1976.
- [Hec09] E. HECHT. *Optik*. 5. Aufl. München: Oldenbourg Verlag, 2009. ISBN: 978-3-486-58861-3.
- [Hei79] K.-D. HEINRICHS. „Berührungslose Oberflächenmeßverfahren für Sandstrahlen, Schleifen, Kaltwalzen“. In: *Neue Fachberichte Oberflächentechnik* 13 (1979), S. 495–502.
- [HN78] S. HÅRD und O. NILSSON. „Laser Heterodyne Apparatus for Roughness Measurements of Polished Surfaces“. In: *Applied Optics* 17.23 (1978), S. 3827–3836. DOI: 10.1364/AO.17.003827.
- [Höf+02] B. HÖFFLINGER, M. STROBEL, J. DEH und J. ADE. *HDRC - More Than You Can See*. Hrsg. von INSTITUT FÜR MIKROELEKTRONIK IMS. 2002. URL: www.ims-chips.de/content/pdf/text/HDRC_Imager_Camera_Feature3.pdf (besucht am 14.10.2014).

- [HTK82] T. HORIUCHI, Y. TOMITA und R. KAMMEL. „Surface Roughness Measurement with Speckle Intensity Distribution Detected Using a Linear Image-Sensor“. In: *Japanese Journal of Applied Physics Vol. 21* No. 12 (1982), S. 743–745.
- [Hum71] R. E. HUMMEL. *Optische Eigenschaften von Metallen und Legierungen: Mit einer Einführung in die Elektronentheorie der Metalle*. Bd. 22. Reine und angewandte Metallkunde in Einzeldarstellungen. Berlin: Springer, 1971. ISBN: 3-540-05234-8.
- [Jer+01] P. JERRAM, P. J. POOL, R. BELL, D. J. BURT, S. BOWRING, S. SPENCER, M. HAZELWOOD, I. MOODY, N. CATLETT und P. S. HEYES. „The LLCCD: Low-Light Imaging without the Need for an Intensifier“. In: *Proceedings of SPIE* 4306 (2001). DOI: 10.1117/12.426953.
- [Jia+07a] X. JIANG, P. J. SCOTT, D. J. WHITEHOUSE und L. BLUNT. „Paradigm Shifts in Surface Metrology. Part I. Historical Philosophy“. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 463.2085 (2007), S. 2049–2070. ISSN: 1364-5021. DOI: 10.1098/rspa.2007.1874.
- [Jia+07b] X. JIANG, P. J. SCOTT, D. J. WHITEHOUSE und L. BLUNT. „Paradigm Shifts in Surface Metrology. Part II. The Current Shift“. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 463.2085 (2007), S. 2071–2099. ISSN: 1364-5021. DOI: 10.1098/rspa.2007.1873.
- [Kas00] A. KASPER. „Ein Beitrag zur Entwicklung von winkelauflösenden Streulichtsensoren für die Oberflächencharakterisierung“. Diss. Hamburg: Universität der Bundeswehr Hamburg, 2000.
- [KE08] U. KIENCKE und R. EGER. *Messtechnik: Systemtheorie für Elektrotechniker*. 7. Aufl. Berlin und Heidelberg: Springer, 2008. ISBN: 978-3-540-78428-9.
- [Koc+98] A. W. KOCH, M. W. RUPRECHT, O. TOEDTER und G. HÄUSLER. *Optische Meßtechnik an technischen Oberflächen: Praxisorientierte lasergestützte Verfahren zur Untersuchung technischer Objekte hinsichtlich Form, Oberflächenstruktur und Beschichtung*. Renningen-Malmsheim: expert-Verlag, 1998. ISBN: 3-81691-372-5.
- [Köh83] A. KÖHLER. „Ein neues Beleuchtungsverfahren für mikrophotographische Zwecke“. In: *Zeitschrift für wissenschaftliche Mikroskopie* 10.4 (1983), S. 433–440.

- [KS07] R. KRÜGER-SEHM und J. SEEWIG. „Messunsicherheit bei der Bestimmung von Rauheitskennwerten mit Tastschnittgeräten“. In: *tm - Technisches Messen* 74.10 (2007), S. 529–537. ISSN: 0171-8096. DOI: 10.1524/teme.2007.74.10.529.
- [Küh01] M. KÜHLMAYER. *Statistische Auswertungsmethoden für Ingenieure: Mit Praxisbeispielen*. Berlin: Springer, 2001. ISBN: 3-540-41097-x.
- [Lit01] D. LITWILLER. „CCD vs. CMOS: Facts and Fiction“. In: *Photonics Spectra* 35.1 (2001), S. 154–158.
- [Lit05] D. LITWILLER. „CMOS vs. CCD: Maturing Technologies, Maturing Markets“. In: *Photonics Spectra* 39.8 (2005), S. 154–158.
- [LK01] Cz. LUKIANOWICZ und T. KARPINSKI. „Optical System for Measurement of Surface Form and Roughness“. In: *Measurement Science Review*. Hrsg. von SLOVAK ACADEMY OF SCIENCES INSTITUTE OF MEASUREMENT SCIENCE. Bd. 1. Warschau: Versita, 2001, S. 151–154. URL: <http://www.measurement.sk/Papers3/Lukianov.pdf>.
- [LT06] R.-S. LU und G. Y. TIAN. „On-line Measurement of Surface Roughness by Laser Light Scattering“. In: *Measurement Science and Technology* 17.6 (2006), S. 1496–1502. DOI: 10.1088/0957-0233/17/6/030.
- [Mir+07] S. MIRZAEI, N. KASYANENKO, G. BEICHERT und E. REITHMEIER. „Entwicklung eines neuartigen optomechanischen Bildrotators“. In: *DGaO-Proceedings 2007* 108 (2007), Poster P45.
- [Mor04] I. MORENO. „Jones Matrix for Image-Rotation Prisms“. In: *Applied Optics* 43.17 (2004), S. 3373–3381.
- [MP95] S. MANN und R. W. PICARD. „On Being 'undigital' With Digital Cameras: Extending Dynamic Range by Combining Differently Exposed Pictures“. In: *IS & T's 48th Annual Conference Proceedings*. Springfield/VA: Society for Imaging Science and Technology, 1995, S. 442–448. ISBN: 978-0-89208-184-4.
- [NE04] H. NIEDRIG und H.-J. EICHLER. *Bergmann-Schaefer Lehrbuch der Experimentalphysik: Wellen- und Teilchenoptik*. 10. Aufl. Bd. 3. Optik. Berlin: de Gruyter, 2004. ISBN: 978-311-017081-8.
- [NIK89] S. K. NAYAR, K. IKEUCHI und T. KANADE. *Surface Reflection: Physical and Geometrical Perspectives*. Pittsburgh/PA: Carnegie Mellon University, 1989.

- [OSI06] OSI OPTOELECTRONICS INC. *Photodiode Characteristics and Applications*. 2006. URL: <http://www.osioptoelectronics.com/application-notes/AN-Photodiode-Parameters-Characteristics.pdf> (besucht am 14.10.2014).
- [Ott98] E. W. OTTEN. *Repetitorium Experimentalphysik: Für Vordiplom und Zwischenprüfung*. Berlin u.a.: Springer, 1998. ISBN: 3-540-62987-4.
- [PBG03] S. PATZELT, S. BOSSE und G. GOCH. „Surface Characterization of Optical Elements Based on Monochromatic Scattered Light Techniques“. In: *Proc. of the Sensor 2003 - 11th International Conference*. Hrsg. von SENSOR. Nürnberg: AMA Service GmbH, 2003, S. 305–310.
- [PCO05] PCO AG. *Binning: PCO Knowledge Base*. Hrsg. von PCO AG. 2005. URL: http://www.pco.de/fileadmin/user_upload/db/download/pco_cooKe_kb_binning_0502.pdf (besucht am 14.10.2014).
- [PCO10a] PCO AG. *Dynamic Range: PCO Knowledge Base*. Hrsg. von PCO AG. 2010. URL: http://www.pco.de/fileadmin/user_upload/db/download/kb_dynamic_range_20100813.pdf (besucht am 14.10.2014).
- [PCO10b] PCO AG. *Pixel Size and Sensitivity: PCO Knowledge Base*. Hrsg. von PCO AG. 2010. URL: http://www.pco.de/fileadmin/user_upload/db/download/kb_pixel_size_sensitivity_20100721.pdf (besucht am 14.10.2014).
- [Ped+08] F. PEDROTTI, L. PEDROTTI, W. BAUSCH und H. SCHMIDT. *Optik für Ingenieure: Grundlagen*. 4. Aufl. Berlin, Heidelberg und New York/NY: Springer, 2008. ISBN: 978-3-540-73471-0.
- [Pol10] POLYTEC GMBH. *Surface Vibration Measurement on Rotating Components: Non-contact Deflection Shape Analysis on Rotating Components Using the PSV-A-440 Optical Derotator*. Hrsg. von POLYTEC GMBH. 2010. URL: <http://www.polytec.com/de/produkte/schwingungsmesssysteme/scanning-vibrometer/psv-a-440-optischer-derotator/> (besucht am 14.10.2014).

- [Rak89] J. H. RAKELS. „Recognized Surface Finish Parameters Obtained from Diffraction Patterns of Rough Surfaces“. In: *Surface Measurement and Characterization*. Hrsg. von SPIE. Bd. 1009. Bellingham/WA: SPIE, 1989, S. 119. ISBN: 9780819400444.
- [Ric51] S. O. RICE. „Reflection of Electromagnetic Waves from Slightly Rough Surfaces“. In: *Communications on Pure and Applied Mathematics* 4.2-3 (1951), S. 351–378. DOI: 10.1002/cpa.3160040206.
- [RS09] M. RAHLVES und J. SEEWIG, Hrsg. *Optisches Messen technischer Oberflächen: Messprinzipien und Begriffe*. 1. Aufl. Berlin, Wien und Zürich: Beuth, 2009. ISBN: 3-41017-133-9.
- [SB01] A. V. SMITH und M. S. BOWERS. „Image-Rotating Cavity Designs for Improved Beam Quality in Nanosecond Optical Parametric Oscillators“. In: *Journal of the Optical Society of America B* 18.5 (2001), S. 706. DOI: 10.1364/JOSAB.18.000706.
- [Sch+11] S. SCHRÖDER, A. DUPARRÉ, L. CORIAND, A. TÜNNERMANN, D. H. PENALVER und J. E. HARVEY. „Modeling of Light Scattering in Different Regimes of Surface Roughness“. In: *Optics Express* 19.10 (2011), S. 9820–9835. DOI: 10.1364/OE.19.009820.
- [Sch04] F. SCHECK. *Theoretische Physik 3: Klassische Feldtheorie: Von der Elektrodynamik zur Eichtheorie*. 7. Aufl. Berlin und New York/NY: Springer, 2003-2004. ISBN: 3-540-42276-5.
- [See+09a] J. SEEWIG, G. BEICHERT, R. BRODMANN, H. BODSCHWINNA und M. WENDEL. „Extraction of Shape and Roughness Using Scattering Light“. In: *Proceedings of SPIE*. Hrsg. von SPIE. Bd. 7389. 2009.
- [See+09b] J. SEEWIG, T. DAMM, J. FRASCH, D. KAUVEN, S. RAU und J. SCHNEBELE. „Reconstruction of Shape using Gradient Measuring Optical Systems“. In: *Fringe 2009 - 6th International Workshop on Advanced Optical Metrology*. Hrsg. von FRINGE. Bd. 6. Berlin und Heidelberg: Springer, 2009, S. 398–404. ISBN: 3-642-03050-5. DOI: 10.1007/978-3-642-03051-2_65.
- [SGL93] U. SEGER, H.-G. GRAF und M. E. LANDGRAF. „Vision Assistance in Scenes with Extreme Contrast“. In: *IEEE Micro* 13.1 (1993), S. 50–56. ISSN: 0272-1732. DOI: 10.1109/40.210524.

- [Sim10] I. SIMONSEN. „Optics of Surface Disordered Systems: A Random Walk Through Rough Surface Scattering Phenomena“. In: *The European Physical Journal Special Topics* 181.1 (2010), S. 1–103. DOI: 10.1140/epjst/e2010-01221-4.
- [Sti85] D. G. STITES. „United States Patent: Dove Prism for Convergent Light Paths“. Nr. 4514050. 1985.
- [Sto00] K. J. STOUT. *Development of Methods for the Characterisation of Roughness in Three Dimensions*. überarb. Aufl. London: Penton Press, 2000. ISBN: 1-8571-8023-2.
- [SW11] J. SEEWIG und M. WENDEL. „An Approach to Extract the Depth Information of Surface Topography Using an Angle Resolved Non Coherent Light Scatter Sensor“. In: *Proceedings of the 13th International Conference on Metrology and Properties of Engineering Surfaces*. Hrsg. von NATIONAL PHYSICAL LABORATORY. Queen's Printer and Controller of HMSO, 2011, S. 363–368. ISBN: 978-0-946754-59-5.
- [TLG07] G. Y. TIAN, R. S. LU und D. GLEDHILL. „Surface Measurement Using Active Vision and Light Scattering“. In: *Optics and Lasers in Engineering* 45.1 (2007), S. 131–139. ISSN: 01438166. DOI: 10.1016/j.optlaseng.2006.03.005.
- [TS67] K. E. TORRANCE und E. M. SPARROW. „Theory for Off-Specular Reflection From Roughened Surfaces“. In: *Journal of the Optical Society of America* 57.9 (1967), S. 1105–1114. DOI: 10.1364/JOSA.57.001105.
- [VML93] T. V. VORBURGER, E. MARX und T. R. LETTIERI. „Regimes of Surface Roughness Measurable with Light Scattering“. In: *Applied Optics* 32.19 (1993), S. 3401–3408. DOI: 10.1364/AO.32.003401.
- [VT81] T. VORBURGER und E. TEAGUE. „Optical Techniques for On-Line Measurement of Surface Topography“. In: *Precision Engineering* 3.2 (1981), S. 61–83. ISSN: 01416359. DOI: 10.1016/0141-6359(81)90038-6.
- [Wal+07] B. WALTER, S. R. MARSCHNER, H. LI und K. E. TORRANCE. „Microfacet Models for Refraction Through Rough Surfaces“. In: *Proceedings of the 18th Eurographics Conference on Rendering Techniques*. Hrsg. von J. KAUTZ. Aire-la-Ville (Schweiz): Eurographics Association, 2007, S. 195–206. ISBN: 3-905-67352-5.

- [Wan+00] S. H. WANG, C. J. TAY, C. QUAN, H. M. SHANG und Z. F. ZHOU. „Laser Integrated Measurement of Surface Roughness and Micro-Displacement“. In: *Measurement Science and Technology* 11.5 (2000), S. 454–458. DOI: 10.1088/0957-0233/11/5/302.
- [Wec67] G. P. WECKLER. „Operation of p-n Junction Photodetectors in a Photon Flux Integrating Mode“. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 2.3 (1967), S. 65–73. DOI: 10.1109/JSSC.1967.1049795.
- [YF97] O. YADID-PECHT und E. R. FOSSUM. „Wide Intrascene Dynamic Range CMOS APS Using Dual Sampling“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 44.10 (1997), S. 1721–1723. ISSN: 00189383. DOI: 10.1109/16.628828.

Normen- und Richtlinienverzeichnis

- [DIN 1335] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V. *Geometrische Optik; Bezeichnungen und Definitionen*. DIN 1335:2003-12. Berlin: Beuth Verlag GmbH.
- [DIN 4760] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V. *Gestaltabweichungen; Begriffe, Ordnungssystem*. DIN 4760:1982-06. Berlin: Beuth Verlag GmbH.
- [DIN 5031-1] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V. *Strahlungsphysik im optischen Bereich und Lichttechnik - Teil 1: Größen, Formelzeichen und Einheiten der Strahlungsphysik*. DIN 5031-1:1982-03. Berlin: Beuth Verlag GmbH.
- [ISO 12181-1] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V. *Geometrische Produktspezifikation (GPS); Rundheit - Teil 1: Begriffe und Kenngrößen der Rundheit*. DIN EN ISO 12181-1:2011-06. Berlin: Beuth Verlag GmbH.
- [ISO 13565-1] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V. *Geometrische Produktspezifikation (GPS); Oberflächenbeschaffenheit: Tastschnittverfahren; Oberflächen mit plateauartigen funktionsrelevanten Eigenschaften; Teil 1: Filterung und allgemeine Meßbedingungen*. DIN EN ISO 13565-1:1998-04. Berlin: Beuth Verlag GmbH.

- [ISO 13565-2] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V. *Geometrische Produktspezifikation (GPS); Oberflächenbeschaffenheit: Tastschnittverfahren; Oberflächen mit plateauartigen funktionsrelevanten Eigenschaften; Teil 2: Beschreibung der Höhe mittels linearer Darstellung der Materialanteilkurve*. DIN EN ISO 13565-2:1998-04. Berlin: Beuth Verlag GmbH.
- [ISO 13696] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V. *Optik und optische Instrumente: Bestimmung von Streustrahlung, hervorgerufen durch optische Komponenten*. DIN EN ISO 13696:2002-12. Berlin: Beuth Verlag GmbH.
- [ISO 14406] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V. *Geometrische Produktspezifikation (GPS); Erfassung*. DIN EN ISO 14406:2011-04. Berlin: Beuth Verlag GmbH.
- [ISO 14660-1] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V. *Geometrische Produktspezifikation (GPS); Geometrielemente; Teil 1: Grundbegriffe und Definitionen*. DIN EN ISO 14660-1:1999-11. Berlin: Beuth Verlag GmbH.
- [ISO 16610-21] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V. *Geometrische Produktspezifikation (GPS); Filterung; Teil 21: Lineare Profilfilter: Gauß-Filter*. DIN EN ISO 16610-21:2013-06. Berlin: Beuth Verlag GmbH.
- [ISO 25178-2] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V. *Geometrische Produktspezifikation (GPS); Oberflächenbeschaffenheit: Flächenhaft; Teil 2: Begriffe und Oberflächen-Kenngrößen*. E DIN EN ISO 25178-2:2008-03. Berlin: Beuth Verlag GmbH.
- [ISO 25178-3] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V. *Geometrische Produktspezifikation (GPS); Oberflächenbeschaffenheit: Flächenhaft; Teil 3: Spezifikationsoperatoren*. E DIN EN ISO 25178-3:2010-03. Berlin: Beuth Verlag GmbH.
- [ISO 25178-6] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V. *Geometrische Produktspezifikation (GPS); Oberflächenbeschaffenheit: Flächenhaft; Teil 6: Klassifizierung von Methoden zur Messung der Oberflächenbeschaffenheit*. DIN EN ISO 25178-6:2010-06. Berlin: Beuth Verlag GmbH.

- [ISO 25178-601] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V. *Geometrische Produktspezifikation (GPS); Oberflächenbeschaffenheit: Flächenhaft; Teil 601: Merkmale von berührend messenden Geräten (mit Taster)*. DIN EN ISO 25178-601:2011-01. Berlin: Beuth Verlag GmbH.
- [ISO 3274] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V. *Geometrische Produktspezifikation (GPS); Oberflächenbeschaffenheit: Tastschnittverfahren; Nenneigenschaften von Tastschnittgeräten*. DIN EN ISO 3274:1998-04. Berlin: Beuth Verlag GmbH.
- [ISO 4287] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V. *Geometrische Produktspezifikation (GPS); Oberflächenbeschaffenheit: Tastschnittverfahren; Benennung, Definitionen und Kenngrößen der Oberflächenbeschaffenheit*. DIN EN ISO 4287:2009-11. Berlin: Beuth Verlag GmbH.
- [ISO 4288] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V. *Geometrische Produktspezifikation (GPS); Oberflächenbeschaffenheit: Tastschnittverfahren; Regeln und Verfahren für die Beurteilung der Oberflächenbeschaffenheit*. DIN EN ISO 4288:1998-04. Berlin: Beuth Verlag GmbH.
- [ISO 8785] DIN DEUTSCHES INSTITUT FÜR NORMUNG E.V. *Oberflächenunvollkommenheiten; Begriffe, Definitionen und Kenngrößen*. DIN EN ISO 8785:1999-10. Berlin: Beuth Verlag GmbH.
- [VDA 2009] VDA VERBAND DER AUTOMOBILINDUSTRIE E.V. *Geometrische Produktspezifikation (GPS); Oberflächenbeschaffenheit; Winkel aufgelöste Streulichtmesstechnik*. VDA 2009:2009-09. Bietigheim-Bissingen: DKF.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Unterscheidung zwischen optisch glatten und rauen Oberflächen . . .	12
2.2	Erläuterung der Vektoren im BECKMANN-SPIZZICHINO-Modell	14
2.3	Geometrische Zusammenhänge im TORRANCE-SPARROW-Modell . . .	16
2.4	FOURIER-Transformation mit Hilfe einer Linse	25
2.5	Typische Messaufbauten zur TIS- bzw. TS-Messung	31
2.6	Mathematisches Modell der winkelaufgelösten Streulichtmesstechnik .	33
2.7	Aufbau einer ARS-Messeinrichtung	35
2.8	Erläuterungen zur Streulichtverteilung	38
2.9	Übertragungskette der Streulichtmesstechnik	39
2.10	Filterübertragungsfunktion einer ARS-Messeinrichtung	41
2.11	Aufbau eines fotovoltaischen Detektors	46
2.12	Aufbau von Full Frame und Interline CCD	51
2.13	Strahlengang in einem DOVE-Prisma	56
2.14	Benennung von Koordinaten und Winkeln im DOVE-Prisma	57
3.1	Filterübertragungsfunktion einer ARS-Messeinrichtung für beliebig ge- richtete Strukturen	62
3.2	Verfälschung der <i>M</i> -Werte durch Füllfaktoren kleiner 100%	66
4.1	Ray-Tracing-Modell der KÖHLER-Beleuchtung	76
4.2	Homogenitätssimulation der KÖHLER-Beleuchtung	77
4.3	Dunkelstrom einer Diodenzeile	80
4.4	Stabilitätsüberprüfung der Konstantstromquelle und Sensorzeile . . .	81
4.5	Diodenwerte einer Messreihe zur Homogenität/Linearität	82
4.6	Gemittelte relative Abweichungen der 32 einzelnen Dioden	84
4.7	Ausschnitt einer Messreihe zur Untersuchung der lokalen Maxima . .	87
4.8	Skizze des PDA-Chips	87
4.9	Reflektionen auf dem PDA-Chip	88
4.10	Experimentelle Validierung der Annahme von Streustrahlung der Ka- thodenfläche	89
4.11	Höhe der durch Streustrahlung auf der Chipoberfläche verursachten lokalen Maxima	89
5.1	Relais-Optik im 4-f-Aufbau	92
5.2	Längenminimierung eines Rotationsprismas	93
5.3	Aufbauskizze des DOVE-Rotators	94
5.4	Signallaufplan für eine Messung mit DOVE-Prisma	95

5.5	Relative Abweichungen zwischen Referenz- und Dove-Messungen . . .	97
5.6	Relative Intensität ausgewählter Dioden bei Dunkelstrommessungen mit rotierendem Prisma	97
5.7	Silizium-Wafer, Oberflächenstruktur und Streulichtmessungen	99
5.8	Ultrapräzisionsgefräste Oberfläche, Oberflächenstruktur und Streu- lichtmessungen	100
5.9	Superfeines Raunormal Stufe 3, Oberflächenstruktur und Streulicht- messungen	101
5.10	Systematische Abweichung des <i>M</i> -Werts durch Reflektionen im Do- ve-Prisma	103
5.11	Prinzip eines Spiegelprismas	104
6.1	Aufbauten zur flächigen Erfassung der 3D-Streulichtverteilung	109
6.2	Superfeines Raunormal Stufe 3, Oberflächenstruktur und Vergleich der Streulichtverteilung gemessen mit PDA und CMOS	110
6.3	Lauffläche einer Zylinderbuchse, Oberflächenstruktur und Vergleich mit der Streulichtverteilung	112
A.1	Überblick über die normgerechte Auswertung von Profilschnitten . . .	120
B.1	HUYGENS'sches Elementarwellen-Prinzip	126
B.2	Koordinatensysteme mit Bezeichnungen zur Erläuterung des Huy- GENS'schen Prinzips	130
B.3	Abstrahlcharakteristik einer LED	136
B.4	Tangenskorrektur einer Planfeldlinse	138
F.1	Eingepasste Gerade zur Linearitätsuntersuchung	155
F.2	Gemittelte relative Abweichungen der 32 einzelnen Dioden (Kontroll- messung)	156
F.3	Eingepasste Gerade zur Linearitätsuntersuchung (Kontrollmessung) .	158

Tabellenverzeichnis

3.1	Rechenbeispiel Pixelrauschen	69
3.2	Vergleich von Sensoreigenschaften	73
4.1	Mittlerer Diodenwert bei wechselnden Umgebungsbedingungen	79
4.2	Beurteilung der Linearitätsabweichungen	83
4.3	Zusammenfassung der Ergebnisse aus den Beispielrechnungen	85
6.1	A_q -Vergleich zwischen PDA und CMOS	111
A.1	Ordnungssystem für Gestaltabweichungen	118
D.1	PDA-Sensoren	145
D.2	CCD-Sensoren	147
D.3	MOS-Sensoren	149
F.1	Gemittelte relative Abweichungen der 32 Dioden	153
F.2	Geradeneinpassung zur Linearitätsmessung	154
F.3	Gemittelte relative Abweichungen der 32 Dioden (Kontrollmessung)	157

Lebenslauf des Autors

Marc Wendel

Wissenschaftliche und berufliche Laufbahn

- | | |
|-----------|--|
| seit 2015 | Ametek GmbH
Geschäftsbereich Taylor Hobson
Business Unit Lumphos, Mainz
<i>Applikation und Entwicklung</i> |
| 2008–2015 | Technische Universität Kaiserslautern
Lehrstuhl für Messtechnik und Sensorik
<i>Wissenschaftlicher Mitarbeiter</i> |
| 2002–2008 | Johannes Gutenberg-Universität Mainz
<i>Studium der Physik</i>
<i>Abschluss: Diplom Physiker</i> |
| 1992–2001 | Herzog-Johann-Gymnasium, Simmern/Hunsrück
<i>Abschluss: Abitur</i> |

Kaiserslautern, im November 2015

Veröffentlichungen

- Seewig, J., Beichert, G., Brodmann, R., Bodschwinn, H., und Wendel, M. 2009. Extraction of Shape and Roughness Using Scattering Light. In *Proceedings of SPIE. Optical Metrology Systems for Industrial Inspection VI 7389*.
- Brodmann, B., Seewig, J., und Wendel, M. 2011. Von der Linie zur Fläche, winkelauflösende Streulichtmesstechnik. In *Metrologie in der Mikro- und Nanotechnik 2011. Messprinzipien - Messgeräte - Anwendungen* (VDI Berichte 2133) 2133. VDI Verlag GmbH, Düsseldorf, 111–121.
- Seewig, J. und Wendel, M. 2011. An Approach to Extract the Depth Information of Surface Topography Using an Angle Resolved Non Coherent Light Scatter Sensor. In *Proceedings of the 13th International Conference on Metrology and Properties of Engineering Surfaces*. Queen's Printer and Controller of HMSO, 363–368.
- Wendel, M. 2011. Streulicht-Messtechnik. In-Line Messungen zur 100% Prüfung. *Ingenieurspiegel* 2011, 3, 31.
- Seewig, J. und Wendel, M. 2012. Scattered Light Sensor for Chatter Mark Detection in Nanometer Scale. *International Journal of Nanomanufacturing* 8, 5/6, 484–492.
- Wendel, M., Stelzer, G., Karatas, A., und Seewig, J. 2013. Qualification of a New Scattering Light Sensor for Simultaneous Areal Form and Roughness Measurement. In *The 11th International Symposium on Measurement Technology and Intelligent Instruments*.
- Wendel, M., Bohr, C., Seewig, J., und Aurich, J. C. 2013. Qualitätsschutz von Investitionsgütern. Verfahren zur Unikatsidentifizierung anhand inhärenter Bauteilmerkmale. *wt Werkstattstechnik online* 103, 7/8, 600–604.
- Torner, F., Wendel, M., Broschart, D., und Seewig, J. 2013. Einfluss der physikalischen Eigenschaften optischer und taktiler Messeinrichtungen bei der Form- und Konturmessung. In *Fachtagung Form- und Konturmesstechnik*. VDI Wissensforum, Düsseldorf, 13–25.
- Schlimme, B. S. et al. 2013. Measurement of the Neutron Electric to Magnetic Form Factor Ratio at $Q^2 = 1.58 \text{ GeV}^2$ Using the Reaction ${}^3\text{He}(\vec{e}, e, n)pp$. *Physical Review Letters* 111, 13, 132504/1–5.

Betreute studentische Arbeiten

- Nachweis osteogener Differenzierung adulter humaner Stammzellen unterschiedlicher Gewebeherkunft mittels Impedanzspektroskopie (M.-C. Scheller, 2009)
- Messtechnische Erfassung und Bewertung von Temperaturen an den brennraumbegrenzenden Bauteilen Zylinderkopf und Kurbelgehäuse an einem 6-Zylinder Boxermotor mit Thermomanagement (Th. Hissler, 2010)
- Defect Detection on Chromed Surfaces of Shock Absorber Pistons Using a Scattered Light Sensor (R. Alvarez Perez, 2010)
- Konstruktion eines Messmittels zur Rundlaufmessung an Schwungradgehäusen der Motorbaureihen TCD 4.1 L04 und TCD 6.1 L06 (M. Baaske, 2010)
- Installation des Streulichtensors OS 500 an der Formmessmaschine MMQ 200 (J. Geringer, 2011)
- Entwicklung eines Auswertalgorithmus für einen 3D Streulichtsensor zur Schliff-typenerkennung (A. Reinke, 2012)
- Erstellung einer DLL für die Konfiguration des Daten-Akquisitionsmoduls DT9832 (J. Geringer, 2012)
- Simulation and Modeling of an Areal Scattering Light Analysis on Arbitrary Surfaces (K. Jung, 2013)
- Entwicklung von Sicherheitstechnik zur Mensch-Roboter Kollaboration am Anwendungsbeispiel InCarRob (J. Stockschläder, 2013)
- Untersuchung eines Streulichtensors für gleichzeitige Messung von Rauheit und Form (A. Karatas, 2014)
- Aufbau einer optischen Bank zur Streulichtmessung - Qualifizierung und erste Messungen (A. Hoffmann, 2014)
- Aufbau eines Prototypen zur Regelung einer 3D-Streulicht-Messeinrichtung auf Basis eines Rotations-Prismas (M. Neitzel, 2014)

Berichte aus dem Lehrstuhl für Messtechnik und Sensorik

bereits veröffentlicht wurden

- 1 Wendel, M.: Qualifizierung eines Streulichtensors und Untersuchung erster Ansätze zur dreidimensionalen Streulichterfassung
2015, ISBN 978-3-95974-006-7

€ 39,-

ISBN: 978-3-95974-006-7
ISSN: 2365-9742

Kurzfassung

Die Qualität hoch beanspruchter Oberflächen wird durch ihre Funktion festgelegt. Sogenannte Funktionsflächen sind dabei in vielen Bereichen der modernen Industrie zu finden. Zur Überwachung des Herstellungsprozesses dieser Flächen besteht daher stets ein Bedarf an sensitiver, genauer an die Bedürfnisse der Messaufgabe angepasster, Messtechnik. Ein Verfahren, welches aufgrund seines winkelmessenden Prinzips unempfindlich gegenüber Vibrationen ist und gleichzeitig eine flächige Beurteilung von Oberflächen ermöglicht, ist die winkelaufgelöste Streulichtmesstechnik. Sie nutzt das von einer rauen Oberfläche zurückgestreute Licht zur Charakterisierung. Während der Erwartungswert der gemessenen Streulichtverteilung Aufschluss über die Makrogestalt der Oberfläche liefert, enthält die Breite der Verteilung Informationen über die Mikrostruktur.

Die vorliegende Arbeit betrachtet zwei Themenkomplexe dieser Messtechnik: Zunächst wird die Qualifizierung einer bereits bestehenden Messeinrichtung zur zweidimensionalen Erfassung von Streulicht mittels linearem Diodenarray durchgeführt. Im Anschluss erfolgt die Erweiterung der Messeinrichtung zur Erfassung der dritten Dimension. Dieses Ziel wird durch Verfolgung zweier Ansätze, einem rotierenden Prisma sowie einem flächigen Detektor, erreicht.

Abstract

Quality of highly stressed surfaces is determined by their functional purpose. So-called functional surfaces are frequently encountered in our modern industrial environment. Monitoring of their production processes demands sensitive, task specific measuring instruments. A measuring instrument delivering areal parameters of a surface is the angle resolved scattered light sensor. It uses the scattered light of an illuminated rough surface for characterization. Due to its angular measurement principle the measurement method is insensitive to vibrations. The expectation value of the scatter distribution is a measure of the surface's macro structure. The width delivers information about the micro structure in addition.

This thesis highlights two topics of the presented measurement principle: First of all, an existing measuring device for two-dimensional acquisition of scattered light, using a linear photodiode array, is qualified. Afterwards, the extension of the measuring device to acquire the third dimension is discussed. Latter will be done by examining two approaches, the use of a rotating prism as well as an areal detector.