

Dreidimensionale Objektraumerfassung durch aktive optische Mikrosysteme

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades

DOKTORINGENIEUR
(Dr.-Ing.)

vorgelegt der
Fakultät für Maschinenbau der
Technischen Universität Ilmenau

von Herrn
Dipl.-Ing. Daniel Pätz
geboren am 10.03.1981 in Freiberg/Deutschland

- Gutachter:
1. Univ.-Prof. Dr. rer. nat. habil. Stefan Sinzinger
Technische Universität Ilmenau
 2. Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Martin Hoffmann
Technische Universität Ilmenau
 3. Prof. Dr. rer. nat. Robert Brunner
Ernst-Abbe-Hochschule Jena

Tag der Einreichung: 28.06.2016
Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 12.12.2016

„...nicht immer tun dieselben Sachen dieselben Wirkungen;
die Veränderungen der Lagen und Umstände
verwandeln einen Gegenstand oft ganz und gar.“

Johann Wolfgang von Goethe

Kurzzusammenfassung

Diese Dissertation befasst sich mit der Fragestellung einer optimalen Nutzung verstimmbarer mikrooptischer Bauelemente für den Einsatz in abbildenden optischen Systemen.

Neue Ansätze zur Miniaturisierung abbildender Systeme beruhen auf Komponenten mit variablen optischen Eigenschaften wie der Linsenbrennweite oder dem Blendendurchmesser. Diese können auf die jeweiligen Abbildungsbedingungen angepasst werden und so eine möglichst hohe Leistungsfähigkeit bei gleichzeitig kleinem Bauraum erzielen. Eingeschränkt wird der Verstimmbereich jedoch meist durch die verwendeten Materialien und Aktuierungskonzepte. Dies erfordert neue Wege in der Konzeptionierung solcher Systeme, welche neben den zahlreichen Vorzügen eines variablen Bauelementes auch die Schwachstellen dieser einbeziehen müssen.

Im Folgenden werden flüssigkeitsgefüllte Linsen mit Membranen aus Aluminiumnitrid untersucht, welche über einen angelegten Druck verstimmt werden können. Es erfolgen eine Untersuchung der Einzelkomponenten sowie Design, Aufbau und Charakterisierung eines scannenden Systems und eines Zoomobjektives, welche ohne bewegliche Teile auskommen.

Aufgrund der hohen mechanischen Stabilität der verwendeten Membranen ist auch eine Realisierung von Linsen mit zylindrischem Oberflächenprofil möglich. Hiermit wird ein anamorphotisches System, mit in horizontaler und vertikaler Bildrichtung individuell einstellbaren Abbildungsmaßstäben, demonstriert.

Die thermomechanischen Eigenschaften des Aluminiumnitrids ermöglichen auch die Umsetzung eines Prismas zur variablen Strahlablenkung in Transmission. Es wird gezeigt, dass dessen Ausrichtung einen wesentlichen Einfluss auf die Stärke der Ablenkung und die Abbildungsqualität hat.

Neue Konzepte für verstimmbare Blenden ermöglichen die Anpassung der Öffnung ohne bewegliche Teile. Beispielsweise lässt sich von elektrochromen Materialien die Transmission elektrisch gesteuert beeinflussen. Ein Nachteil dieses Materialsystems ist die nicht ideale Absorption im Randbereich der Blende. Welche Leistungsfähigkeit von diesen Blenden zu erwarten ist und welcher Einstellbereich gewählt werden sollte, zeigen Untersuchungen hinsichtlich einer maximalen Abbildungstiefe.

Ausgehend von konkreten Bauelementen, erbringt diese Arbeit allgemeingültige Designstrategien für die Auslegung verstimmbarer Linsen, Prismen und Blenden.

Abstract

The idea to transfer the function of the evolutionary masterpiece EYE to a technical device can be seen as the starting point of this thesis. The pivotal point behind this is the optimum system design with tunable micro-optical components for imaging applications.

The capabilities to adjust optical elements and adapting properties as resolution, magnification, angle of field, or depth of focus with respect to a required imaging quality become more and more important. Thus enables to combine high performance and minimum system size. In many cases, multifunctional elements are based on new materials whose properties are not optimized for optical applications and actuation concepts that are limited in tuning range. Dealing with both sides will be a major challenge to achieve optimum systems.

Following fluidic micro-lenses with tunable, pressure controlled membranes of aluminum nitride (AlN) are used to realize imaging systems with scanning and zooming functionality. Due to the outstanding mechanical stability of AlN, it is possible to create lenses with nearly ideal spherical and cylindrical shape. This enables to establish an anamorphic system with separately tunable magnification in horizontal and vertical image direction that works without moving elements.

In addition the thermo-mechanical properties of AlN allow to realize a tunable prism. The tilt angle of these prisms is rather limited. Thus it is shown how to increase the deflection by an appropriate positioning whereby the image quality stays nearly constant.

To influence intensity, image aberrations and depth of focus of micro-optical systems there are several new concepts of tunable micro-apertures that enable to stop down without moving parts. Many of them are based on opaque fluids or materials whose transmission spectrum can be changed. Due to material characteristics and system design a totally absorbing aperture is hard to achieve. By using a geometric ray-model it is analyzed what is the residual transmission's impact on the depth of focus. A design strategy is developed to perform an optimum aperture geometry. The results are verified by diffractive simulations and experimental measurements.

Based on concrete samples, this thesis provides generalized strategies for design and fabrication of tunable elements as lenses, prisms and apertures.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungen und Formelzeichen	XIII
1 Einleitung und Motivation	1
2 Grundlagen und Stand der Technik	5
2.1 Charakterisierung mikrooptischer Komponenten und Systeme . . .	5
2.1.1 Informationsübertragung in optischen Mikrosystemen . . .	6
2.1.2 Verstimmbarkeit optischer Bauelemente	7
2.1.3 Grenzflächenverluste durch Reflexion	7
2.1.4 Vielstrahlinterferenz an dünnen Schichten	8
2.1.5 Transmission in absorbierenden Medien	9
2.1.6 Fresnel-Zahl zur Beschreibung des Beugungseinflusses . . .	9
2.2 Adaptive Linsen	10
2.2.1 Verstimmbare Membranlinsen	10
2.2.2 Herstellung von Membranlinsen aus Aluminiumnitrid . . .	12
2.2.3 Membranlinsen mit zylindrischem Oberflächenprofil	13
2.2.4 Auslegung von klassischen Zoomsystemen	14
2.3 Adaptive Prismen	16
2.3.1 Aktuierungskonzepte verstimmbarer Prismen	16
2.3.2 Strahlableitung am Prisma	17
2.4 Adaptive Blenden	19
2.4.1 Blendenwirkung in optischen Mikrosystemen	19
2.4.2 Verstimmbare elektrochrome Blenden	20
2.4.3 Geometrisch-optische Schärfentiefe	22
2.4.4 Wellenoptische Abbildungstiefe	24
2.4.5 Ambiguity-Funktion einer kreisförmigen Apertur	27
2.5 Optische Materialeigenschaften	29
2.5.1 Aluminiumnitrid als Membranmaterial	29
2.5.2 Immersionsfluid für adaptive Linsen und Prismen	31
3 Adaptive Linsen aus Aluminiumnitrid-Membranen	33
3.1 Optische Charakterisierung der Membranen	33
3.1.1 Fresnelverlust am AlN-Luft-Grenzübergang	34
3.1.2 Transmission einer verkippten Membran	35
3.1.3 Transmission bei Durchbiegung der Membran	36
3.1.4 Einfluss der Immersion auf die Transmission	37
3.2 Leistungsfähigkeit druckgesteuerter Membranlinsen	38
3.2.1 Profilvermessung der sphärischen Linsen	38

3.2.2	Profilvermessung der Zylinderlinsen	40
3.2.3	Bewertung der Oberflächenqualität	41
3.2.4	Bewertung von Volumeneffekten	43
3.3	Zusammenfassung – ALN-Linsen	45
4	Laterales Scannen zur Erweiterung des Bildfeldes	47
4.1	Verstimmbares Mikroprisma zur Strahlableitung	47
4.2	Strahlableitung mit lateral verschobenen Zylinderlinsen	50
4.3	Vergrößerung der Strahlableitung durch Zusatzoptiken	51
4.4	Vergrößerung der Strahlableitung durch geneigte Prismenanordnung	52
4.4.1	Optimale Prismenlage	54
4.4.2	Verringerung von numerischer Apertur und Transmission .	59
4.5	Zusammenfassung – Laterales Scannen	60
5	Abbildungstiefe teiltransparenter Blenden	61
5.1	Abbildungstiefe einer teiltransparenten Blende	62
5.2	Ideale Performance einer teiltransparenten Blende	66
5.3	Beugungsoptische Abbildungstiefe einer teiltransparenten Blende .	68
5.3.1	Ambiguity-Funktion einer teiltransparenten Blende	69
5.3.2	Übertragungsfunktion eines fokussierten Systems	70
5.3.3	Ambiguity-Funktion zur Bestimmung der Abbildungstiefe .	71
5.3.4	Einfluss der Blendenparameter auf die beugungsbedingte Abbildungstiefe	73
5.3.5	Vergleich von geometrischer und beugungsoptischer Abbil- dungstiefe	76
5.4	Experimentelle Bestimmung der Abbildungstiefe	80
5.5	Charakterisierung der PEDOT-Blende	84
5.5.1	Absorption der verstimmbaren Blende	84
5.5.2	Optimales Blendendesign einer PEDOT-Blende	85
5.6	Zusammenfassung – Abbildungstiefe teiltransparenter Blenden .	86
6	Zoomsystem aus Linsen mit verstimmbarer Brennweite	89
6.1	Auslegung eines Zoomobjektives mit variabler Gesamtbrennweite .	90
6.1.1	Design eines Vario-Zoomsystems minimaler Baulänge	90
6.1.2	Steuerkurven zur Variation der Gesamtbrennweite	92
6.1.3	Aperturverlauf für ein zweilinsiges Zoomsystem mit verän- derlicher Gesamtbrennweite	93
6.2	Systemauslegung eines Zoomsystems mit variablem Abbildungs- maßstab	95
6.2.1	Design eines Zoomsystem mit minimaler Gesamtlänge	95
6.2.2	Auslegung mit Linsen positiver Brechkraft	101
6.2.3	Steuerkurven zur Variation des Abbildungsmaßstabes	102
6.2.4	Aperturverlauf für ein zweilinsiges Zoomsystem mit verän- derlichem Abbildungsmaßstab	104
6.2.5	Blendendurchmesser für eine konstante numerische Apertur	105
6.3	Zusammenfassung – Zoomsysteme	106

7	Optische Mikrosysteme mit adaptiver lateraler Auflösung	109
7.1	Scannendes Mikrosystem mit verstimmbaren Zylinderlinsen	109
7.1.1	Entwurf und Aufbau eines Mehrkammersystems	110
7.1.2	Charakterisierung der Abbildungsleistung	111
7.1.3	Kontrastabfall durch Falsch- und Streulicht	113
7.1.4	Charakterisierung der Scanfunktion	114
7.1.5	Vignettierung und Scanbereich	115
7.2	Zoomsystem mit symmetrischem Abbildungsmaßstab	116
7.2.1	Anordnung und Ansteuerung	117
7.2.2	Aufbau mit LTCC-Modulen	118
7.2.3	Charakterisierung des Zoomsystems	120
7.3	Anamorphotisches Zoomsystem	122
7.3.1	Entwurf und Aufbau	122
7.3.2	Charakterisierung der anamorphotischen Abbildungsleistung	124
7.3.3	Kontrastabfall durch Fresnelverluste	126
7.4	Zusammenfassung – Adaptive Mikrosysteme	127
8	Zusammenfassung	129
	Anhang	133
A	Vielstrahlinterferenz an der Planparallelplatte	133
B	Aperturverlauf eines Zoomsystems aus zwei adaptiven Linsen	135
C	Strahlableitung am Prisma	137
C.1	Variation des Prismenwinkels	137
C.2	Variation der Prismenorientierung	138
	Literaturverzeichnis	138
	Danksagung	147

Abkürzungen und Formelzeichen

Abkürzung	Beschreibung
AF	Ambiguity-Funktion (engl.: ambiguity function)
AlN	Aluminiumnitrid
BTDF	Streulichtfunktion in Transmission (engl.: bidirectional transmittance distribution function)
DRIE	reaktives Ionentiefenätzen (engl.: deep reactive ion etching)
FEM	Finite-Elemente-Methode
HeNe	Helium Neon (Laser)
IR	infraroter Spektralbereich
ITO	Indium-Zinn Oxid (engl.: indium-tin-oxide)
LP	Linienpaare
LTCC	Low-Temperature-Cofired-Ceramics
MTF	Modulationsübertragungsfunktion (engl.: modulation transfer function)
ND	Neutraldichte (Folie)
OF	Oberfläche
OTF	optische Übertragungsfunktion (engl.: optical transfer function)
PDMS	Polydimethylsiloxan
PEDOT	Poly-3,4-ethylenedioxythiophen
PMMA	Polymethylmethacrylat
RMS	quadratischer Mittelwert (engl.: root mean square)
SBP	Orts-Bandbreite-Produkt (engl.: space-bandwidth-product)
SHS	Shack-Hartmann-Sensor
TE	transversal elektrisch
TM	transversal magnetisch
USAF	Auflöschungstest (U.S. Air Force Test)
UV	ultravioletter Spektralbereich

Symbol	Beschreibung
α	Absorptionskoeffizient
β'	Abbildungsmaßstab
γ	Prismenwinkel
Γ'	Vergrößerung

δ	Strahlableitungswinkel
ε	Einfallswinkel am Prisma
η_{tune}	Verstimmungseffekt des adaptiven Prismas
κ	Absorptionsindex
λ	Wellenlänge
ν	Abbe-Zahl
ρ	normierte radiale Pupillencoordinate bzw. spatiale Frequenz
σ	Standardabweichung
τ	Transmissionsverhältnis
ϕ	Phasendifferenz
φ_S	halber Zentriwinkel des Blendensektors
ψ	Defokussierungsparameter
ω	Rotationswinkel des Prismas
A	Absorptionsgrad
\tilde{a}	Absorptionsfaktor
a, a'	Objekt- und Bildweite
a_A, b_A	Substitutionsvariablen zur Berechnung der Strahlableitung
a_B, b_B, c_B	(für Anordnung A und B)
a_P, a'_P	Pupillenschnittweite in Bezug zur Hauptebene
$a_{\text{zyl}}, b_{\text{zyl}}$	Seitenlängen der Rechteckmembran
AF	Ambiguity-Funktion (engl.: ambiguity function)
$A_{\text{zyl}}, B_{\text{zyl}}, C_{\text{zyl}}$	Parameter für Parabelfunktion
C	Kontrast
C_{Blende}	radiale Position des Schwerpunktstrahles
C_h	Flächenschwerpunkt eines Blendensektors
C_S	Schwellkontrast
D_{Airy}	Airyscheibchendurchmesser
D_{Apt}	Durchmesser der Öffnungsblende
d_{Linse}	maximale Linsendurchbiegung
d	Schicht-/Membrandicke
DOF	Schärfentiefe (objektseitig)
DOF'	Abbildungstiefe (bildseitig)
e'	Linsenabstand
F, F'	objektseitige, bildseitige Brechkraft
f, f'	objektseitige, bildseitige Brennweite
$h, h_{\text{EP}}, h_{\text{AP}}$	Strahlhöhe in der Blendenebene, Eintritts- und Austrittspupille
HH'	Linsenhauptebenen
I_T, I_R, I_0	Intensitäten (Transmission, Reflexion, Einfall)
k	Blendenzahl

k_0	Wellenzahl
k_E	Extinktionskoeffizient
$l_{\text{Sys}}, l_{\text{pos}}, l_{\text{sym}}$	Länge des Zoomsystems (allgemein, für Linsen mit positiver Brechkraft, für symmetrischen Zoombereich)
$M_{e\lambda}$	spezifische spektrale Ausstrahlung
N	Fresnel-Zahl
n, n'	Brechzahl
\hat{n}	komplexe Brechzahl
n_d	Brechzahl bei $\lambda = 587, 56 \text{ nm}$
n_P	Brechzahl des Prismas
NA	numerische Apertur
obs	Öffnungsverhältnis (obscuration factor)
OTF	optische Übertragungsfunktion (engl.: optical transfer function)
P	Pupillenfunktion
p	Druck
Q	Wellenfrontmodulation
$\delta r'$	zulässiger bildseitiger Zerstreungskreis
\tilde{r}, \tilde{r}'	Reflexionsfaktoren
R	Reflexionsgrad
$\delta r'_{\text{Airy}}$	Airy-Radius
r_{Apt}	halber Linsendurchmesser
r_C	Krümmungsradius
$r_{\text{in}}, r_{\text{out}}$	innerer und äußerer Blendenradius
$\delta r'_{\text{Pixel}}$	Pixelabstand
r_{Spot}	Spotradius
r_{zyl}	Randradius der Zylinderlinsenmembran
S_K	Empfindlichkeit der Kamera
SBP	Orts-Bandbreite-Produkt (engl.: space-bandwidth-product)
s_P, s'_P	Schnittweite von Objekt-/Bildebene zur Eintritts-/Austrittspupille
\tilde{t}, \tilde{t}'	Transmissionsfaktoren
T	Transmissionsgrad
$T(h)$	Transmissionsfunktion der Blende
u	normierte spatiale Frequenz
u_P	Öffnungswinkel
V_Z	Verhältnis der Variationsgrößen eines Zoomsystems
$V(\lambda)$	Hellempfindlichkeitskurve des menschlichen Auges
w	Feldwinkel
W_{20}	Aberrationskonstante für Defokussierung
$\Delta x, \Delta y$	Bildfeldgröße
$\delta x, \delta y$	Pixelgröße
$\Delta z'$	Defokussierungsabstand
z_1, z'_1, z_r, z'_r	Schärfentiefebereich links und rechts von Objekt-/Bildebene

1 Einleitung und Motivation

Die Wahrnehmung von Licht ist seit Millionen von Jahren einer der wichtigsten Orientierungssinne lebender Organismen. Die Entwicklung des Auges bringt seit dem vielfältige Variationen dieses Sinnesorgans hervor. Mit dem Ziel einer bestmöglich auf die Lebensweise angepassten Funktionalität, reicht dies von einfacher hell-dunkel-Unterscheidung durch lichtempfindlichen Zellen über Richtungserkennung bis hin zur chromatischen [1, 2] und polarisationsabhängigen [3, 4] Bildwahrnehmung durch komplexe optische Augensysteme.

In der Tierwelt haben sich zwei Grundformen des Auges herausgebildet. Das Facettenauge von Insekten und Krebsen besteht aus mehreren Teilaperturen, welche auf unterschiedliche Feldbereiche ausgerichtet sind. Die Bildinformation setzt sich aus einer Vielzahl von Einzelbildern zusammen. Grundsätzlich wird hierbei unterschieden zwischen Appositionsaugen mit vollständig voneinander getrennten Facetten und Superpositionsaugen, bei denen für die Abbildung auch lichtempfindliche Zellen umliegender Facetten genutzt werden. Der Aufbau des Facettenauges ermöglicht eine kompakte Bauweise, ein großes Bildfeld sowie hohe Bildraten. Die räumliche Auflösung facettierter Systeme ist dabei vergleichsweise gering.

Im Gegensatz dazu realisiert das Einapertur-Auge von Reptilien, Vögeln oder Wirbeltieren eine hochaufgelöste Einzelabbildung. Durch die große Apertur und die hohe Dichte der lichtempfindlichen Zellen auf der Netzhaut ist die Sehschärfe relativ groß. Mit einer Blende, deren Öffnung variiert werden kann, lässt sich zudem ein hoher Dynamikbereich sowie eine Änderung der Schärfentiefe umsetzen. Eine polychromatische Farbwahrnehmung wird durch unterschiedliche spektrale Empfindlichkeiten der Sinneszellen ermöglicht. Zudem variiert die Dichte lichtempfindlicher Zellen auf der Netzhaut, welche somit optimal an die Abbildungsleistung des Auges sowie die erforderliche Auflösung angepasst ist. Die Umgebung wird geringer aufgelöst wahrgenommen und im Bereich des scharfen Sehens ist eine hohe Anzahl Sinneszellen vorhanden.

Das Design klassischer optisch-abbildender Systeme ist eng an das Einapertur-Auges angelehnt und verwirklicht die Abbildung durch eine oder mehrere Linsen auf eine, im Gegensatz zum Auge, meist ebene Bildauffangebene. Zwei inhärente Nachteile dieser Systeme sind der verhältnismäßig große Bauraum sowie die abfallende Abbildungsqualität für große Feldwinkel. Der Wunsch nach zuneh-

mender Miniaturisierung führt zu mikrooptischen Systemen aus wenigen optischen Bauelementen. Durch den starken Einfluss von Beugungseffekten aufgrund der Skalierung und geringe Korrekturmöglichkeiten von Abbildungsfehlern, liefern diese Optiken meist nur in einem eingeschränkten Bildbereich ausreichende Abbildungsleistung. Durch eine Arrayanordnung vieler Mikrolinsen nach dem Facettenprinzip können wiederum sehr flache Systeme aufgebaut werden, die ein relativ großes Feld abbilden [5, 6].

Alternative Ansätze verfolgen den Einsatz verstimmbarer Komponenten mit veränderbaren optischen Parametern. Diese mikrooptischen Bauelemente lassen sich durch neue Materialsysteme und Aktuierungskonzepte realisieren. Beispiele hierfür sind Mikrolinsen mit variabler Brennweite oder Mikroblenden mit einstellbarem Öffnungsdurchmesser. Hierdurch ist eine situative Anpassung an wechselnde Umgebungsbedingungen wie Objektstand und Umgebungshelligkeit möglich [7].

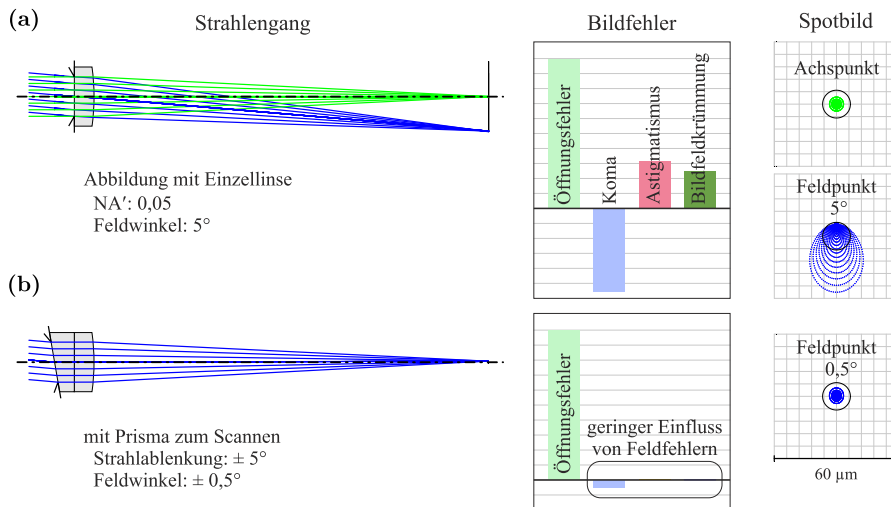


Abb. 1.1: Aberrationen bei (a) Abbildung eines Feldwinkelbereiches von $w = \pm 5^\circ$ mit einer plan-konvexen Einzellinse sowie (b) Reduzierung der feldbestimmten Aberrationen durch prismatische Ablenkung der vom Feldpunkt kommenden Strahlen in den achsnahen Bereich.

In Abbildung 1.1 ist die Verbesserung der Abbildungsleistung durch einen Scanprozess mit einem Mikroprisma gezeigt. Für eine numerische Apertur von $NA' = 0,05$ lässt sich für den achsnahen Bereich eine beugungsbegrenzte Abbildung mit einer Einzellinse realisieren. Im Feld bricht die Abbildungsleistung durch Aberrationen wie Koma, Astigmatismus und Bildfeldwölbung jedoch schnell ein (siehe Abb. 1.1a). Mit einem in der Eintrittspupille positionierten verstimmba-

ren¹ Mikroprisma lässt sich der Bereich bester Auflösung von der Achse ins Feld verschieben. Durch Änderung des Keilwinkels ist so ein Abtasten des Objektraumes möglich. Die Lage der Bildebene als auch der Abbildungsmaßstab lassen sich zudem durch eine Brennweitenvariation der Mikrolinsen ändern. Dies ermöglicht ein dreidimensionales Scannen des Objektraumes. Über eine Vergrößerung des Bildes wird die effektive Auflösung erhöht.

Durch die Verwendung einer Blende mit variablem Durchmesser können außerdem die Schärfentiefe des optischen Systems sowie öffnungsbedingte Aberrationen beeinflusst werden. Der Einsatz von Bauelementen mit veränderbaren Eigenschaften verspricht eine Realisierung kompakter, hochauflösender Systeme.

Das Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung von Designstrategien für den Einsatz verstimmbarer Linsen, Prismen und Blenden zur axialen und lateralen Objektraumerfassung. Die Leistungsfähigkeit bezüglich der Bauelemente ist dabei meist durch material- und fertigungsbedingte Einschränkungen limitiert und kann häufig durch eine entsprechende Wahl des Variationsbereiches sowie eine geschickte Anordnung optimal ausgenutzt werden.

Im ersten Teil der Arbeit werden grundlegende Betrachtungen zu verwendeten Aktuierungskonzepten sowie zur Bewertung der optischen System- und Materialeigenschaften diskutiert. Anschließend wird näher auf die verwendeten Einzelkomponenten eingegangen.

In Kapitel 3 erfolgt die Charakterisierung der genutzten Fluidlinsen, welche auf Basis von Aluminiumnitrid-Membranen mit sphärischer oder zylindrischer Profilform hergestellt werden können.

Der Einsatz von Prismen mit veränderbarem Keilwinkel zum lateralen Scannen des Objektfeldes ist Gegenstand von Kapitel 4, wobei ein Schwerpunkt auf der Maximierung der erreichbaren Strahlableitung liegt.

Am Beispiel einer elektrochromen Blende wird in Kapitel 5 der Einfluss der Resttransmission nicht vollständig absorbierender Blenden auf die Schärfentiefe des Systems diskutiert. Ausgehend von einer geometrischen und beugungsoptischen Modellbeschreibung werden die erreichbare Blendenwirkung sowie die dafür erforderliche optimale Blendengeometrie beschrieben. Eine experimentelle Verifizierung erfolgt anhand teiltransparenter Folienblenden mit definierter Absorption.

Die verstimmbaren Linsen können nicht nur zur axialen Fokussierung, sondern auch zur Realisierung eines lateral scannenden Mikrosystems sowie eines symmetrischen und anamorphotischen Zoomobjektives genutzt. In Kapitel 7 wird der Aufbau dieser Systeme und deren Funktionsweise demonstriert. Abschließend erfolgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse.

¹Prisma mit einstellbarem Keilwinkel zwischen den Prismenflanken.

2 Grundlagen und Stand der Technik

Im klassischen optischen Systemdesign werden hauptsächlich starre Linsen oder Spiegel eingesetzt. Deren hohe optische Qualität sowie der Einsatz mehrerer Elemente führen zu leistungsfähigen, meist aberrationskorrigierten Systemen.

Die optische Abbildungsqualität mikrooptischer Systeme ist durch die Beugung an den kleineren Aperturöffnungen vergleichsweise gering und die auflösbare Strukturgröße δr verhältnismäßig groß. Der beugungsbedingte Einfluss auf die Abbildungsqualität wird dabei mit der Fresnel-Zahl charakterisiert (siehe Kap. 2.1.6). Bei einer Verkleinerung des gesamten optischen Systems reduziert sich bei konstantem Feldwinkel ebenfalls das Bildfeld und damit die Menge übertragbarer Informationen (siehe Kap. 2.1.1).

Bei der Realisierung verstimmbarer Bauelemente werden zudem oft Materialien bzw. Materialkombinationen eingesetzt, die nicht für die Verwendung in optischen Systemen ausgelegt sind. Dabei sind häufig Schichtsysteme mit vielen Grenzflächen erforderlich. Sind diese im Strahlengang angeordnet, führen sie zu einer Beeinflussung der Abbildungsqualität durch Grenzflächenreflexionen (siehe Kap. 2.1.3) und Absorption (siehe Kap. 2.1.5). Konventionelle Beschichtungen zur Entspiegelung der Flächen sind aufgrund der Materialeigenschaften sowie der Änderung der Oberflächengeometrie bei der Verstimmung nur schwer möglich.

Die Realisierungen mikrooptischer Linsen, Prismen und Blenden aus dem Stand der Technik und der hier verwendeten Konzepte werden in den Kapiteln 2.2, 2.3 und 2.4 diskutiert.

2.1 Charakterisierung mikrooptischer Komponenten und Systeme

Zur Charakterisierung eines optischen Systems bzw. seiner Einzelkomponenten sind die Materialeigenschaften sowie die geometrischen Systemparameter wie Oberflächenprofil, Schichtdicke und Aperturdurchmesser relevant. Ist deren Wirkung auf die Lichtausbreitung bekannt, lässt sich die Leistungsfähigkeit des Gesamtsystems bestimmen und optimieren.

2.1.1 Informationsübertragung in optischen Mikrosystemen

Der durch ein optisches System übertragene Informationsgehalt wird durch das Orts-Bandbreite-Produkt (SBP, engl. space-bandwidth-product) als Quotient der aufgenommenen Bildfläche zum kleinsten übertragenen Flächenelement beschrieben [8].

$$\text{SBP} = \frac{\Delta x \Delta y}{\delta x \delta y} \quad (2.1)$$

Bei der Verwendung digitaler Bildsensoren entspricht dies dem Verhältnis von Sensor- zu Pixelfläche. Die Auflösung des optischen Systems bleibt dabei unberücksichtigt. Wird diese Größe als Gütekriterium definiert, so skaliert die Leistungsfähigkeit des Systems direkt mit dessen Größe und indirekt mit der kleinsten auflösbaren Strukturgröße. Ziel bei der Optimierung optischer Systeme sind somit die Vergrößerung der Auflösung und des Bildfeldes. Die kleinste optisch auflösbare Strukturgröße wird jedoch durch Beugung an der Blende begrenzt. Nach dem Rayleigh-Kriterium wird diese durch den Radius des Airy-Scheibchens

$$\delta r'_{\text{Airy}} = 0,61 \cdot \frac{\lambda}{\text{NA}'} \quad (2.2)$$

beschrieben, welcher von der numerischen Apertur NA' und der Wellenlänge λ abhängt. Neben dieser optischen Grenze stellt die minimale Pixelgröße des Bildaufnahmesystems eine herstellungsbedingte Auflösungsgrenze dar. Zum Erhalt oder zur Vergrößerung des SBP mikrooptischer Systeme ist demzufolge eine relative Vergrößerung des Bildfeldes erforderlich.

Die Definition des SBP nach Gl. (2.1) beschreibt ein nicht ortsaufgelöstes Übertragungsvermögen von Informationen, d. h. der Informationsgehalt des gesamten Bildfeldes $\Delta x \Delta y$ wird als relevant betrachtet. Dies entspricht im Wesentlichen auch der Strategie im klassischen Design optisch abbildender Systeme, eine möglichst hohe Abbildungsgüte über das gesamte Bildfeld zu erzielen. Je nach Anwendungsbereich besitzen diese Optiken meist eine hohe Auflösung im zentralen Bildbereich, welche zum Rand hin abfällt. Eine spezifische Anpassung der Abbildungsgüte auf die jeweilige Abbildungssituation erfolgt daher nicht. Hier liegt der wesentliche Vorteil adaptiver Mikrooptiken, welche eine situationsbezogene Anpassung der Fokussierung und der Wahl des relevanten Feldbereiches ermöglichen. Die Nachteile durch die Miniaturisierung können so kompensiert werden und zu optischen Systeme führen, welche auf wechselnde Anforderungen bestmöglich angepasst sind und stets hochauflösende Abbildungen bei gleichzeitig kleinem Bauraum ermöglichen.

2.1.2 Verstimmbarkeit optischer Bauelemente

Die Umsetzung adaptiver Elemente erfolgt auf der Grundlage unterschiedlichster Materialsysteme und Aktuierungskonzepte. Die Herausforderung hierbei ist die Verwirklichung einer guten optischen Abbildungsqualität bei gleichzeitig hoher Verstimmbarkeit. Unter Verstimmbarkeit ist im Folgenden die gezielte Änderung von optischen Kenngrößen zu verstehen. Im Rahmen dieser Arbeit wird diese Definition sowohl für verstimmbare Linsen (Kap. 2.2), Prismen (Kap. 2.3) und Blenden (Kap. 2.4) bezüglich ihrer einstellbaren Brennweite, Strahlablenkung bzw. Schärfentiefe genutzt. Die Verstimmung soll dabei einfach steuerbar sowie über eine Vielzahl von Zyklen reproduzierbar sein.

2.1.3 Grenzflächenverluste durch Reflexion

Bei der Ausbreitung von Licht durch eine Grenzfläche zweier Medien mit unterschiedlichen Brechzahlen n und n' kommt es zu Reflexion und Transmission. Die quantitativen Anteile des reflektierten und transmittierten Lichtes werden durch die Fresnel-Gleichungen in Abhängigkeit der Brechzahlen beider Medien, dem Einfallswinkel ε und Austrittswinkel ε' sowie der Polarisation des Lichtes beschrieben. Der Transmissionsgrad T und der Reflexionsgrad R beschreiben das Verhältnis der transmittierten (I_T) bzw. reflektierten (I_R) zur einfallenden Lichtintensität I_0 .

$$T = \frac{I_T}{I_0} \quad (2.3)$$

$$R = \frac{I_R}{I_0} = 1 - T \quad (2.4)$$

Für lineare, isotrope und homogene dielektrische Medien gelten für den Transmissionsgrad der TE- und TM-Polarisation die folgenden Beziehungen [9].

$$T_{\text{TE}} = \frac{4nn' \cos \varepsilon \cos \varepsilon'}{(n \cos \varepsilon + n' \cos \varepsilon')^2} \quad (2.5)$$

$$T_{\text{TM}} = \frac{4nn' \cos \varepsilon \cos \varepsilon'}{(n' \cos \varepsilon + n \cos \varepsilon')^2} \quad (2.6)$$

Bei senkrechtem Lichteinfall mit $\varepsilon = \varepsilon' = 0$ besteht kein Unterschied zwischen den Polarisationsrichtungen und die Gleichungen vereinfachen sich zu

$$T = \frac{4nn'}{(n + n')^2} \quad \text{und} \quad R = \frac{n - n'}{(n + n')^2}. \quad (2.7)$$

2.1.4 Vielstrahlinterferenz an dünnen Schichten

Die Verwendung von dünnen Schichten als Membran für fluidische Linsen und Prismen führt zu Interferenzerscheinungen durch Vielstrahlinterferenz aufgrund von Reflexionen an den Grenzflächen. Eine Variation von Einfallswinkel und Wellenlänge hat dabei eine Modulation der Intensität des transmittierten Lichtes zur Folge.

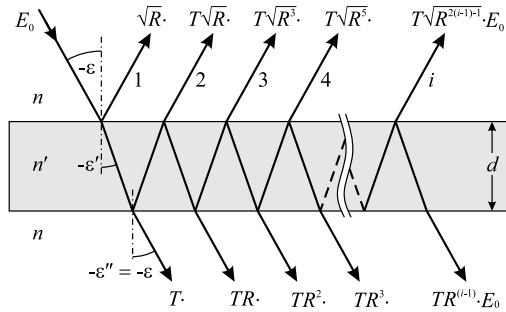


Abb. 2.1: Vielstrahlinterferenz an einer Planparallelplatte der Dicke d und Brechzahl n' mit den Amplituden der sich überlagernden Teilwellen.

In Abbildung 2.1 ist die Mehrfachreflexion eines Lichtstrahles dargestellt, welcher unter einem Winkel $-\varepsilon$ auf eine planparallele Platte der Dicke d und der Brechzahl n' trifft. Die Phasendifferenz benachbarter Teilwellen beträgt nach [10]

$$\phi = \frac{4\pi n'}{\lambda_0} d \cos(\varepsilon). \quad (2.8)$$

Die Amplituden der sich überlagernden Teilwellen \hat{E}_i ergeben sich durch Multiplikation der vorherigen Teilwelle \hat{E}_{i-1} mit den jeweiligen Transmissions- bzw. Reflexionsgraden. Für die Ermittlung der transmittierten Intensität I_T werden die komplexen Amplituden der Teilwellen addiert und es folgt:

$$I_T = \left(\sum_{i=1}^{\infty} \hat{E}_i \right)^2 \quad (2.9)$$

$$= \frac{(1 - R)^2}{1 + R^2 - 2R \cos \phi} \cdot I_0. \quad (2.10)$$

Zur Vereinfachung wird dabei die Absorption innerhalb der Schicht vernachlässigt.

2.1.5 Transmission in absorbierenden Medien

Die Volumentransmission in absorbierenden Medien wird durch den Extinktionskoeffizienten k_E beschrieben [11].

$$k_E = n \cdot \kappa \quad (2.11)$$

Dieser entspricht dem Produkt aus dem Realteil der komplexen Brechzahl $\hat{n} = n(1 + i\kappa)$ und dem Absorptionsindex κ . Die transmittierte Lichtintensität nach Durchlaufen eines absorbierenden Mediums ergibt sich bei senkrechtem Strahldurchgang zu

$$\begin{aligned} I_{T\perp} &= I_0 \cdot e^{-\frac{4\pi}{\lambda_0} \cdot n\kappa d} \\ &= I_0 \cdot e^{-2k_0 n\kappa d} \\ &= I_0 \cdot e^{-\alpha d}. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Der Absorptionskoeffizient α beschreibt dabei die von der Wellenzahl k_0 , n und κ abhängige wellenlängenspezifische Absorption des durchlaufenen Mediums.

2.1.6 Fresnel-Zahl zur Beschreibung des Beugungseinflusses

Die Änderung der Energieverteilung bei der Ausbreitung einer Lichtwelle und deren Wechselwirkung mit phasen- oder amplitudenmodulierten Objekten beruht auf Beugung, deren Berechnung auf der Lösung der Maxwell-Gleichungen zurück geht. Bei einem entsprechenden Verhältnis der Wellenlänge λ zur Größe und Entfernung des beugenden Objektes können jedoch Vereinfachungen für die Berechnung getroffen werden. Für den Fall der Beugung an einer Linsenapertur mit dem Öffnungsradius r_{Apt} und der Brennweite f' beschreibt die Fresnel-Zahl [12] dieses Verhältnis in der Form

$$N = \frac{r_{\text{Apt}}^2}{\lambda \cdot f'}. \quad (2.13)$$

Für eine Fresnel-Zahl $N < 1$, d. h. große Bildweite gegenüber der Linsenöffnung, liegt in guter Näherung Fraunhofersche Beugung vor.

Für $N > 1$ ist die Bildweite kleiner gegenüber der Linsenöffnung und die Lichtausbreitung lässt sich durch Fresnelsche Beugung hinreichend beschreiben.

Für $N \gg 1$ ist die Linsenöffnung so groß, dass näherungsweise eine geometrisch-optische Modellbeschreibung genutzt werden kann. Die Fresnel-Zahl sollte hierfür in der Größenordnung von $N \geq 50$ liegen [13].

Die Aperturöffnungen der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Mikrolinsen betragen maximal $r_{\text{Apt}} = 1,5$ mm. Für eine mittlere Wellenlänge von $\lambda = 500$ nm

und $N \geq 50$ ergibt sich somit eine Linsenbrennweite von $f' \leq 90$ mm, um eine geometrisch-optische Näherung anwenden zu können. Dies entspricht einer numerischen Apertur von $NA = 0,017$, welche in der Größenordnung der in Kap. 3.2.1 charakterisierten verstimmbaren Linsen liegt. Für optische Systeme größerer Brennweite und damit kleinerer numerischer Apertur dominieren die Beugungseffekte (siehe Kap. 5.3.5).

2.2 Adaptive Linsen

Die Anpassung eines optischen Systems an veränderliche Randbedingungen ist ein häufiges Ziel für den Einsatz verstimmbarer Linsen. Durch die Änderung der Brennweite kann neben der Korrektur einer Defokussierung auch eine Variation des Abbildungsmaßstabes oder der Vergrößerung zur Erfüllung einer geforderten Abbildungsleistung erfolgen. In klassischer Weise werden variable Optiken, z. B. Zoomobjektive, mit mehreren zueinander verschiebbaren Linsengruppen realisiert, wodurch der abgebildete Feldbereich und der Objektstand angepasst werden können. Da für unterschiedliche Zoomeinstellungen die Bildlage erhalten bleiben muss, ist üblicherweise eine Verschiebung von mindestens zwei Linsen bzw. Linsengruppen innerhalb des optischen Systems erforderlich. Der Aufbau von Zoomsystemen ist deshalb häufig komplex und damit groß, schwer und unhandlich.

Der Einsatz adaptiver Einzellinsen ermöglicht eine Reduzierung von Bauraum und Gewicht optischer Mikrosysteme. Deren Aperturgrößen liegen im Bereich von mehreren hundert Mikrometern bis wenigen Millimetern. Für die Realisierung von verstimmbaren Linsen kommen neben druckgesteuerten Membranlinsen neue Aktuierungskonzepte wie Electrowetting [14, 15] oder Liquid-Crystal-Technologien [16, 17] zur Anwendung.

2.2.1 Verstimmbare Membranlinsen

Ein häufig genutztes Aktuierungskonzept zur Realisierung verstimmbarer Linsen beruht auf flexiblen Membranen als Begrenzung einer mit Immersionsfluid gefüllten Kavität. Die Form der Membran wird durch eine Druckvariation in der Kavität beeinflusst. Dies kann durch eine Vielzahl von Aktuierungsmöglichkeiten erreicht werden. Eine Herausforderung ist die Wahl eines geeigneten Membranmaterials, welches sowohl transparent ist als auch ein ausreichend elastisches Verhalten aufweist.

Hierbei wird häufig Polydimethylsiloxan (PDMS) als hochelastisches Polymer eingesetzt. Die Silikone RTV 615 und Sylgard 184 eignen sich durch einen geringen Volumenschrumpf beim Aushärten und ein konstantes Elastizitätsmodul bis

zu einer Dehnung von 50 % besonders als Membranmaterialien [18]. Ein wesentlicher Nachteil ist jedoch die teilweise plastische Verformung von PDMS, wodurch sich die eingestellten Membranauslenkungen nur begrenzt langzeitstabil und dynamisch ansteuern lassen. Außerdem kommt es durch die relativ hohen Schichtdicken in den Randbereichen der PDMS-Membranen zu Biegeeffekten und damit, insbesondere bei kleinen Linsendurchmessern, zu einer signifikanten Abweichung von einer idealen sphärischen Oberflächendeformation.

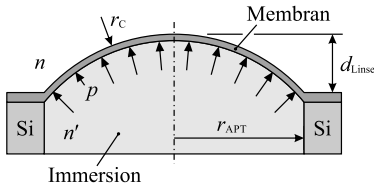


Abb. 2.2: Geometrie einer druckgesteuerten Membranlinse mit sphärischer Profilform.

Im Rahmen dieser Arbeit erfolgt eine Umsetzung der verstimmbaren Linsen mit Membranen aus Aluminiumnitrid (AlN). AlN ist als Membranmaterial geeignet, da es ausgezeichnete optische [19] und mechanische Eigenschaften [20, 21, 22] vereint. Es ist ein Verbindungshalbleiter, der zu gleichen Teilen aus Aluminium und Stickstoff besteht und im sichtbaren Spektralbereich transparent ist. Aufgrund einer Bandlücke von 6,2 eV absorbiert das Material unterhalb einer Wellenlänge von $\lambda = 200$ nm nahezu vollständig [23]. Eine nanokristalline Materialstruktur verhindert eine Rissausbreitung und führt zu einer hohen Festigkeit. Die Membranen können dadurch mit einem extrem kleinen Aspektverhältnis, d. h. dem Verhältnis Membrandicke zu Durchmesser, hergestellt werden. Bei einem Durchmesser von bis zu 3 mm sind die hergestellten Membranen mit einer Dicke von wenigen hundert Nanometern noch stabil. Wegen des geringen Aspektverhältnisses der AlN-Membranen sind Biegeeffekte im Bereich der Einspannung weitestgehend vernachlässigbar. Die Profilform im ausgelenkte Zustand kann somit für den Fall einer kreisrunden Membrangeometrie als nahezu sphärisch über die gesamte Oberfläche angenommen werden [24]. Dies ermöglicht eine weitestgehend vollständige Ausnutzung der Öffnung als Linsenapertur, ohne diese durch zusätzliche Blenden einschränken zu müssen.

Aus der Geometrie einer deformierten Membran nach Abb. 2.2 lässt sich bei einer sphärischen Verformung der resultierende Krümmungsradius nach

$$r_C = \frac{1}{2} \left(\frac{r_{\text{Apt}}^2}{d_{\text{Linse}}} + d_{\text{Linse}} \right) \quad (2.14)$$

berechnen.

Die hier verwendeten Linsenkavitäten werden auf einer Seite durch die gekrümmte Membran und auf der anderen durch eine Glas- oder Kunststoff-Platte

begrenzt. Für die resultierende Plan-konvex-Linse ergibt sich die Brennweite f' bzw. Brechkraft F' .

$$f' = \frac{1}{F'} = \frac{n}{n' - n} \cdot r_C \quad (2.15)$$

Der Verstimmbereich der Linse wird sowohl durch den einstellbaren Krümmungsradius als auch durch die Brechzahl des Immersionsfluids bestimmt. Der Deformationsbereich der druckgesteuerten AlN-Membran ist in Kap. 3.2 charakterisiert. Die optischen Eigenschaften des verwendeten Immersionsöls TYPE A von Cargille sind in Kap. 2.5.2 angegeben.

2.2.2 Herstellung von Membranlinsen aus Aluminiumnitrid

Zur Herstellung der passiven Linsenmembran wird Aluminium durch reaktives Sputtern in Stickstoff-Atmosphäre auf ein Siliciumsubstrat (Wafer) abgeschieden [25]. Die Strukturierung erfolgt durch rückseitiges Tiefenätzen (deep reactive ion etching, DRIE), bei dem das Silicium bis zur AlN-Schicht abgetragen und die Membran freigestellt wird. Die zweidimensionale Membrangeometrie kann durch eine Maskierung in Form und Größe angepasst werden. Die hergestellten Chips mit den freigestellten Membranen besitzen eine Kantenlänge von 10×10 mm (siehe Abb. 2.3) und werden zur weiteren Verwendung vereinzelt.

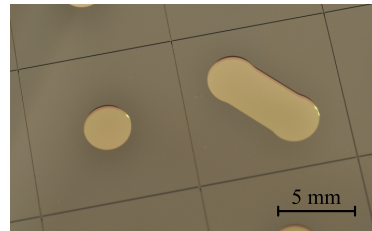


Abb. 2.3: Waferausschnitt mit Membranstrukturen für sphärische und zylindrische Linsen.

Die Membraneigenschaften, welche die optische Qualität der Linsen maßgeblich beeinflussen, können dabei wesentlich durch den Abscheidprozess gesteuert werden. Zugverspannte Membranen weisen eine relativ geringe Abweichung von der ideal sphärischen Profilform auf. Für druckverspannte Membranen können dafür höhere Membranauslenkungen und Brechkräfte erreicht werden. Bei geringen Aktuierungsdrücken kommt es jedoch zu wellenförmigen Verwerfungen in den Randbereichen der Membranoberfläche und damit zu einer Reduzierung der Abbildungsqualität.

Zur Realisierung eines oder mehrerer Linsenkörper erfolgt eine Kapselung des Immersionsöls in abgedichteten Kavitäten, die sich individuell befüllen und ansteuern lassen. Hierzu werden Stapel aus mehreren strukturierten Schichten genutzt, welche Anschlüsse und Kanäle zur Befüllung und Entlüftung sowie Platz-

halter für die Linsenmembranen enthalten. In den hier verwendeten Demonstratoren werden entweder Schichten aus Polymethylmethacrylat, PMMA (siehe Kap. 7.1.1) für bis zu drei oder Low-Temperatur-Cofired-Ceramics, LTCC (siehe Kap. 7.2.2) für maximal zwei unabhängig verstimmbare Linsen genutzt. Diese sind so ausgelegt, dass das Gesamtsystem möglichst kompakt ist, wodurch geringe Linsendicken und die Kompatibilität zu Aufnahmeelementen für optische Komponenten ermöglicht werden. Die Chips mit den AlN-Membranen werden positioniert und allseitig luftdicht verklebt.

Die Aktuierung der hier verwendeten Linsen erfolgt durch eine externe, druckgeregelte Pumpe. Der Anschluss an die Linsenkapazität wird über die zur Befüllung verwendeten Anschlüsse durchgeführt, welche kompatibel zu standardisierten Schlauchverbindungssystemen (Luer) sind.

2.2.3 Membranlinsen mit zylindrischem Oberflächenprofil

Die Profilform einer druckgesteuerten Membranlinse wird wesentlich durch die mechanischen Membraneigenschaften und deren Geometrie definiert. Eine kreisförmige Membran führt bei isotropen Membraneigenschaften zu einem rotations-symmetrischen Profil. Die Erzeugung eines nicht rotationssymmetrischen Oberflächenprofils wird durch eine asymmetrische Gestaltung der Membrangeometrie erreicht. Dabei werden die Membrandicke sowie deren Eigenschaften nicht geändert, sodass die herkömmlichen Prozesse zur Membranherstellung weiterhin genutzt werden können.

Die Erzeugung verstimmbarer Linsen mit einer ideal zylinderförmigen Profilform ist theoretisch durch eine Rechteckmembran mit den Seitenlängen a_{zy1} und b_{zy1} möglich, bei der eine Seite unendlich ausgedehnt ist [24]. Messungen der Auslenkung unterschiedlicher Rechteckgeometrien zeigen jedoch, dass der Einfluss der Einspannung an der kurzen Seite a_{zy1} auf die Deformation in der Mitte ab einem Aspektverhältnis von $b_{zy1}/a_{zy1} > 4$ vernachlässigbar ist [26]. Ein zylinderförmiges Membranprofil der Größe $a_{zy1} \times a_{zy1}$ ist demzufolge mit einem Aspektverhältnis von $b_{zy1}/a_{zy1} \geq 5$ realisierbar (siehe Abb. 2.4a). Dies entspricht einer optisch nutzbaren Fläche von maximal 20 % der gesamten Membranfläche.

Eine Verringerung des Aspektverhältnisses ist durch Optimierung der Membranform möglich [27]. Der Einflussbereich der Deformation an der Einspannung kann durch eine Anpassung der Randgeometrie vom optisch nutzbaren Bereich getrennt werden. Hierfür wird der mittlere quadratische Membranbereich, wie in Abb. 2.4b dargestellt, durch kreisförmige Ränder mit dem Krümmungsradius r_{zy1} erweitert.¹

¹Ansatz und Berechnungen mittels Finite-Elemente-Methode (FEM) erfolgten durch Steffen Leopold (Fachgebiet Mikromechanische Systeme, TU Ilmenau)

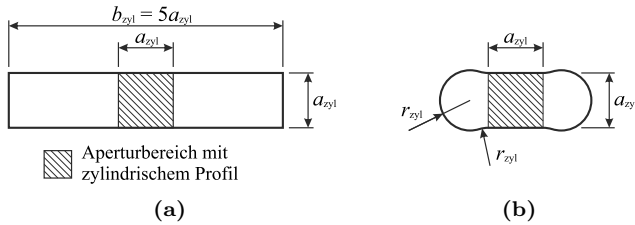


Abb. 2.4: Geometrie einer (a) langen Rechteckmembran mit großem Aspektverhältnis und (b) optimierten Membran mit abgerundeten Randbereichen.

Für $r_{zyl} = 0,534 \cdot a_{zyl}$ bildet sich im mittleren Bereich ein nahezu zylindrisches Oberflächenprofil aus. Das Aspektverhältnis der Membran und damit der Bau- raum der verstimmbaren Zylinderlinse kann dadurch erheblich reduziert werden. Die Verringerung der Fläche und Abrundung der Kanten führen zudem zu einer geringeren Defektanfälligkeit der Membran. Im Rahmen dieser Arbeit wurden verstimmbare Zylinderlinsen auf Basis von AlN-Membranen mit einer Seitenlänge des optisch nutzbaren Fensters von $a_{zyl} = 1,5 \text{ mm}$ und 3 mm genutzt. Eine Charakterisierung des erzeugten Oberflächenprofils folgt in Kap. 3.2.2. Die Anwendung verstimmbarer Zylinderlinsen wird in Kap. 7.1 am Beispiel einer scannenden Optik und in Kap. 7.3 anhand eines verstimmbaren anamorphotischen Systems gezeigt.

2.2.4 Auslegung von klassischen Zoomsystemen

Zoomoptiken ermöglichen eine Variation der Gesamtbrennweite unter Beibehaltung der Bildebene. Die klassische Umsetzung eines Zoomobjektives erfordert mindestens zwei getrennt verschiebbare Linsenglieder. Ein Ansatz der Dimensionierung von Systemen zur Variation der Brennweite ist in [28] zu finden. Abbildung 2.5 zeigt den schematischen Aufbau eines Zoom-Objektives mit den Steuerkurven der Linsenverschiebung zur Einstellung der Brennweiten zwischen den äußeren Zoompositionen mit den Gesamtbrennweiten f'_A und f'_B in den Randstellungen.

Der Zoombereich wird über das Brennweitenverhältnis $V = f'_A/f'_B$ beschrieben. Die erforderlichen Einzelbrennweiten f'_1 und f'_2 sowie die beim Zoomen variierenden Abstände e' und a'_2 werden durch Wahl geeigneter Randbedingungen bestimmt. In der Position A beträgt der Abstand $e'_A = 0$, sodass die Brennweite f'_A der Gesamtlänge des Zoom-Objektives $l = e' + a'_2 = a'_{2A}$ entspricht. Die

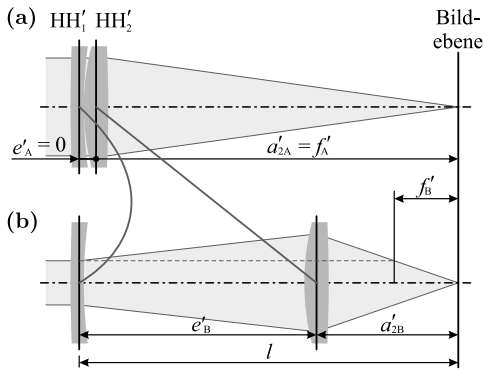


Abb. 2.5: Endpositionen eines klassischen Zoom-Objektives mit variabler Gesamt Brennweite und schematischer Darstellung der erforderlichen Linsenverschiebung zur Einstellung (a) maximaler und (b) minimaler Brennweite.

Gleichungen zur Beschreibung der Gesamt Brennweite in den Positionen A und B vereinfachen sich damit zu

$$\frac{1}{f'_A} = \frac{1}{f'_1} + \frac{1}{f'_2} \quad (2.16)$$

$$f'_B = -\frac{f'_1 f'_2}{e'_B - f'_1 - f'_2}. \quad (2.17)$$

Die Objekt und Bildweiten der Abbildung an den beiden Linsen werden durch die Abbildungsgleichungen

$$\frac{1}{f'_{1,2}} = \frac{1}{a'_{1,2}} - \frac{1}{a_{1,2}} \quad (2.18)$$

beschrieben. Für eine reelle Abbildung mit $a'_2 > 0$ ergeben sich somit die unbekannteren Brennweiten der Einzellinsen zu

$$f'_1 = -\frac{f'_A}{\sqrt{V}} \quad (2.19)$$

$$f'_2 = \frac{f'_A}{1 + \sqrt{V}}. \quad (2.20)$$

Die Dimensionierung eines klassischen Zoomobjektives wird im Rahmen dieser Arbeit (siehe Kap. 7.2.1) als Grundlage zur Auslegung eines Zoomsystems mit verstimmbaren Linsen und zur Bestimmung der Steuerkurven verwendet. Die Herausforderung hierbei liegt im erweiterten Variationsbereich der Stellgrößen. Im Gegensatz zu den Linsenabständen klassischer Systeme, können die Brennweiten verstimmbarer Linsen grundsätzlich sowohl positive als auch negative Werte annehmen. Zudem wird bei der Auslegung des anamorphotischen Zoomsystems in Kap. 6.2 eine endlich-endlich-Abbildung betrachtet. Der zusätzliche Linsen-

abstand führt somit zu einem unterbestimmten Gleichungssystem. Die Lösung dieser Problemstellung erfolgt durch Parametervariation einer Unbekannten hinsichtlich der Minimierung der Systemlänge.

2.3 Adaptive Prismen

Die Erfassung großer Bildfelder mit einem optischen Mikrosystem, welches nur über einen begrenzten Bildbereich verfügt, ist durch eine stückweise Abbildung des Feldes möglich. Diese Abtastung soll in dieser Arbeit durch ein Prisma mit veränderlichem Prismenwinkel erfolgen. Herkömmliche Systeme nutzen für Scanbewegungen kippbare Spiegel. Durch die Reflexion wird eine Ablenkung erreicht, die dem doppelten Kippwinkel des Spiegels entspricht.

Die Ablenkung mit adaptiven Prismen beruht auf Brechung an den Prismenflächen, wodurch der Verstimmungseffekt relativ klein ist. Es erfolgt jedoch keine Faltung des Strahlenganges, was einen „in-line“-Aufbau des optischen Systems ermöglicht. Dadurch ergeben sich insbesondere Vorteile bei der Realisierung von Arrays scannender mikrooptischer Systeme, deren einzelne Kanäle sich durch die Scanbewegung nicht überschneiden sollen.

In Kapitel 4 wird gezeigt, wie adaptive Bauelemente effektiv zur Strahlablenkung eingesetzt werden können und inwieweit sich die Verstimmbarkeit dieser maximieren lässt. Es wird weiterhin in Kap. 7.1 ein System demonstriert, welches auf der Grundlage verstimmbarer Zylinderlinsen eine Scanbewegung ermöglicht.

2.3.1 Aktuierungskonzepte verstimmbarer Prismen

In der Literatur sind nur wenige Konzepte zur Realisierung verstimmbarer Prismen zu finden. Dies mag durch den beschränkten Einsatzbereich dieser Elemente begründet sein. Außerdem basieren viele Linsenkonzepte auf symmetrischen, kreisrunden und damit allseitig eingespannten Membranen, welche sich fertigungstechnisch relativ einfach umsetzen lassen. Eine ebene Membran mit veränderbarem Neigungswinkel ist durch die asymmetrische, offene Struktur schwieriger herzustellen.

Konzepte für verstimmbare Prismen beruhen deshalb häufig nicht auf Membranen, sondern auf der Beeinflussung der Grenzfläche zwischen nicht mischbaren Fluiden unterschiedlicher optischer Dichte. Die Aktuierung zur Änderung des Grenzflächenwinkels wird beispielsweise hydrodynamisch [29] oder durch Electrowetting [30, 31] erreicht. Aufgrund des geringen Brechzahlunterschiedes zwischen den verwendeten Fluiden ist die Verstimmbarkeit dieser Konzepte relativ gering. Durch eine starke Änderung der Grenzflächenwinkel kann dennoch eine Strahlablenkung von über 10° erzielt werden.

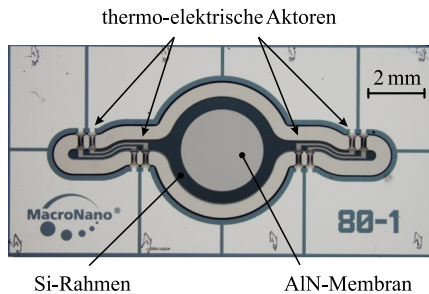


Abb. 2.6: Thermo-elektrische Aktoren zur Verkippung eines Si-Rahmens mit einer kreisförmigen AlN-Membran als Prismenfläche [32].

Abbildung 2.6 zeigt eine ebene AlN-Membran, welche über einen Si-Rahmen gespannt und durch thermoelektrische Aktoren verkippbar aufgehängt ist.² Diese wirkt als Grenzschicht zwischen Immersionsfluid und der Umgebung (Luft) eines verstimmbaren Prismas. Durch den hohen Brechzahlunterschied können so auch bei kleinen Verstellwinkeln große Ablenkungen erreicht werden [33, 32]. Aufgrund der hohen Stabilität des AlN, eignet sich dieses als Membranmaterial sowie für die Umsetzung eines thermoelektrischen Aktorantriebes zur Verkippung der Membran. Es wird gezeigt, dass durch eine Optimierung der Aktorgeometrie theoretisch ein maximaler Rotationswinkel der AlN-Membran von $\pm 10^\circ$ erreicht werden kann [34]. Im Experiment wurde ein Rotationswinkel von $1,41^\circ$ gemessen [35].

Eine weitere Möglichkeit zur veränderbaren Strahlableitung beruht auf der Kombination zweier lateral zueinander verschobener Zylinderlinsen. Das resultierende Phasenprofil im Überlappungsbereich ist weitestgehend linear und entspricht somit der Wirkung eines Prismas. Durch Änderung des Verschiebungsabstandes kann die Strahlableitung variiert werden. Da die Verschiebung der Linsen keine Aktorik in unmittelbarer Umgebung der Linse erfordert, eignet sich dieses Konzept insbesondere zum Aufbau von Arrays mit großer Gesamtapertur [36, 37]. Durch die Verschiebung der Zylinderlinsen verkleinert sich jedoch mit zunehmender Strahlableitung der Überlappungsbereich und somit die Apertur des Systems. In Kap. 4.2 und 7.1 wird auf der Grundlage verstimmbarer Zylinderlinsen ein Konzept mit konstanter Apertur bei Variation der Strahlableitung vorgestellt.

2.3.2 Strahlableitung am Prisma

Die Strahlableitung am Prisma und damit die erreichbare Verstimmbarkeit lässt sich über eine geometrische Strahldurchrechnung bestimmen. Der Verlauf eines

²Herstellung durch Steffen Leopold (Fachgebiet Mikromechanische Systeme, TU Ilmenau) innerhalb der Projekte „TuCoLens“ und „AdaScan“ im Rahmen des DFG-Schwerpunktprogrammes SPP 1337.

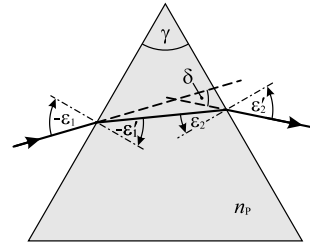


Abb. 2.7: Strahlenverlauf durch ein Prisma im Meridionalschnitt mit Prismenwinkel γ , Brechzahl n_P und Strahlenablenkung δ .

Strahles durch ein Prisma in Luft mit dem Einfallswinkel ε_1 , dem Prismenwinkel γ und der Brechzahl n_P ist in Abb. 2.7 dargestellt. Die Strahlenablenkung δ ergibt sich aus dem eingeschlossenen Winkel zwischen einfallendem und austretendem Strahl. Die Richtungsänderung wird durch zweifache Anwendung des Brechungsgesetzes an den Grenzflächen

$$\sin \varepsilon'_1 = \frac{1}{n_P} \sin \varepsilon_1, \quad (2.21)$$

$$\sin \varepsilon'_2 = n_P \sin \varepsilon_2 \quad (2.22)$$

und die Übergangsbeziehung

$$\varepsilon_2 = \gamma + \varepsilon'_1 \quad (2.23)$$

bestimmt [13]. Der Einfallswinkel ε_1 wird vorzeichenbehaftet³ zum Einfallslot der ersten Prismenfläche angetragen. Für die Strahlenablenkung δ folgt

$$\delta = -\varepsilon_1 + \varepsilon'_2 - \gamma \quad (2.24)$$

$$= -\varepsilon_1 + \sin^{-1} \left[n_P \cdot \sin \left(\gamma + \sin^{-1} \left(\frac{\sin \varepsilon_1}{n_P} \right) \right) \right] - \gamma. \quad (2.25)$$

Für kleine Einfalls- und Prismenwinkel vereinfacht sich diese Beziehung zu

$$\delta = (n_P - 1) \cdot \gamma. \quad (2.26)$$

Die Strahlenablenkung ist somit in erster Näherung linear vom Winkel und der Brechzahl des Prismas abhängig.

³Positiv/negativ, wenn gedachte Drehung des Strahls um $|\varepsilon_1|$ auf Einfallslot in mathematisch positiver/negativer Richtung erfolgt.

2.4 Adaptive Blenden

2.4.1 Blendenwirkung in optischen Mikrosystemen

In klassischen Abbildungssystemen kommen sowohl starre als auch variable Blenden zur Begrenzung des Lichtbündels zum Einsatz, wobei deren Wirkung durch Form, Position und Größe der Blendenöffnung festgelegt wird. Durch eine entsprechende Blendengeometrie wird z. B. die Beleuchtung bei der lithografischen Abbildung, angepasst auf die jeweils abzubildenden Strukturen, optimiert [38]. Ringförmige Aperturen führen bei der Dunkelfeldbeleuchtung in der Mikroskopie zu einer Kontrasterhöhung [39].

Die Blendenlage hat Einfluss auf Aberrationen sowie die Perspektive der Abbildung. In klassischen rotationssymmetrischen Systemen ist die Blende meist als runde Öffnung gestaltet. Eine Irisblende mit beweglichen Metalllamellen ermöglicht dabei die Anpassung des Durchmessers bei ungefähr kreisförmiger Blendengeometrie. Eine Verkleinerung des Blendendurchmessers führt bei Vernachlässigung von Beugungseffekten zu einer Verbesserung der Abbildungsqualität durch die Verringerung von Abbildungsfehlern sowie Falsch- und Streulicht. Durch die Begrenzung des Lichtbündels lässt sich ebenfalls die Bildhelligkeit und damit der Dynamikbereich des optischen Systems ändern.

Bei den folgenden Betrachtungen liegt der Schwerpunkt in der Beeinflussung der Abbildungstiefe beim Abblenden. Da der geometrische Zerstreungskreis des defokussierten Systems mit kleiner werdendem Öffnungswinkel abnimmt, steigt die Abbildungstiefe grundsätzlich bei Verringerung des Blendendurchmessers an. In Kap. 2.4.3 ist die Abbildungstiefe eines ideal abbildenden Systems für einen gegebenen Blendendurchmesser und zulässigen Zerstreungskreis angegeben. Diese geometrisch-optische Herleitung geht jedoch von einer vollständig absorbierenden Blende aus. Dies muss insbesondere bei verstimmbaren Mikroblenden, welche häufig auf der gezielten Änderung von Absorptionseigenschaften beruhen, nicht der Fall sein.

Der Einsatz klassischer Irisblenden wird in optischen Mikrosystemen durch die starke Miniaturisierung erschwert. In der Literatur lassen sich deshalb neue Konzepte zur Realisierung verstimmbarer Blenden finden, viele davon nutzen opake Fluide zur Steuerung der Lichtabsorption. Für die Aktuierung werden unterschiedliche Prinzipien wie Electrowetting [40], der piezoelektrische Effekte [41] oder Kapillarkräfte [42] ausgenutzt. Die Fertigung dieser Blendensysteme ist Gegenstand aktueller Forschungsarbeiten und damit vorwiegend durch die Optimierung von Prozess-, Aktuierungs- und Materialparametern sowie Beschränkungen des Bauraums bestimmt. Dabei kann das Absorptionsvermögen der opaken Schicht durch unterschiedliche Herstellungsparameter variieren, sodass auch im abblendeten Zustand eine Resttransmission vorhanden ist. Licht aus diesen Be-

reichen wird nicht vollständig absorbiert, trägt somit weiterhin zur Abbildung bei und beeinflusst die Abbildungsqualität. Im Rahmen dieser Arbeit wird gezeigt, welchen Einfluss eine Resttransmission auf die Abbildungstiefe des optischen Systems hat und wie die Leistungsfähigkeit teiltransparenter Blenden optimiert werden kann.

Ausschlaggebend hierfür ist die Realisierung einer Blende auf Basis eines elektrochromen Materials, dessen Transmission elektrisch gesteuert werden kann. Vorteile dieses Aktuierungskonzeptes sind die Möglichkeit zur Realisierung nahezu beliebig geformter Blendengeometrien und die geringe elektrische Leistungsaufnahme, da lediglich beim Schalten zwischen den stabilen Transmissionszuständen Energie erforderlich ist. Ein Nachteil des aktuellen Systems ist die relativ hohe Resttransmission im absorbierenden Zustand. Für den Einsatz teiltransparenter Blenden im Allgemeinen und elektrochromer Blenden im Speziellen erfolgt eine Abschätzung der optischen Leistungsfähigkeit sowie eine Optimierung der Blendengeometrie.

Die Wirkung einer Blende hängt wesentlich vom konkreten Aufbau des optischen Gesamtsystems und den Anforderungen an die Korrektur von Bildfehlern sowie die Unterdrückung von Falsch- und Streulicht oder die Beeinflussung der Schärfentiefe ab. Da diese Aspekte je nach Anwendung stark variieren, wird im Folgenden lediglich der Einfluss auf die Schärfentiefe eines ideal abbildenden Systems näher betrachtet. Dieser wird wesentlich durch die Blende bestimmt. Eine Ausweitung der hier getroffenen Aussagen auf bildfehlerbehaftete Systeme ist grundsätzlich denkbar, bleibt jedoch Gegenstand künftiger Untersuchungen.

Zur Beurteilung der Abbildungsqualität wird üblicherweise die Auflösung des optischen Systems in der Bildebene bewertet. Die Analyse der Schärfentiefe erfordert jedoch eine Charakterisierung der Abbildungen in einem axial ausgedehnten Bereich um die ideale Bildebene. Die Berechnung der geometrisch-optischen Abbildungstiefe legt mit dem zulässigen Zerstreuungskreis eine Auflösungsgrenze fest, bis zu der eine Abbildung auf dem Empfänger noch als scharf wahrgenommen wird und vergleicht diese mit dem geometrischen Spotdurchmesser (siehe Kap. 2.4.3). Bei einer wellenoptischen Beschreibung wird der Bildkontrast anhand der Übertragungsfunktion des Systems ausgewertet (siehe Kap. 2.4.4).

2.4.2 Verstimmbare elektrochrome Blenden

Die Wirkungsweise der hier genutzten elektrochromen Blenden beruht auf der Abhängigkeit der Transmission vom Ladungszustand einer Dünnschicht aus dem halbleitenden Polymer Poly-3,4-ethylendioxythiophen (PEDOT). Eine Reduktion bzw. Oxidation des Polymers führt zu einer spektralen Verschiebung des Absorptionsspektrums und damit zu einer Änderung der Transmission im optischen Spektralbereich.

Eine schematische Darstellung der hergestellten Blende⁴ ist in Abb. 2.8a zu sehen [32]. Das Element besteht aus zwei 1,2 mm dicken Glasträgern, welche zur Kontaktierung mit transparenten Elektroden aus Indium-Zinn-Oxid (ITO, Indium-Tin-Oxide) beschichtet sind. Die aktuierbare Blendenringstruktur ist jeweils auf den Innenseiten der Glasträger als 300 nm dicke PEDOT-Schicht auf einer ITO-Elektrode aufgetragen und über UV-Lithografie sowie nass- und trockenchemische Ätzverfahren strukturiert. Die beiden Glasplatten werden, durch ein Trockenresist getrennt, mit einem Abstand von ca. 50 μm zueinander ausgerichtet und gebondet. Durch die Strukturierung des Resists wird eine kreisförmige Kavität erzeugt, welche unter Vakuum mit Elektrolyt gefüllt und mit Epoxidharz abgedichtet wird. Die elektrische Kontaktierung erfolgt über Kontaktpads an der ITO-Schicht. Die Aktuierungsspannung zum Schalten zwischen transmittierendem und absorbierendem Zustand beträgt $\pm 1,5$ V. Nach dem Schalten bleibt der Zustand erhalten, sodass keine permanente Leistungsaufnahme erforderlich ist. Eine Charakterisierung der spektralen Transmissionseigenschaften ist in Kap. 5.5.1 gezeigt.

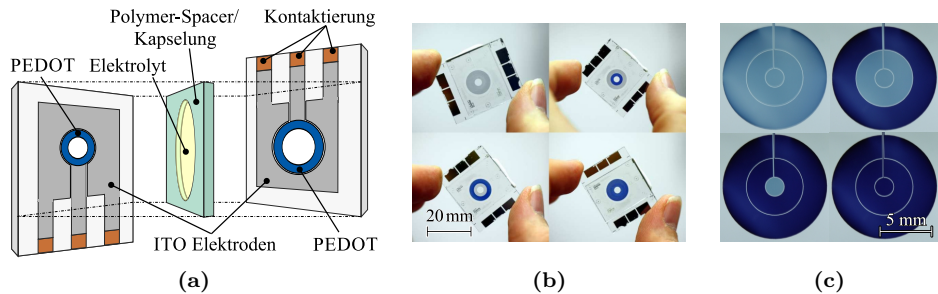


Abb. 2.8: (a) Schema des Aufbaus einer verstimmbaren Blende mit PEDOT und Aktuierungszustände einer geöffneten, teilgeschlossenen und geschlossenen Blende mit (b) zwei bzw. (c) drei steuerbaren Teilsegmenten. (Die Bilder wurden freundlicherweise von Tobias Deutschmann und Egbert Oesterschulze vom Fachbereich Physik der TU Kaiserslautern zur Verfügung gestellt.)

Die Strukturierung der ITO- bzw. PEDOT-Schicht ermöglicht eine weitestgehend freie Gestaltung einzeln schaltbarer Blendensegmente. Die Irisblende in Abb. 2.8b ist aus einem transparenten, kreisförmigen Bereich im Zentrum mit einem Durchmesser von 3 mm sowie zwei schaltbaren, ringförmigen Blendensegmenten mit den Außendurchmessern 7 und 10 mm aufgebaut [43]. Durch die Aufteilung der Elektrodenstrukturierung auf beide Glasplatten ist jeweils die gesamte Ringstruktur aktuiierbar.

⁴Herstellung durch Tobias Deutschmann (Fachbereich Physik, TU Kaiserslautern) innerhalb des Projektes „AdaScan“ im Rahmen des DFG-Schwerpunktprogrammes SPP 1337.

Über eine zusätzliche Unterteilung der ITO-PEDOT-Schicht lassen sich wie in Abb. 2.8c auch mehr als zwei schaltbare Blendensegmente realisieren [44]. Durch eine Aktuierung des gesamten Blendenbereiches kann, ohne Beeinflussung der numerischen Apertur, auch nur die Bildhelligkeit angepasst werden. Für die Leiterbahnen zur Kontaktierung der inneren Elektroden sind die äußeren Segmente einseitig unterbrochen. An diesen Stellen ist eine Steuerung der Transmission nicht möglich. Da bei einer Verkleinerung die Leiterbahnen jedoch nicht linear mit der Blendengröße skaliert werden können, führt dies zu einem signifikanten Einfluss der nicht aktuierbaren Bereiche für kleine Blendendurchmesser.

Für die Kombination mit den in Kap. 2.2.1 präsentierten verstimmbaren Mikrolinsen wurden ebenfalls Blenden mit einem Außendurchmesser von 3 mm hergestellt.

2.4.3 Geometrisch-optische Schärfentiefe

Die folgenden Betrachtungen zur Bestimmung der Schärfentiefe eines optischen Systems basieren auf dem geometrischen Strahlenmodell. Als Schärfentiefe ist hierbei der Abstand zwischen zwei Ebenen vor und hinter der Objektebene definiert, deren Bilder unter Berücksichtigung des zulässigen Zerstreuungskreises gerade noch aufgelöst werden können. Als Kriterium zur Bildbewertung wird der Durchmesser der bildseitigen Randstrahlen herangezogen [13]. Der zulässige Zerstreuungskreis ist vom Auflösungsvermögen des Empfängers abhängig. Werden digitale Bildsensoren für die Aufnahme des Bildes eingesetzt, ist die Pixelgröße für die Bewertung der Schärfentiefe entscheidend. Um den Kontrastabfall eines defokussierten Bildpunktes wahrnehmen zu können, muss der Zerstreuungskreis mindestens einen Durchmesser der doppelten Pixelgröße umfassen.

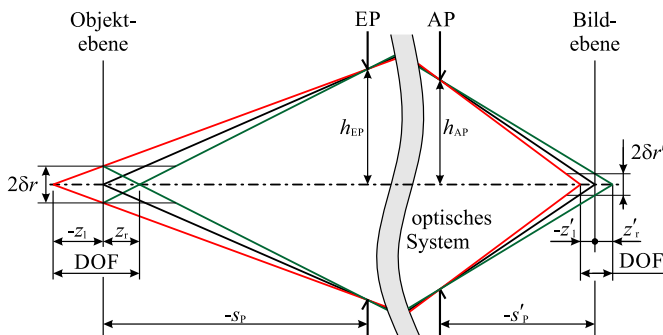


Abb. 2.9: Randstrahlverlauf nach dem geometrischen Modell zur Berechnung der Schärfentiefe.

In Abbildung 2.9 sind die durch die Eintrittspupille (EP) und Austrittspupille (AP) begrenzten Randstrahlen zur Abbildung eines Achspunktes dargestellt. Dabei gibt die bildseitige Schnittweite s'_P die Lage des ideal fokussierten Bildes an. Der Durchmesser des Zerstreungskreises $2\delta r'$ definiert über die Randstrahlen die Schnittweite vor und hinter dem ideal fokussierten Achspunkt, die aufgrund des Auflösungsvermögens des Sensors noch als scharf wahrgenommen werden. Aus dem Strahlensatz ergeben sich für die objektseitigen Schärfentiefebereiche

$$z_l = \frac{s_P}{\frac{h_{EP}}{\delta r} - 1} \quad \text{und} \quad z_r = -\frac{s_P}{\frac{h_{EP}}{\delta r} + 1}. \quad (2.27)$$

Für eine große Aperturöffnung h_{EP} des optischen Systems und einen kleinen zulässigen Zerstreungskreis sind z_r und z_l betragsmäßig gleich. Die Schärfentiefe des Systems vereinfacht sich somit für $\frac{h_{EP}}{\delta r} \gg 1$.

$$\begin{aligned} |\text{DOF}| &= |-z_l + z_r| \\ &= 2s_P \left(\frac{h_{EP}}{\delta r} - \frac{\delta r}{h_{EP}} \right)^{-1} \approx 2s_P \frac{\delta r}{h_{EP}} \end{aligned} \quad (2.28)$$

$$\approx 2s_P \frac{\delta r'}{|\beta'| h_{EP}} \quad (2.29)$$

Über den Abbildungsmaßstab des optischen Systems β' wird der bildseitige Zerstreungskreis zur Berechnung genutzt und damit der Bezug zum Auflösungsvermögen des Bildsensors berücksichtigt.

Das Auflösungsvermögen von aktuellen Bildsensoren $\delta r'$ liegt im Bereich von wenigen Mikrometern, wobei diese sowohl für klassische als auch für mikrooptische Systeme nur geringfügig variieren. Die Vereinfachung nach Gl. (2.29) gilt demnach, solange die Aperturöffnung des Systems hinreichend groß ist. Insbesondere für mikrooptische Systeme, mit relativ kleinen Öffnungen, kann dies zu Abweichungen führen.

Abbildung 2.10 zeigt den Verlauf der Schärfentiefe im Bereich $h_{EP}/\delta r = 1 \dots 10$ für das exakte und das angenäherten Modell sowie deren Abweichung. Für ein Verhältnis von $h_{EP}/\delta r = 10$ liegt der Fehler bereits im Bereich von 1 %. Die in dieser Arbeit untersuchten optischen Systeme mit Blendenöffnungen im Bereich von wenigen Millimetern, weisen mit einem Verhältnis von $h_{EP}/\delta r \approx 1000$ demzufolge keine signifikanten Abweichungen vom vereinfachten Modell nach Gl. (2.29) auf.

Die daraus näherungsweise ermittelte Schärfentiefe im Objektbereich ist optisch konjugiert mit der Abbildungstiefe des Achsobjektpunktes im Bildraum.

$$|\text{DOF}'| = 2 \delta r' \cdot \frac{s'_P}{h_{AP}} \quad (2.30)$$

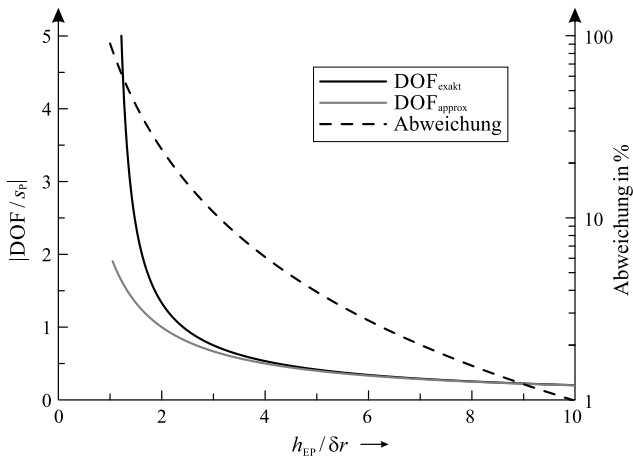


Abb. 2.10: Vergleich der geometrisch-optischen Schärfentiefe nach dem exakten Modell und der Vereinfachung für $\frac{h_{EP}}{\delta r} \gg 1$.

Die objektseitige Schärfen- bzw. bildseitige Abbildungstiefe eines optischen Systems ist somit grundsätzlich durch den zulässigen Zerstreungskreis $\delta r'$ (Pixelgröße) und die Lage der Öffnungsblende festgelegt. Durch eine Verkleinerung des Blendenradius vergrößert sich die Schärfentiefe, wobei geometrisch-optisch für $h_{EP/AP} \rightarrow 0$ eine Abbildung mit unendlich ausgedehntem Schärfebereich realisiert werden kann. Eine Verringerung des Blendendurchmessers führt jedoch beugungsbedingt zu einer Verbreiterung der Punktbildfunktion und damit zu einem Abfall der Bildschärfe. Eine Bewertung der wellenoptischen Beugungseffekte erfolgt in Kap. 5.3.

2.4.4 Wellenoptische Abbildungstiefe

Der geometrische Ansatz zur Bestimmung der Abbildungstiefe ist korrekt, solange die Abbildung nicht durch eine beugungsbedingte Aufweitung des Spots dominiert wird. Insbesondere in mikrooptischen Systeme sind die Aperturen jedoch gering und Beugungseffekte relativ groß. Die Charakterisierung der Abbildungsqualität des defokussierten Systems erfolgt deshalb auch durch die Beurteilung des Bildkontrastes. Dieser wird üblicherweise als frequenzabhängiger Kontrastverlauf in Form der Modulationsübertragungsfunktion (MTF) angegeben. Diese ergibt sich aus dem Betrag der optischen Übertragungsfunktion (OTF) des Systems.

Eine praktikable Methode zur Berechnung und Darstellung der OTF in Abhängigkeit der Defokussierung des Systems bietet die Ambiguity-Funktion (AF). Diese wurde in den 1950er Jahren von Woodward [45] für die Anwendung in der

Radartechnik eingeführt. Papoulis [46] hat sie für die Optik zur Beschreibung der Fresnel-Beugung bei kohärenter Abbildung weiterentwickelt und Brenner [47] zeigte, dass sie als eine polare Darstellung der OTF für die Beschreibung der Defokussierung genutzt werden kann. Demnach sind in der AF die Übertragungsfunktionen für alle Defokussierungszustände in Abhängigkeit von der Pupillenfunktion des optischen Systems dargestellt. Weite Verwendung fand diese Eigenschaft beim sogenannten „Wavefront-Coding“ [48, 49]. Hierbei wird durch eine Phasenkodierung der Pupillenfunktion [50, 51, 52] eine Vergrößerung der Abbildungstiefe erreicht. Im Folgenden liegt der Schwerpunkt auf der Amplitudenmodulation.

Für die AF gilt nach [46] die Definition:

$$\text{AF}(u, y_{\text{AF}}) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(v + u/2) \cdot P^*(v - u/2) \cdot e^{(2\pi j v y_{\text{AF}})} \, dv. \quad (2.31)$$

Die Funktion P beschreibt die übertragene Wellenfront des Systems und P^* deren Konjugierte.

In optischen Systemen wird die Wellenfront durch die Pupillenfunktion beschrieben. Wird eine zweidimensionale Apertur mit einer separierbaren Pupillenfunktion angenommen, kann diese durch die eindimensionale Funktion $P(h)$ vollständig beschrieben werden. Bei einer Apodisierung durch die Transmissionsfunktion $T(h)$ und ohne Beeinflussung der Phase folgt unter Benutzung der normierten spatialen Frequenz $u = h/r_{\text{Apt}}$ die Pupillenfunktion

$$P(u) = \begin{cases} \sqrt{T} & \text{für } |u| \leq 1, \\ 0 & \text{für } |u| > 1. \end{cases} \quad (2.32)$$

Die Verschiebung der Bildeffebene $\Delta z'$ wird durch den Defokussierungsparameter ψ quantifiziert:

$$\psi = \frac{\pi \cdot r_{\text{Apt}}^2}{\lambda} \cdot \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{a' + \Delta z'} + \frac{1}{f'} \right) = \frac{2\pi}{\lambda} W_{20}. \quad (2.33)$$

Dieser ist sowohl von der Blendenöffnung r_{Apt} als auch der Wellenlänge abhängig. Die Objektweite a ist der Abstand⁵ zwischen Objektebene und objektseitiger Hauptebene, die Bildweite a' ist der Abstand zwischen bildseitiger Hauptebene und der Gaußschen Bildebene. Der Defokussierungszustand wird auch durch die Aberrationskonstante W_{20} beschrieben.

⁵Der Abstand wird vorzeichenbehaftet, bezogen auf die jeweilige Hauptebene, betrachtet.

Die Wellenfrontmodulation durch Apodisierung in der Blende und Defokussierung der Bildeffangenebene ergibt somit

$$Q(u) = P(u) \cdot e^{(j\psi u^2)} \quad (2.34)$$

Die optische Übertragungsfunktion des Systems ist somit ebenfalls separierbar und wird durch die eindimensionale Funktion

$$\text{OTF}(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} Q(v + u/2) \cdot Q^*(v - u/2) dv \quad (2.35)$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} P(v + u/2) \cdot P^*(v - u/2) \cdot e^{(2j\psi uv)} dv \quad (2.36)$$

beschrieben.

Ein Vergleich der OTF mit Gl. (2.31) zeigt, dass die AF nach einer Transformation von y_{AF} in die Übertragungsfunktion über geht.

$$\text{OTF}(u) = \text{AF} \left(u, \frac{\psi u}{\pi} \right) \quad (2.37)$$

Die Variable y_{AF} aus Gl. (2.31) beschreibt die Defokussierung, womit die OTF eines defokussierten Systems aus den Funktionswerten der AF entlang der Ursprungsgeraden $y_{\text{AF}} = \psi u$ folgt. Der Funktionsverlauf entlang der u -Achse mit $y_{\text{AF}} = 0$ entspricht somit der OTF eines ideal fokussierten Systems.

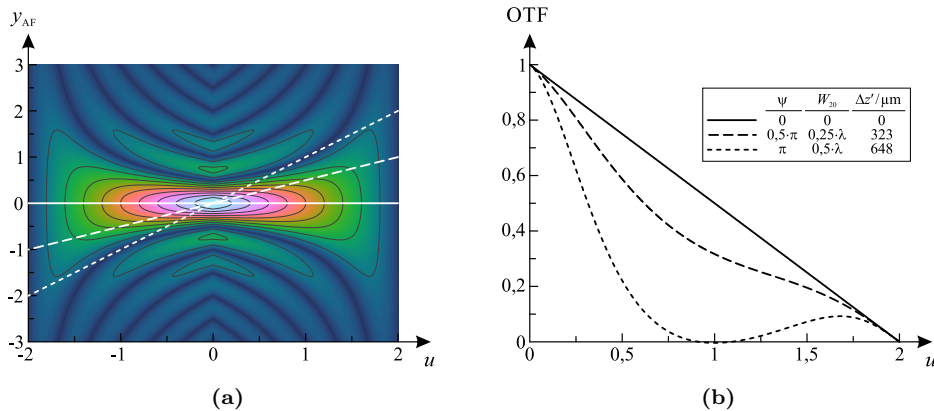


Abb. 2.11: (a) Ambiguity-Funktion für eine rechteckige Pupillenfunktion mit Geraden für unterschiedliche Defokussierungsabstände und (b) OTFs als Projektion der entsprechenden Funktionswerte der AF auf die u -Achse [53].

In Abbildung 2.11a ist die AF für eine ideal abbildende Linse und eine quadratische Blende ohne Apodisierung ($P(u) = 1$ für $|u| \leq 1$ und $P(u) = 0$ für $|u| > 1$) dargestellt. Die Ursprungsgeraden entsprechen den in Tab. 2.1 aufgeführten Defokussierungszuständen ψ bzw. W_{20} . Der Defokussierungsabstand $\Delta z'$ ergibt sich nach Gl. (2.33) bei einer Wellenlänge von $\lambda = 630 \text{ nm}$ für ein optisches System⁶ mit einem Abbildungsmaßstab von $\beta' = -1$, den Objekt- und Bildweiten $-a = a' = 160 \text{ mm}$, einer Brennweite von $f' = 80 \text{ mm}$ und einer Öffnung von $r_{\text{Apt}} = 5 \text{ mm}$. Die optischen Übertragungsfunktionen für die gewählten

Defokussierungszustand	ψ	W_{20}	$\Delta z'$ in μm
(1)	0	0	0
(2)	$0,5\pi$	$0,25\lambda$	323
(3)	π	$0,5\lambda$	648

Tab. 2.1: Übersicht der Größen ψ , W_{20} und $\Delta z'$ zur Beschreibung der Defokussierungszustände für die Bestimmung der optischen Übertragungsfunktionen.

Defokussierungsabstände sind in Abb. 2.11b über die normierte Ortsfrequenz u aufgetragen. Im ideal fokussierten Fall für $\psi = 0$ ist der erwartete lineare Abfall zu erkennen, welcher der Autokorrelation der Pupillenfunktion entspricht. Mit zunehmender Defokussierung fällt der Kontrast und damit die übertragbare Grenzfrequenz stark ab.

2.4.5 Ambiguity-Funktion einer kreisförmigen Apertur

Die vereinfachte eindimensionale Berechnung der AF bzw. OTF für rechteckige Aperturen in Kap. 2.4.4 setzt die Separierbarkeit der Pupillenfunktion voraus. Diese ist für kreisförmige Aperturen jedoch nicht erfüllt. In [47] ist die AF für zweidimensionale Pupillenfunktion in allgemeiner Form wie folgt gegeben:

$$\begin{aligned} \text{AF}_{2\text{D}}(u_1, u_2, y_{\text{AF1}}, y_{\text{AF2}}) &= \iint_{-\infty}^{+\infty} P(v_1 + u_1/2, v_2 + u_2/2) \\ &\quad \times P^*(v_1 - u_1/2, v_2 - u_2/2) \\ &\quad \times e^{[2\pi j(v_1 y_{\text{AF1}} + v_2 y_{\text{AF2}})]} dv_1 dv_2. \end{aligned} \quad (2.38)$$

Aus Gründen der Vereinfachung wird eine Einheitsenergie der Pupillenfunktion angenommen.

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} |P(u_1, u_2)|^2 du_1 du_2 = 1 \quad (2.39)$$

⁶Die gewählten Größen entsprechen dem in Kap. 5.4 zur experimentellen Bestimmung der Abbildungstiefe beispielhaft genutzten System.

Ist dies nicht gegeben, wird die Übertragungsfunktion durch Division der AF mit dem Flächenintegral aus Gl. (2.39) normiert. Analog zu Gl. (2.37) folgt für die optische Übertragungsfunktion

$$\text{OTF}(u_1, u_2) = \text{AF}_{2\text{D}} \left(u_1, u_2, \frac{\psi u_1}{\pi}, \frac{\psi u_2}{\pi} \right). \quad (2.40)$$

Die Bestimmung der OTF eines defokussierten Systems geht somit grundsätzlich auf die Berechnung der AF mit vier unabhängigen Variablen zurück.

Für ein optisches System mit kreisförmiger Apertur und einer radialsymmetrischen Pupillenfunktion muss die OTF jedoch auch radialsymmetrisch sein [53]. Als radiale, normierte Pupillenkoordinate wird

$$\rho(u_1, u_2) = \sqrt{u_1^2 + u_2^2}. \quad (2.41)$$

eingeführt. Die Berechnung der AF vereinfacht sich somit durch Substitution von $u_1 = \rho$, $y_{\text{AF}1} = y_{\text{AF}}$ und $u_2 = y_{\text{AF}2} = 0$ zu

$$\begin{aligned} \text{AF}_r(\rho, y_{\text{AF}}) &= \text{AF}_{2\text{D}}(\rho, 0, y_{\text{AF}}, 0) \\ &= \iint_{-\infty}^{+\infty} P(v_1 + \rho/2, v_2) \cdot P^*(v_1 - \rho/2, v_2) \cdot e^{(2\pi j v_1 y_{\text{AF}})} \, dv_1 \, dv_2. \end{aligned} \quad (2.42)$$

Analog zu Gl. (2.37) lässt sich die Übertragungsfunktion aus

$$\text{OTF}_r(\rho) = \text{AF}_r \left(\rho, \frac{\psi \rho}{\pi} \right) \quad (2.43)$$

ableiten. Die Interpretation der AF bei einer radialsymmetrischen Pupillenfunktion entspricht somit dem eindimensionalen Fall einer separierbaren, rechteckigen Blende nach Kap. 2.4.4. In Abbildung 2.12a ist die AF einer kreisförmigen Blende mit Geraden für unterschiedliche Defokussierungsabstände dargestellt. Die Übertragungsfunktion für den ideal fokussierten Fall ($\psi = 0$) zeigt den charakteristische Verlauf der Autokorrelation der Kreisfunktion.

In der Definition der Pupillenfunktion können auch weitere Aberrationen berücksichtigt werden. Für eine vereinfachte eindimensionale Berechnung der AF müssen diese jedoch radiale Symmetrie aufweisen. Dies beinhaltet neben der Defokussierung auch den Öffnungsfehler, nicht jedoch Koma oder Astigmatismus.

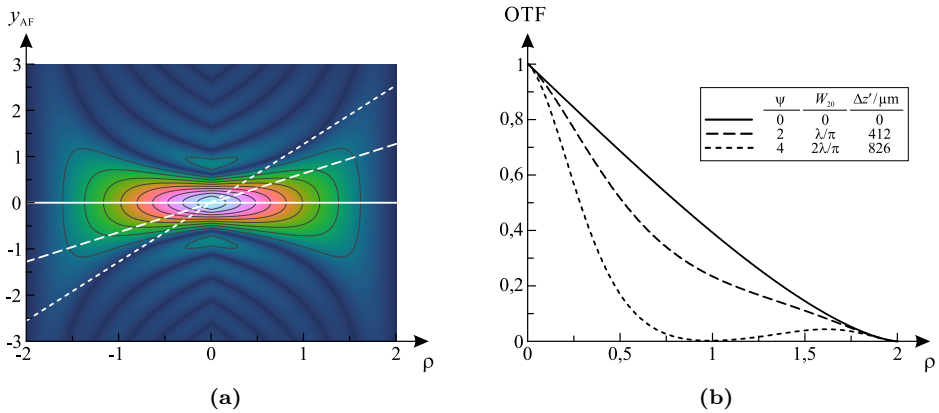


Abb. 2.12: (a) Ambiguity-Funktion für eine kreisförmige Pupillenfunktion mit den (b) OTFs für unterschiedliche Defokussierungsabstände [53].

2.5 Optische Materialeigenschaften

Die Eigenschaften von optischen Gläsern und Kunststoffen für klassische, nicht adaptive Systeme sind weitestgehend gut spezifiziert und mitunter auf die jeweiligen Anwendungsbereiche hin optimiert. Für den Aufbau adaptiver Elemente kommen neue Materialien zum Einsatz. Die ursprüngliche Verwendung dieser Stoffe liegt meist nicht im optischen Einsatzbereich, wodurch sie aus der Literatur nicht hinreichend spezifiziert sind. Durch Änderung von Prozessparametern bei der Herstellung kann es außerdem zu einer Streuung der optischen Eigenschaften kommen. Ebenfalls können sich diese durch Verschmutzung und Zerfallsprozesse mit der Zeit ändern sowie durch die Aktuierung aufgrund von Deformation und Temperatureinfluss variieren.

Im Folgenden werden zur Charakterisierung der adaptiven Elemente und zur Auslegung der funktionalen Demonstratorsysteme die Brechzahlen von AlN sowie die Absorptionseigenschaften der verstimmbaren Blende in Abhängigkeit von der Wellenlänge bestimmt. Der spektrale Brechzahlverlauf des verwendeten Immersionsöls ist im Datenblatt [54] spezifiziert.

2.5.1 Aluminiumnitrid als Membranmaterial

Die Brechzahl von AlN wird durch eine ellipsometrische Bestimmung an einer auf Silicium abgeschiedenen AlN-Schicht durchgeführt⁷. Die dabei ermittelte Schichtdicke des AlN beträgt 490 nm. Der Herstellungsprozess der Schicht entspricht, ab-

⁷Die Vermessung erfolgte durch Pascal Schley am Fachgebiet Technische Physik 1 der TU Ilmenau.

gesehen vom DRIE-Ätzprozess zum Freistellen der Membran, dem der genutzten verstimmbaren Bauelemente.

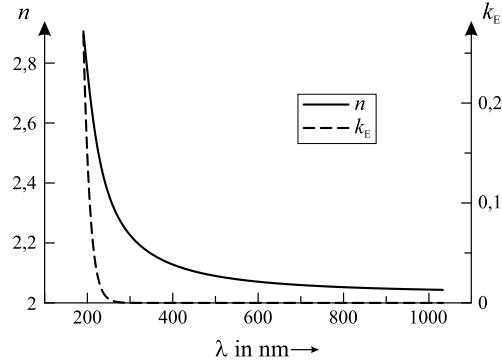


Abb. 2.13: Spektrale Abhängigkeit der komplexen Brechzahl (Realteil n und Extinktionskoeffizient k_E) von Aluminiumnitrid im Bereich $\lambda = 200 \dots 1000$ nm.

Der spektrale Brechzahlverlauf und der Extinktionskoeffizient sind in Abb. 2.13 dargestellt. Aluminiumnitrid besitzt demnach mit $n_d = 2,0725$ bei $\lambda = 587,6$ nm im Vergleich zu PDMS mit $n_d \approx 1,41$ [55], PMMA mit $n_d \approx 1,49$ [56] oder klassischen Gläsern eine relativ hohe Brechzahl. Über den sichtbaren Spektralbereich fällt die Brechzahl von $n_{350} = 2,1639$ auf $n_{750} = 2,0557$ ab. Die Dispersion von AlN ist mit einer Abbe-Zahl von $\nu_d = 36,2$ vergleichbar mit hochbrechenden Flintgläsern mittlerer Dispersion [57].

Im Wellenlängenbereich $\lambda < 300$ nm zeigt sich ein deutlicher Anstieg der Brechzahl bis zu einem Wert von $n_{200} = 2,7759$. Durch eine Bandlücke des AlN kommt es unterhalb einer Wellenlänge von 200 nm zur vollständigen Absorption.

Die Brechzahl lässt sich in guter Näherung durch die Cauchy-Gleichung⁸

$$n_{\text{AlN}} = 2,0311 + \frac{1,322872 \cdot 10^4}{\lambda^2} + \frac{3,695984 \cdot 10^8}{\lambda^4} \quad (2.44)$$

beschreiben, wobei im Fitbereich von $\lambda = 350 \dots 750$ nm eine Standardabweichung zum gemessenen Brechzahlverlauf von $\sigma = 6,35 \cdot 10^{-5}$ vorliegt. Mit einer Abweichung von $\sigma_{\text{IR}} = 2,52 \cdot 10^{-4}$ für $\lambda > 750$ nm ist diese für den IR-Bereich geringfügig größer. Im UV-Bereich kommt es mit $\sigma_{\text{UV}} = 9,37 \cdot 10^{-2}$ für $\lambda < 350$ nm zu größeren Abweichung von Gl. (2.44), wobei dieser Bereich durch zunehmende Absorptionsverluste im AlN sowie der genutzten Immersionsöle für die hier betrachteten Anwendungen nicht relevant ist.

Es wurden zudem drei weitere Proben vermessen, welche sich durch eine Änderung des Sauerstoffgehaltes beim Abscheidprozess des AlN auf Silicium unterscheiden. Der Vergleich zeigt eine Abweichung der Brechzahl im sichtbaren Spektralbereich von $\Delta n \approx 0,05$. Der Herstellungsprozess hat demzufolge einen

⁸ λ in nm

wesentlichen Einfluss auf die optischen Eigenschaften. Für Anwendungen mit hoher spektraler Empfindlichkeit ist somit eine Charakterisierung der Brechzahl für das konkret hergestellte AlN durchzuführen.

2.5.2 Immersionsfluid für adaptive Linsen und Prismen

Das verwendete Immersionsöl (Cargille, Type A) besitzt bei einer Wellenlänge von $\lambda = 587,6 \text{ nm}$ eine Brechzahl von $n_d = 1,515$ und eine Dispersion von $\nu_d = 41,3$.

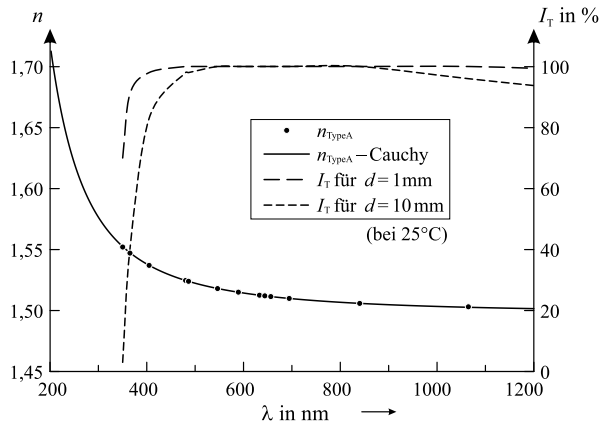


Abb. 2.14: Brechzahl des verwendeten Immersionsöls Cargille Type A und Transmission für die Dicken 1 und 10 mm.

In Abbildung 2.14 sind der Brechzahlverlauf sowie die Transmission im sichtbaren Spektralbereich dargestellt [54]. Mit den Cauchy-Koeffizienten⁸ kann die Brechzahl näherungsweise durch

$$n_{\text{TypeA}} = 1,497493 + \frac{5,710316 \cdot 10^3}{\lambda^2} + \frac{1,247624 \cdot 10^8}{\lambda^4} \quad (2.45)$$

beschrieben werden. Die Absorptionsverluste der hier verwendeten Fluidlinsen und Prismen werden aufgrund der geringen Mittendicken von einigen Hundert Mikrometern bis wenigen Millimetern vernachlässigt.

3 Adaptive Linsen aus Aluminiumnitrid-Membranen

Die Wirkungsweise der in dieser Arbeit verwendeten Bauelemente zur veränderbaren Strahlablenkung beruht auf Dünnschichten aus Aluminiumnitrid. Im Folgenden wird untersucht, welchen Einfluss die Verwendung dieses Materials auf die optische Leistungsfähigkeit des Systems hat. Aluminiumnitrid ist im optischen Spektralbereich oberhalb von 200 nm transparent. Die hergestellten Membranen sind ca. 500 nm dünn und flexibel. Dies ermöglicht den Einsatz als passive Trennschicht zwischen Immersionsöl und Luft zur Realisierung deformierbarer Linsenoberflächen sowie ebener Prismenflanken. Die hohe Brechzahl von AlN führt jedoch zu signifikanten Fresnelreflexionen. Bei einer Membrandicke im Bereich der Wellenlänge treten zudem Interferenzerscheinungen auf, welche zu einer spektralen Abhängigkeit der Transmissionseigenschaften führen.

Weiterhin lassen sich unter Ausnutzung von thermo- und piezoelektrischen Effekten Aktorkonzepte für verstimmbare Prismen [33] oder lokal verformbare Linsenflächen [58, 59, 60] verwirklichen.

3.1 Optische Charakterisierung der Membranen

Die Bestimmung der komplexen Brechzahl von AlN erfolgt durch spektrale Ellipsometriemessung (siehe Kap. 2.5.1). Auf Basis des ermittelten Brechzahlverlaufes ist es möglich, Transmission und Reflexion an den Grenzflächen sowie Absorption in Abhängigkeit der Membrandicke zu berechnen. Zur Verifizierung werden ebenfalls Transmissionsmessungen an den freigestellten Membranen durchgeführt.

Aufgrund der geringen Dicke werden im Folgenden der Schnittweitenversatz und etwaige Abbildungsfehler durch die in den Strahlengang eingebrachte Linsenmembran vernachlässigt. Wegen der hohen Brechzahl und der geringen Dicke haben jedoch Interferenzeffekte einen signifikanten Einfluss auf das Transmissionsverhalten. Insbesondere für wellenlängenabhängige Anwendungen wie z. B. für hyperspektrale Abbildungssysteme [61, 62] ist dieser Einfluss zu berücksichtigen.

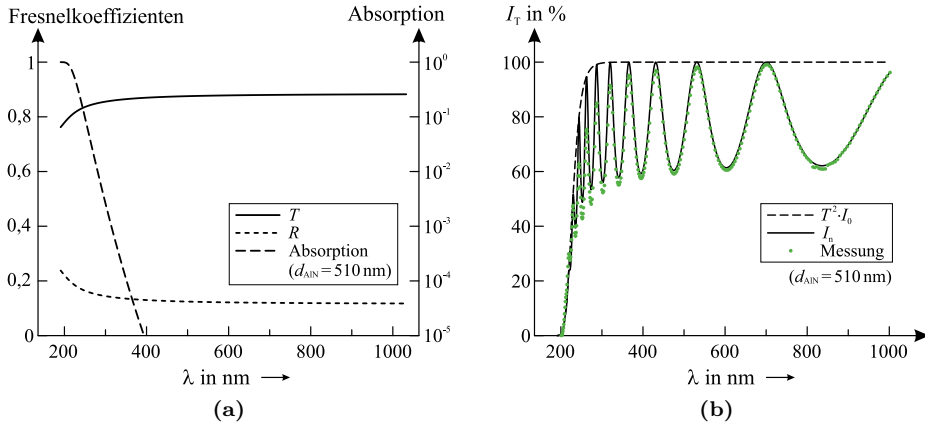


Abb. 3.1: (a) Fresnelkoeffizienten für Reflexion und Transmission von AlN sowie Absorption einer 510 nm dicken Membran im Bereich $\lambda = 200 \dots 1000$ nm. (b) Spektrale Transmission einer AlN-Membran im Vergleich mit der idealen Transmission auf Basis von Interferenz der Mehrfachreflexionen an den AlN-Luft-Grenzflächen.

3.1.1 Fresnelverlust am AlN-Luft-Grenzübergang

Aus dem Brechzahlverlauf nach Kap. 2.5.1 lassen sich die Fresnelanteile von Reflexion und Transmission ermitteln. Für einen Grenzflächenübergang AlN/Luft bei senkrechtem Einfall sind diese in Abb. 3.1a über die Wellenlänge aufgetragen. Bei einer mittleren Wellenlänge λ_d werden 12,3 % des einfallenden Lichtes reflektiert und 87,7 % transmittiert. Der dargestellte Absorptionsverlauf folgt aus dem ellipsometrisch bestimmten Extinktionskoeffizienten nach Gl. (2.12) für eine Membrandicke von 510 nm. Bei den hier realisierten Membranstärken von wenigen hundert Nanometern ist eine Absorption beim Durchlaufen für den sichtbaren Spektralbereich weitestgehend vernachlässigbar.

Abbildung 3.1b zeigt die spektrale Transmissionsfunktion¹ einer freistehenden AlN-Membran in Luft im Bereich $\lambda = 200 \dots 1200$ nm.

Erwartungsgemäß ist durch die Bandlücke des AlN ein starker Abfall der Transmission unterhalb von 300 nm erkennbar. Die Transmission moduliert zwischen ca. 60 % und 100 % im sichtbaren Spektralbereich, wobei die Periode mit der Wellenlänge zunimmt. Mit Hilfe der komplexen Brechzahl lässt sich dieser Verlauf unter Einbeziehung von Absorption auf Basis von Vielstrahlinterferenz an einer AlN-Schicht mit einer Dicke von 510 nm rekonstruieren. Ursachen für die Abweichung von der ellipsometrisch bestimmten Membrandicke sowie der Ab-

¹gemessen am Spektrometer: „Cary 5000 UV-Vis“

sorptionsverluste im Bereich kleiner Wellenlängen sind die Vernachlässigung von Grenzflächenschichten zwischen AlN und Silicium sowie der Oberflächenrauheit.

Ausgehend von der Transmission einer ebenen, freistehenden AlN-Membran wird im Folgenden durch eine vereinfachte Modellbeschreibung auf Basis von Vielstrahlinterferenz der Einfluss der Membranauslenkung sowie des Immersionsöls auf die Transmissionseigenschaften des verstimmbaren Bauelementes untersucht. Hierbei werden die Fresnelreflexionen an den Grenzflächen und Absorption in der AlN-Schicht sowie die Dispersion des genutzten Immersionsöls berücksichtigt.

3.1.2 Transmission einer verkippten Membran

Das in Kap. 4.1 beschriebene verstimmbare Prisma basiert auf einer verkippten AlN-Membran mit angrenzendem Immersionsfluid. Für die Betrachtung der Transmissionseigenschaften wird zunächst nur die geneigte AlN-Schicht ohne Immersion berücksichtigt. Diese verhält sich wie ein Fabry-Perot-Interferometer (Etalon) bei schrägem Lichteinfall (siehe Kap. 2.1.4).

Die Beschreibung der transmittierten Intensität an dünnen Schichten nach Gl. (2.10) lässt sich unter Berücksichtigung der Absorption durch den Absorptionsgrad A zu folgender Beziehung erweitern (siehe Anhang A):

$$I_{T\text{ abs}} = \frac{A(1 - R)^2}{1 + (AR)^2 - 2AR \cos \phi} \cdot I_0. \quad (3.1)$$

Für den Reflexionsgrad gilt Gl. (2.7). Der Absorptionsgrad folgt nach Gl. (2.12) über den Absorptionskoeffizienten α und die zurückgelegte Weglänge in der Schicht.

$$A = \frac{I_T}{I_0} \quad (3.2)$$

$$= e^{-\alpha d / \cos \varepsilon'} \quad (3.3)$$

In Abb. 3.2 ist der spektrale Transmissionsverlauf für Neigungswinkel zwischen $\varepsilon = 0^\circ \dots 40^\circ$ dargestellt. Der Gangunterschied zwischen den transmittierten Teilwellen nimmt nach Gl. (2.8) für zunehmende Neigungswinkel ab. Dies hat zur Folge, dass sich die Interferenzmaxima bei Verkipfung der AlN-Membran hin zu kleineren Wellenlängen verschieben. Aufgrund der geringen Dicke der AlN-Membranen ist der Gangunterschied, und damit die Verschiebung, jedoch gering. Für die auf Basis von AlN-Membranen derzeit realisierten Mikroprismen mit einstellbaren Neigungswinkeln von $\gamma < 10^\circ$ ist der Effekt somit vernachlässigbar.

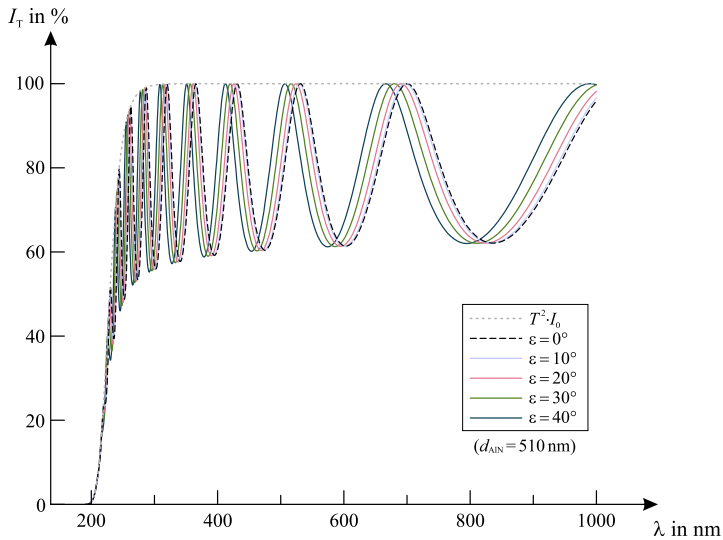


Abb. 3.2: Spektrale Transmission einer um $\varepsilon = 0^\circ \dots 40^\circ$ verkippten AlN-Membran der Dicke $d = 510$ nm unter Berücksichtigung der Absorption im Bereich $\lambda = 200 \dots 1000$ nm.

3.1.3 Transmission bei Durchbiegung der Membran

Die Umsetzung verstimmbarer Mikrolinsen beruht auf der sphärischen Verformung der AlN-Membranen. Wie sich die spektrale Transmission einer verformten Membran für unterschiedliche Krümmungen ändert, ist in Abb. 3.3a dargestellt.² Der Krümmungsradius wird dabei von $r_C = \infty$ für eine ebene, nicht aktivierte AlN-Membran bis zu einer maximalen Verformung mit $r_C = r_{\text{Apt}} = 1,5$ mm variiert. Eine Verringerung des Krümmungsradius der Membran führt zu einer Verschiebung der Transmissionskurve hin zu kleineren Wellenlängen sowie zu einer Verringerung der Modulation.

Dieses Verhalten lässt sich anhand der obigen Betrachtungen bezüglich der geneigten AlN-Membran veranschaulichen. Die gekrümmte Membranform kann durch ein Polyeder mit stückweise ebenen Membranabschnitten unterschiedlicher Neigung beschrieben werden. Die Überlagerung der Interferenzeffekte aus den einzelnen Membranabschnitten führt zu einer Mittelung und damit zu einer geringeren Modulation. Die Verschiebung der Kurve resultiert aus dem Anteil stark geneigter Abschnitte, welcher für kleinere Krümmungsradien zunimmt.

²Energetische Berechnung der transmittierten Intensität mit der Software ASAP[®].

Der minimale Krümmungsradius der realisierten AlN-Membranen³ mit einer Aperturöffnung von $r_{\text{Apt}} = 1,5 \text{ mm}$ liegt bei $r_{\text{C sph}} \approx 26 \text{ mm}$ für sphärische und $r_{\text{C zyl}} \approx 16 \text{ mm}$ für zylindrische Deformation. Die Verschiebung der Transmissionsmaxima sowie die Modulationsänderung sind somit für den Einsatz verstimmbarer AlN-Membranlinsen im Bereich abbildender Mikrosysteme praktisch vernachlässigbar.

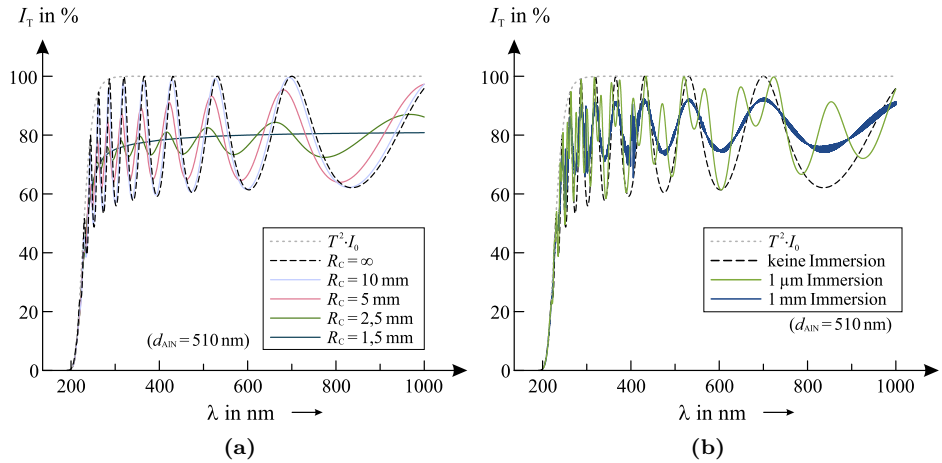


Abb. 3.3: Spektrale Transmission einer (a) gekrümmten AlN-Membran in Luft und (b) einer ebenen AlN-Membran, die einseitig durch eine Immersionsschicht der Dicke $1 \mu\text{m}$ bzw. 1 mm begrenzt wird.

3.1.4 Einfluss der Immersion auf die Transmission

Die bisherigen Betrachtungen berücksichtigen die Vielstrahlinterferenz der Teilwellen, welche aus den Fresnelreflexionen beider Membranoberflächen resultieren. Durch die relativ große Brechzahl des AlN wird beim Grenzflächenübergang in Luft ein hoher Lichtanteil reflektiert. Dies hat eine starke Modulation des transmittierten Lichtes zur Folge.

Die Immersion führt zu einer Absenkung des Brechzahlunterschiedes und damit des Reflexionsgrades an einer Grenzfläche der AlN-Membran. Außerdem wirkt die mit Immersionsöl gefüllte Kavität durch den zusätzlichen Grenzflächenübergang von Öl zu Luft ebenfalls als Resonator und führt somit zu einer zusätzlichen Modulation der Transmission. Im Allgemeinen ist die durchlaufene optische Weglänge innerhalb der Immersion und damit der Gangunterschied zwischen den inter-

³Bestimmt aus der Profilvermessung am Weißlicht-Interferenzmikroskop über die Maximalauslenkung bei einem angelegten Druck von $p = 200 \text{ mbar}$.

ferierenden Teilwellen vergleichsweise groß, was grundsätzlich eine hochfrequente Modulation zur Folge hat.

In Abbildung 3.3b ist die Transmission der ebenen AlN-Membran mit einer angrenzenden Immersionsschicht unterschiedlicher Dicke dargestellt. Die Grundmodulation durch die Interferenz an der AlN Schicht bleibt weiterhin sichtbar. Der überlagerte hochfrequente Anteil nimmt jedoch mit Vergrößerung der Weglänge zu. Bei realistischen Mittendicken der verstimmbaren Bauelemente spielt dieser Anteil somit keine Rolle. Zum einen wird dieser spektral nicht aufgelöst, zum anderen treten die Interferenzeffekte nur bei ausreichend großer Kohärenzlänge auf.

3.2 Leistungsfähigkeit druckgesteuerter Membranlinsen

Die optische Funktionalität der hier verwendeten adaptiven Linsen beruht auf der druckinduzierten Verformung der AlN-Membran. Die Charakterisierung der Linsenperformance erfolgt durch eine Profilvermessung der Membranoberfläche sowie eine Wellenfrontmessung mittels Shack-Hartmann-Sensor für einen Druckbereich von $p = 0 \dots 200$ mbar. Somit ist eine Differenzierung zwischen dem Einfluss der Membran sowie des gesamten Linsenkörpers, einschließlich Immersion und Verkapselung, auf die Abbildungsqualität möglich.

3.2.1 Profilvermessung der sphärischen Linsen

Die Profilvermessung der Linsenoberfläche erfolgt durch Weißlicht-Interferenzmikroskopie⁴ an befüllten Linsen mit einer Öffnung von $r_{\text{Apt}} = 3$ mm. Aufgrund der geringen Dicke der AlN-Membran ist der Einfluss von Biegung im Randbereich gering. Die gemessene Profilgeometrie lässt sich somit durch Skalierung auch auf andere Membrandurchmesser übertragen. Aus der Deformation, welche durch die mechanischen Eigenschaften der AlN-Membran hervorgerufen wird, lässt sich bereits auf die optische Leistungsfähigkeit schließen. In Kapitel 3.2.4 erfolgt auch die Berücksichtigung von Volumeneffekten durch eine Wellenfrontmessung.

In Abbildung 3.4a ist das Profil einer sphärischen AlN-Membran bei einer Druckansteuerung von $p = 50$ mbar dargestellt. Die Profilquerschnitte sowie die jeweiligen, an die Messdaten gefitteten, Kreisfunktionen sind in Abb. 3.4b für Drücke bis $p = 200$ mbar aufgetragen. Die maximale Abweichung der Oberfläche von der als ideal angenommenen sphärischen Form beträgt über den mittleren Bereich der Membranoberfläche ca. $\Delta = 0,05 \mu\text{m}$ für einen angelegten Druck

⁴Messgerät: Wyco NT9300 von Veeco

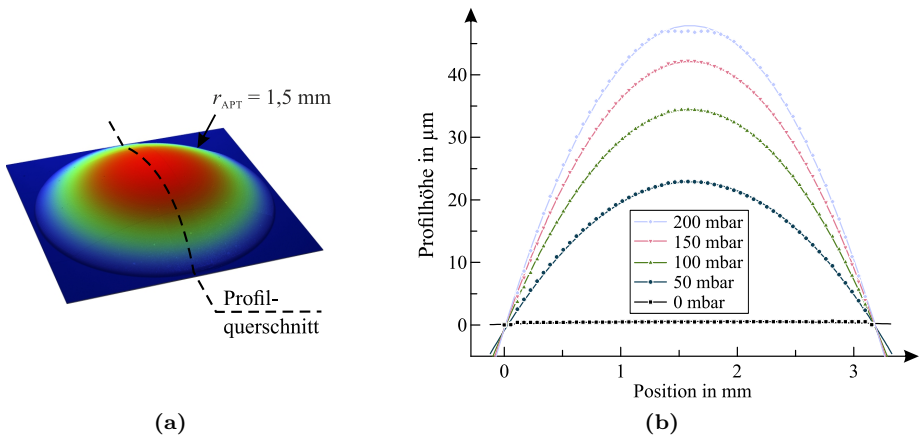


Abb. 3.4: (a) Profil einer angesteuerten AlN-Membranlinse mit kreisförmiger Randgeometrie bei einem Durchmesser von 3 mm und (b) Profilquerschnitte einer nicht aktuierten Linse sowie bei Druckbeaufschlagung mit $p = 50, 100, 150$ und 200 mbar.

von $p = 50$ mbar und bis zu $\Delta = 0,4 \mu\text{m}$ für $p = 200$ mbar. Die Abweichung ist damit geringer als 1% der maximalen Auslenkung. Im Randbereich von $100 \mu\text{m}$ um die Membraneinspannung steigt die Abweichung leicht an, zeigt jedoch keinen signifikanten Einfluss von Biegeeffekten. Dies resultiert aus dem geringen Aspektverhältnis des Membranquerschnittes, mit einer Dicke von ca. 500 nm und einem Durchmesser von bis zu 3 mm .

Die erreichbare maximale Auslenkung bei Druckansteuerung hängt wesentlich von den inneren Spannungen im AlN ab, welche vom Herstellungsprozess beeinflusst werden [25]. Je größer die Zugspannung ist, desto geringer ist die erreichbare Auslenkung der Membranen. Dafür weisen zugverspannte Membranen auch bei geringem Ansteuerdruck eine glatte Oberfläche auf. Die Maximalauslenkung und damit die erreichbare Maximalbrechkraft der Linse ist für druckverspannte Membranen größer. Bei diesen kommt es jedoch zu wellenförmigen Deformationen im Randbereich der Membran, welche erst bei größeren Ansteuerdrücken verschwinden.

Die adaptive Leistungsfähigkeit wird durch den Verstimmbereich der Linsen beschrieben. In Abbildung 3.5 ist die gemessene Maximalauslenkung der AlN-Membran über den angelegten Druck dargestellt. Der Anstieg der Kurve, und damit der Verstimmungseffekt, nimmt dabei mit zunehmendem Ansteuerdruck ab.

Um den Bereich der maximalen Verstimmung auszunutzen und einen Bruch der AlN-Membran durch zu hohe Druckbelastung zu vermeiden, werden die Linsen im

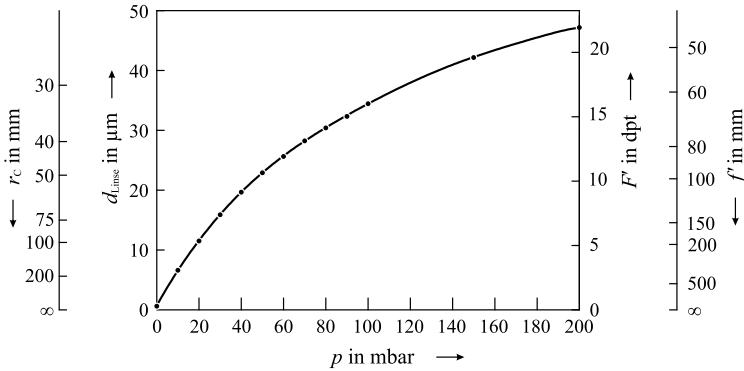


Abb. 3.5: Variation der maximalen Auslenkung einer kreisrunden AlN-Membran mit einem Durchmesser von 3 mm bei Druckänderung. Die Skalierungen der y-Achse geben den Durchstimmbereich bezogen auf Krümmungsradius, Brechkraft und Brennweite an.⁵

Experiment mit einem Druck von $p \leq 200$ mbar angesteuert. Für den gegebenen Membrandurchmesser von 3 mm resultiert daraus ein erreichbarer Krümmungsradius von $r_{\text{C sph}} = 23,8$ mm. Dies führt zu einer Linse⁵ mit einer maximalen Brechkraft von $\hat{F}'_{\text{sph}} = 21,6$ dpt bzw. einer minimalen Brennweite von $\hat{f}'_{\text{sph}} = 46,3$ mm (siehe Achsenskalierung).

3.2.2 Profilvermessung der Zylinderlinsen

Die Verformung der Zylinderlinsen ist in Abb. 3.6 für eine Druckansteuerung von $p = 10$ mbar dargestellt. Maßgeblich für die optische Funktionalität ist der zentrale Bereich mit einer Größe von (3×3) mm². Der Profilverlauf in diesem Bereich weist eine leicht torische Form auf. In Abbildung 3.7 ist die Änderung der Auslenkung und des Krümmungsradius sowie der daraus resultierende Durchstimmbereich von Brechkraft und Brennweite über den Druck dargestellt. Die maximal erreichbare Auslenkung von $d_{\text{Linse}} = 70,1$ μm , bei $p \leq 200$ mbar im wirksamen Schnitt quer zur Längsachse der Membrangeometrie, ist im Vergleich zu sphärischen Membranen um ca. 50 % größer und ermöglicht eine maximale Linsenbrechkraft⁵ von $\hat{F}'_{\text{zyl}} = 32$ dpt. Der Profilquerschnitt im unwirksamen Schnitt entlang der Längsachse zeigt ebenfalls einen leicht gekrümmten Verlauf. Im Vergleich zum wirksamen Schnitt ist die Auslenkung dabei um etwa zwei Größenordnungen geringer und bleibt bei Druckänderung weitestgehend konstant. Bei Ansteuerung der Linse zeigt sich weiterhin eine sphärische Deformation des Si-Chips, welche linear mit dem Druck zunimmt.

⁵Für eine Immersion mit Cargille TypeA ($n_d = 1,515$).

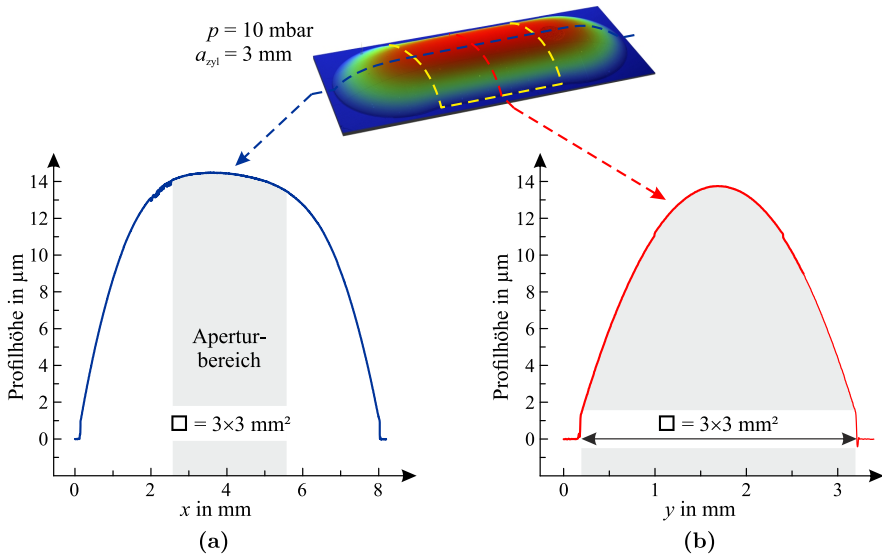


Abb. 3.6: Profil einer mit $p = 10 \text{ mbar}$ angesteuerten Zylinderlinse mit einer Apertur von $(3 \times 3) \text{ mm}^2$ und Querschnitt im (a) unwirksamen und (b) wirksamen Schnitt.

Das Oberflächenprofil der Zylinderlinse weist somit im zentralen Bereich bei einem Druck von $p = 200 \text{ mbar}$ eine minimale Brennweite von $f'_y = 31 \text{ mm}$ im wirksamen und $f'_x \approx 3700 \text{ mm}$ im unwirksamen Schnitt auf.

3.2.3 Bewertung der Oberflächenqualität

Die Abbildungsqualität der verstimmbaren Linsen wird am Beispiel einer sphärisch verformten AlN-Membranlinse mit einem Durchmesser von 3 mm und einem Ansteuerdruck von 30 mbar analysiert. Ziel dieser Untersuchung ist eine Quantifizierung geometrischer und beugungsoptischer Effekte sowie die Bestimmung, welchen Einfluss Abblenden auf die Abbildungsqualität hat.

Zur Charakterisierung wird das am Weißlicht-Interferenzmikroskop gemessene Oberflächenprofil der aktuierten Linsenmembran als Grenzfläche einer Plan-konvex-Linse mit einer Immersion von $n = 1,515$ in ZEMAX[®] importiert. Die Linse wird durch ein kollimiertes Strahlenbündel beleuchtet und die bildseitige Strahlkaustik zur Bewertung der Abbildungsqualität analysiert.

Mit einer Brennweite von $f' \approx 153 \text{ mm}$ beträgt die numerische Apertur der Einzellinse $NA' \approx 0,01$ und führt bei einer Wellenlänge von $\lambda = 633 \text{ nm}$ zu einem Durchmesser des beugungsbegrenzten Airy-Scheibchens von $D_{\text{Airy}} = 79 \mu\text{m}$. Das

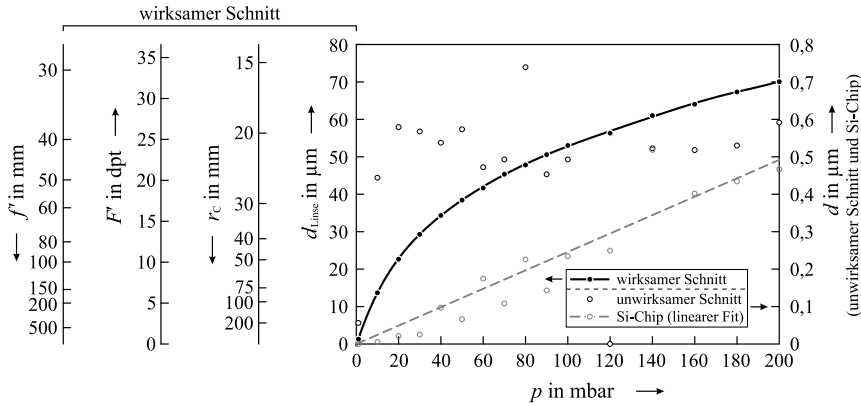


Abb. 3.7: Verstimmbereich der Zylinderlinsenmembran für einen Druckbereich bis $p = 200$ mbar und Durchbiegung des Si-Chips.

Spotbild in Abb. 3.8a zeigt mit einem RMS-Radius von 92 μm eine Spotgröße, die deutlich über dem Beugungslimit liegt und somit trotz der geringen Apertur ein aberrationsbegrenztes System vermuten lässt. Ursächlich für die weite Streuung der Spots sind Stitching-Artefakte aus der Vermessung des Oberflächenprofils. Diese erzeugen lokal steile Flanken im Profilverlauf und verursachen somit Ausreißer im Spotdiagramm, welche nicht durch den realen Profilverlauf begründet sind. In den folgenden Betrachtungen werden für eine realistische Beurteilung der Abbildungsqualität deshalb nur die Spotdaten in einem Radius von 200 μm um den Spotmittelpunkt berücksichtigt. Der RMS-Radius aller Spots innerhalb dieser Begrenzung beträgt 38 μm . Das System zeigt somit bei $p = 30$ mbar keinen dominanten Einfluss von Aberrations- oder Beugungseffekten. Ein größerer Ansteuerdruck führt zu einer größeren Brechkraft und damit zu einer größeren numerischen Apertur der Linse. Das System ist somit zunehmend aberrationsbegrenzt.

Ein weiteres Kriterium zur Beurteilung der Abbildungsqualität sowie zur Wahl einer optimalen Blende ist die Encircled Energy in Abhängigkeit vom Öffnungsdurchmesser der Linse. In Abbildung 3.8b ist der Durchmesser, welcher 80 % der Spotpunkte einschließt, über den Öffnungsdurchmesser aufgetragen. Die Kurve zeigt für große Öffnungen lediglich einen geringen und erst im Bereich $D_{\text{Apt}} \leq 0,5$ mm einen deutlichen Abfall, wobei dieser durch die bereits erwähnten Stitching Artefakte verursacht wird.

Abblenden führt demnach nur zu einer unwesentlichen Reduzierung der geometrischen Abbildungsfehler. Im Bereich $D_{\text{Apt}} = 2,7 \dots 3$ mm ist ein steilerer Kurvenverlauf erkennbar, welcher aus der Deformation im Randbereich der Membraneinspannung resultiert. Aufgrund der geringen Membrandicke ist dieser Ef-

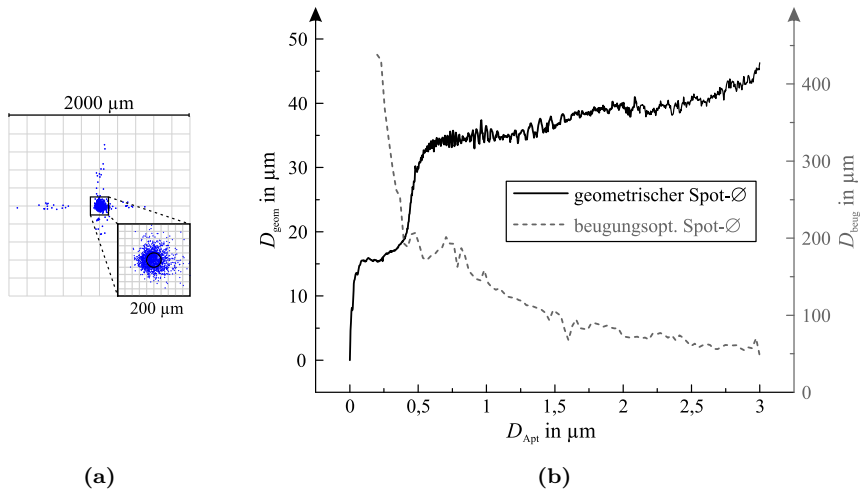


Abb. 3.8: (a) Spotdiagramm einer sphärischen AlN-Membranlinse mit einem Ansteuerdruck $p = 30$ mbar und (b) Variation des geometrischen bzw. beugungsoptischen Spotdurchmessers beim Abblenden.

fekt sehr gering. Eine zusätzliche Begrenzung der Linsenöffnung ist somit nicht erforderlich.

Eine Bewertung der beugungsoptischen Abbildungsqualität erfolgt äquivalent durch die Encircled Energy der Punktbildfunktion. Die in Abbildung 3.8b dargestellte Kurve zeigt den Spotdurchmesser, der 80% der Gesamtintensität des Beugungsbildes einschließt. Dieser steigt für kleine Aperturdurchmesser signifikant an. Abblenden führt somit zu einer Verringerung der Abbildungsqualität.

3.2.4 Bewertung von Volumeneffekten

Die Simulation der Abbildungsleistung unter Berücksichtigung des gemessenen Profils bezieht zwar die reale Oberflächengeometrie der Membran ein, idealisiert jedoch den Verlauf durch die Linse über ein Medium konstanter Brechzahl. Mit einer Wellenfrontmessung wird im Folgenden die Lichtausbreitung durch die gesamte Linsenstruktur mit dem Einfluss von Membran, Immersion sowie deren Kapselung berücksichtigt. Hierdurch wird auch den Einfluss etwaiger Brechzahl-schwankungen, beispielsweise durch Schlieren oder Gaseinschlüsse im Immersionsöl, erfasst.

Die Messung erfolgt mit einem Shack-Hartmann-Wellenfrontsensor (SHS) bei einer Wellenlänge von $\lambda = 633$ nm. Die adaptive Linse ist als Plan-konvex-Linse auf einem LTCC-Modul (vgl. Kap. 7.2.2) mit einer Mittendicke von ca. 1,5 mm und einer Öl-Immersion mit der Brechzahl $n_{632,8} = 1,5125$ ausgelegt, wobei die

Linse durch ein Deckglas und die AlN-Membran begrenzt wird. Die Linse ist mit der verstimmbaren Membran zum SHS hin orientiert und wird durch einen aufgeweiteten, kollimierten HeNe-Laser beleuchtet. Der Strahldurchmesser wird nach der Linse durch eine Teleskopoptik auf die Größe des SHS angepasst.

In Abbildung 3.9 sind exemplarisch die gemessene Wellenfront für $p = 30$ mbar sowie die Aberrationen für einen Ansteuerdruck bis 200 mbar dargestellt. Die Aberrationen geben die Abweichungen der gemessenen Wellenfront zu einer idealen Linse bei Abzug des Gleichanteils, der x- und y-Verkipfung sowie der Defokussierung an. Mit zunehmendem Ansteuerdruck weist die Wellenfront eine radiale Krümmungsänderung auf. Dies hat eine Variation der Brechkraft mit zunehmender Linsenöffnung zur Folge.

Die Bewertung der Leistungsfähigkeit erfolgt über die MTF für die unterschiedlichen Drücke. In Abbildung 3.10 sind, für einen Druck von 30 mbar, vergleichend die MTFs aus der Wellenfrontmessung und der Simulation mit dem Oberflächenprofil nach Kap. 3.2.3 dargestellt. Beide Kurven weisen keinen signifikanten Unterschied auf. Die Lichtausbreitung durch die Linse führt somit zu keiner erkennbaren Verschlechterung der Abbildungsqualität, sodass Brechzahlvariationen innerhalb der Immersion weitestgehend ausgeschlossen werden können. Die Messung der Wellenfront erfolgte dabei mit einer Abtastrate des SHS-Sensors von 33×34 Messpunkten. Der Einfluss von kleineren Diskontinuitäten im Brechzahlverlauf bspw. durch Lufteinschlüsse oder Fremdkörper wird somit nicht erfasst. Die Phasenbilder in Abb. 3.9 zeigen jedoch Fehlpixel, welche ein Hinweis für Störungen der Wellenfront dieser Art sind. Eine Berücksichtigung von Streueffekten aufgrund von Trübungen der Immersion, sowie Rauigkeiten der Grenzflächen führt ebenfalls zu Einschränkungen der Abbildungsleistung (siehe Kap. 7.1.3).

Des Weiteren sind die gemessenen Kurvenverläufe der MTF für die Aktuierdrücke $p = 100$ und 200 mbar dargestellt. Durch die ansteigende Brechkraft

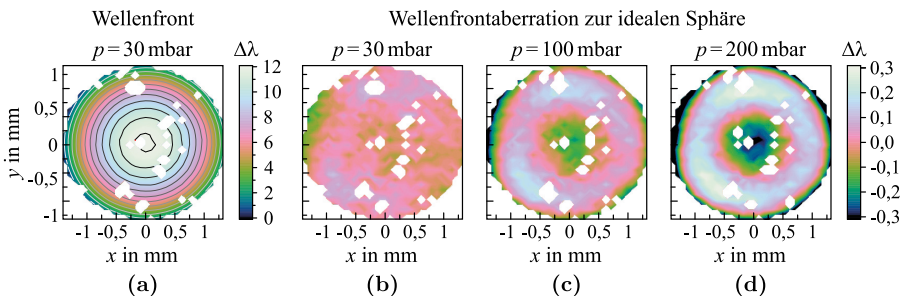


Abb. 3.9: (a) Wellenfront einer Plan-konvex-Linse mit sphärischer AlN-Membran für $p = 30$ mbar sowie (b-d) die Abweichung zu einer idealen Linse für $p = 30 \dots 200$ mbar.

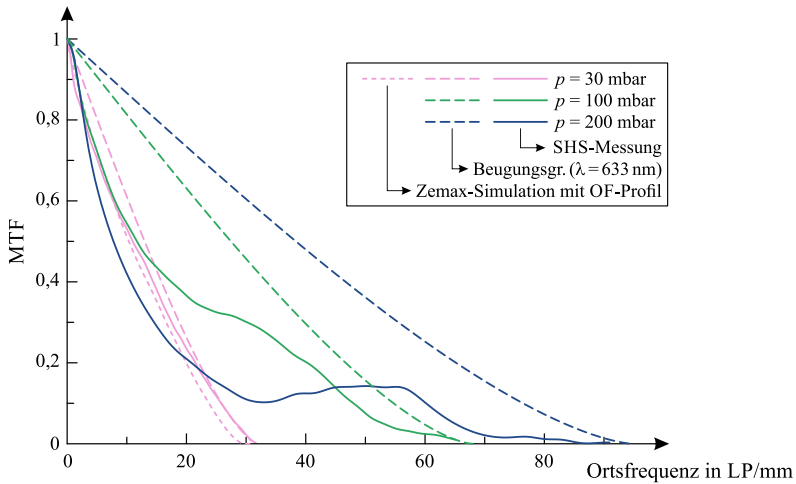


Abb. 3.10: Modulationsübertragungsfunktion einer sphärischen AIN-Membranlinse bei unterschiedlichem Aktuierungsdruck.

nimmt die numerische Apertur und damit die zu erwartende Grenzfrequenz mit dem Druck zu.

Für einen Aktuierungsdruck von 30 mbar ist der Kontrastverlauf nahezu beugungsbegrenzt und eine Abbildung bis zur Grenzfrequenz möglich. Mit steigendem Druck wird die Abbildung zunehmend durch geometrische Aberrationen dominiert. Dies führt zu einem starken Kontrastabfall über den gesamten Frequenzbereich und zu einer Verringerung der erreichbaren Grenzfrequenz.

Die Kurven für die beugungsbegrenzten Übertragungsfunktionen einer idealen Linse, geben die maximal erreichbare Abbildungsleistung für die entsprechenden numerischen Aperturen an. Aufgrund der geringen Öffnungen lässt sich diese bereits durch eine einzelne Plan-konvex-Linse mit ideal sphärischer Form realisieren. Die Abbildungsqualität der verstimmbaren Membranlinse als Einzellinse ist somit nur bei geringem Ansteuerdruck hinreichend gut.

3.3 Zusammenfassung – AIN-Linsen

In Kapitel 3 ist die aus den Materialeigenschaften der AIN-Membranen resultierende optische Leistungsfähigkeit der verstimmbaren Linsen und Prismen dargestellt. Aufgrund der hohen Brechzahl des AIN erfolgt durch Vielstrahlinterferenz eine wellenlängenabhängige Modulation der Transmission. Diese ist abhängig von Verkippung und Durchbiegung sowie von angrenzenden Immersionsschichten und muss insbesondere bei spektral auflösenden Systemen berücksichtigt werden. In

den hier demonstrierten Systemen führen hauptsächlich die hohen Fresnelverluste zu störendem Falschlicht.

Durch Profilvermessungen der druckbeaufschlagten Membranlinsen wurde der einstellbare Brennweitenbereich bestimmt. Dieser wird für die sphärischen Linsen durch eine minimale Brennweite von $\hat{f}'_{\text{sph}} = 46 \text{ mm}$ und für die Zylinderlinsen durch $\hat{f}'_{\text{zyl}} = 31 \text{ mm}$ begrenzt.⁶

Eine vergleichende Bewertung der erzielbaren Abbildungsqualität zeigt, dass die gesamte Linsenöffnung ohne signifikanten Einfluss von Randdeformationen genutzt werden kann und für dünne AlN-Linsen keine wesentlichen Aberrationen durch die Lichtausbreitung im Linsenvolumen zu erwarten sind. Für kleine Brechkräfte ergibt sich eine nahezu beugungsbegrenzte Abbildung.

⁶Jeweils für eine Aperturöffnung von 3 mm, einem angelegten Druck von $p = 200 \text{ mbar}$ und einer Brechzahl des Immersionsöls von $n = 1,515$.

4 Laterales Scannen zur Erweiterung des Bildfeldes

Die Leistungsfähigkeit des menschlichen Auges zum Erfassen der Umgebung mit einem großen Feldbereich beruht, neben der gekrümmten Netzhaut zum Ausgleich der Bildfeldwölbung [63], auf rotatorischen Augenbewegungen in horizontaler und vertikaler Richtung zur Anpassung des Blickwinkels. Die zu erfassenden Objekte werden durch eine entsprechende Orientierung des gesamten Augapfels in den Bereich des scharfen Sehens auf der Netzhaut abgebildet. Für eine Umsetzung dieser Rotationsbewegungen in einem adaptiven optischen System gibt es unterschiedliche Konzepte. Die im Folgenden diskutierten Ansätze haben keine mechanische Verkippung des gesamten optischen Systems, einschließlich der Bildebene, sondern ein Ablenken des abbildenden Strahlenganges mithilfe adaptiver Elemente zum Ziel. Durch das Einbringen einer verstimmbaren linearen Phase vor dem optischen System können unterschiedliche Feldbereiche mit der axialen Abbildungsleistung übertragen werden.

Zur Realisierung einer verstimmbaren linearen Phase werden im Rahmen dieser Arbeit zwei, auf Brechung basierende, Konzepte umgesetzt. Es werden die Leistungsfähigkeit sowie Möglichkeiten zur Vergrößerung des adaptiven Verstimmbereiches diskutiert.

4.1 Verstimmbares Mikroprisma zur Strahlablenkung

Eine Möglichkeit der Strahlablenkung in Transmission ist der Einsatz eines Prismas mit einem verstimmbaren Prismenwinkel. Eine praktische Umsetzung erfolgt durch ein gekapseltes Fluid, welches vorder- und rückseitig durch ebene, transparente Flächen begrenzt wird [33]. Diese Flächen sind als verkippbare AlN-Membranen und nicht kippbare Glasplättchen ausgeführt, deren Neigung zueinander einstellbar ist. Technologisch bedingt sind die Kippwinkel meist relativ gering, wodurch der Verstimmbereich stark eingeschränkt ist. Außerdem wird die Änderung des Prismenwinkels zunächst nur durch Verkippung einer der beiden Grenzflächen realisiert. Die zweite Fläche ist starr, senkrecht zur optischen Achse orientiert.

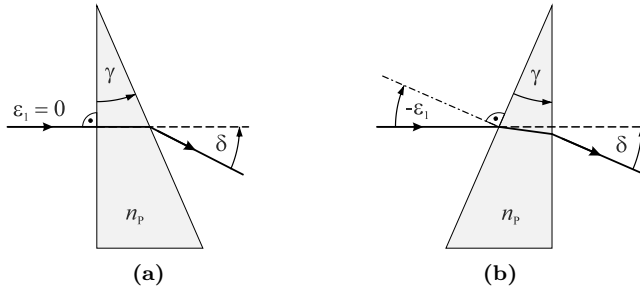


Abb. 4.1: Strahlenverlauf durch ein Prisma mit Keilwinkel γ und Brechzahl n_P zur Strahlenablenkung δ bei Verkipfung der (a) zweiten und (b) ersten Prismenfläche.

Analog zu Kap. 2.3.2 ist in Abb. 4.1 die Brechung eines waagrecht verlaufenden Strahles an einem Prisma mit der Brechzahl n_P im Hauptschnitt dargestellt. In Abbildung 4.1a erfolgt eine Verkipfung der zweiten und in Abb. 4.1b der ersten Prismenfläche. Der vorzeichenbehaftete Prismenwinkel γ zwischen den brechenden Flächen ist positiv bzw. negativ wenn die Orientierung der zweiten Prismenfläche aus einer mathematisch positiven bzw. negativen Drehung der ersten Prismenfläche um den eingeschlossenen Winkel γ erfolgt. Die Strahlenablenkung beim Durchgang durch das Prisma wird nach Gl. (2.25) berechnet.

Durch die Wahl des Einfallswinkels ε_1 wird die Orientierung des einfallenden Strahles zu den Prismenflächen festgelegt. Dies ermöglicht eine Berechnung der Ablenkung für unterschiedliche Anordnungen wie z. B. für $\varepsilon_1 = 0$ bei Verkipfung der zweiten oder für $\varepsilon_1 = -\gamma$ bei Verkipfung der ersten Prismenfläche. Bei schrägem Lichteinfall durch eine Drehung des Prismas sowie im Fall einer divergenten oder konvergenten Beleuchtung kann die Ablenkung durch eine entsprechende Anpassung des Einfallswinkels beschrieben werden (siehe Kap. 4.4).

In Kapitel 2.3 wird die Umsetzung eines adaptiven Prismas mit einer AlN-Membran als verkippbare, ebene Prismenfläche und einer Aktorik auf Basis einer thermomechanisch aktuierten AlN-Struktur vorgestellt. Der Kippwinkel der Prismenfläche kann dabei theoretisch bis zu $\gamma = 10^\circ$ betragen. Als Immersionsfluid wird ein konventionelles Immersionsöl¹ mit einer Brechzahl von $n_d = 1,515$ genutzt. Der erreichbare Ablenkwinkel des adaptiven Prismas entspricht somit nach Gl. (2.26) für kleine Winkel maximal $\delta_{\max} = 5,15^\circ$ und damit annähernd der Hälfte des Prismenwinkels.

Beim Aufbau eines optischen Systems zum lateralen Scannen mit einem einseitig verkippbaren Prisma dieser Bauart stellt sich die Frage, ob es eine vorteilhafte

¹Cargille, Type A (siehe Kap. 2.5.2)

Orientierung des Prismas im Strahlengang gibt. Zunächst wird untersucht, ob hinsichtlich eines maximalen Scanwinkels bzw. einer optimalen Abbildungsqualität die erste (Abb. 4.1b) oder zweite (Abb. 4.1a) Prismenfläche als verkippbare Ebene ausgeführt werden sollte.

Hierfür wird ein System aus einer Plan-konvex-Linse zur Abbildung eines im Unendlichen befindlichen Objektes betrachtet. Das Prisma zur Strahlableitung ist in der Eintrittspupille vor der Linse angeordnet. Die Linsenöffnung entspricht mit $D_{\text{Apt}} = 3 \text{ mm}$ den Spezifikationen der hier genutzten AlN-Linsen, wobei die Brennweite mit $f' = 22 \text{ mm}$ so gewählt ist, dass geometrischer und beugungsoptischer Spotdurchmesser in der gleichen Größenordnung liegen. Zur Charakterisierung des Systems werden für zwei unterschiedliche Orientierungen des Prismas die Ablenkwinkel bestimmt, unter denen bei Ansteuerung des Prismas die Abbildung in den Achspunkt der Bildebene erfolgt.

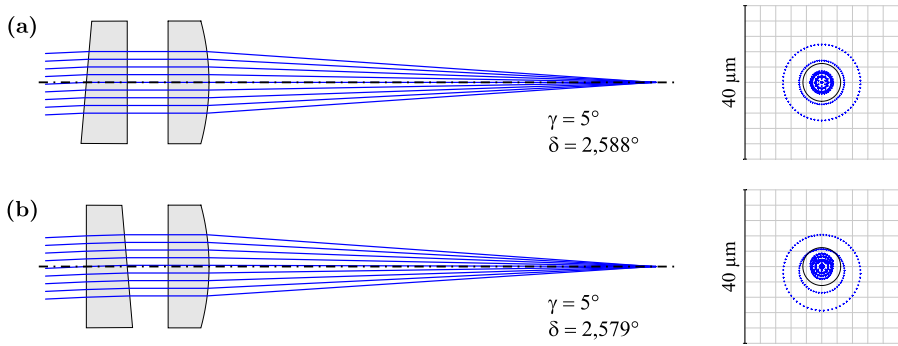


Abb. 4.2: Strahlableitung durch ein Prisma mit einem Keilwinkel von $\gamma = 5^\circ$ sowie die Spotdiagramme zur Abbildung in den Achspunkt der Bildebene, wobei die Strahlableitung (a) an einer Prismenfläche und (b) an beiden Prismenflächen erfolgt.

In Abbildung 4.2 sind der Strahlengang für die Abbildung eines Feldpunktes bei einer Verkipfung der ersten bzw. der zweiten Prismenfläche von $\gamma = 5^\circ$, sowie die resultierenden Spotdiagramme dargestellt. Die Abbildungsqualität hängt dabei wesentlich von der Blendenlage ab. Diese wurde beispielhaft in die erste Prismenfläche gelegt, sodass beim Scannen die Linse dezentriert durchlaufen wird. Die Abbildungsfehler und damit der RMS-Spotradius vergrößern sich somit geringfügig. Durch die Forderung eines achsparallelen Strahlenverlaufes nach dem Prisma, kann die ablenkende Wirkung, analog zu Abb. 4.1, für die umgekehrte Lichtrichtung beschrieben werden. Bei einer Verkipfung der vorderen Prismenfläche folgt $\varepsilon = 0^\circ$, bei Verkipfung der hinteren Fläche $\varepsilon = -\gamma$. Zur Charakterisierung des Scanbereiches sind in Abb. 4.3 für einen Variationsbereich des Prismenwinkels von $\gamma = 0^\circ \dots 40^\circ$ die erreichbaren Ablenkwinkel dargestellt.

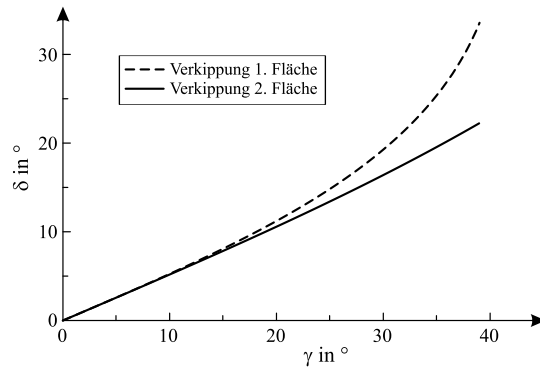


Abb. 4.3: Strahlablenkung durch ein Prisma mit vorder- bzw. rückseitig verkippter Prismenfläche zur Abbildung in den Achspunkt der Bildebene.

Bei Verkippung der vorderen Prismenfläche erfolgt die Ablenkung und damit die Brechung des Strahlenganges ausschließlich an der verkippten Prismenfläche; die hintere Fläche wird senkrecht durchlaufen. Durch die daraus resultierenden hohen Brechungswinkel folgt wegen der nicht linearen Abhängigkeit eine stärkere Ablenkung für größere Prismenwinkel.

Wird die hintere Prismenfläche verkippt, teilt sich die Brechung auf beide Flächen auf. Die Ablenkung für diesen Fall ist geringer, im Bereich $\gamma \leq 10^\circ$ ist jedoch kein signifikanter Unterschied des Ablenkwinkels erkennbar. Ein wesentlicher Vorteil dieser Anordnung liegt somit im weitestgehend linearen Verhalten der Kennlinie für zunehmende γ .

Hinsichtlich einer Maximierung des Scanwinkels ist das Prisma demzufolge grundsätzlich so zu orientieren, dass die Brechung vorwiegend an einer - der verkippten Fläche - erfolgt. Für kleine Prismen- bzw. Einfallswinkel ist dieser Effekt jedoch weitestgehend vernachlässigbar und führt für große Winkel zu einer nicht linearen Scanbewegung.

4.2 Strahlablenkung mit lateral verschobenen Zylinderlinsen

Eine weitere Möglichkeit zur Realisierung einer adaptiven linearen Phasenfunktion lässt sich durch den Einsatz von zwei lateral zueinander verschobenen Zylinderlinsen erreichen [36]. Abbildung 4.4 zeigt die Anordnung zweier Zylinderlinsen zur Strahlablenkung, deren Oberflächenprofil sich annähernd durch die parabolische Funktion

$$z = A_{zy1} (y - B_{zy1})^2 + C_{zy1} \quad (4.1)$$

beschreiben lässt. Dabei ist A_{zy1} ein Maß für die Krümmung der Linse, B_{zy1} entspricht der lateralen Verschiebung beider Linsen zueinander und C_{zy1} deren

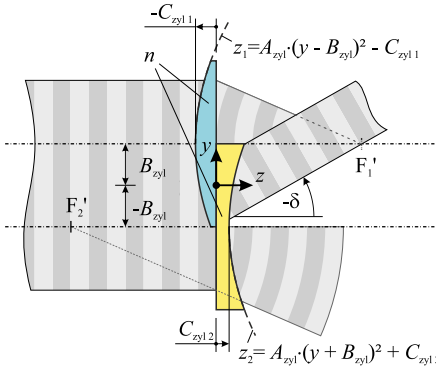


Abb. 4.4: Ablenkende Wirkung durch die Kombination von zwei lateral zueinander verschobenen Zylinderlinsen mit einem parabolischen Oberflächenprofil.

axialer Position. Für die gewählte Anordnung der Linsen folgt somit $A_{zy1,1} = A_{zy1,2} = A_{zy1}$ für die Krümmung, $B_{zy1,1} = -B_{zy1,2} = B_{zy1}$ für die laterale und $-C_{zy1,1} = C_{zy1,2}$ für die axiale Verschiebung. Um ein lineares Phasenprofil im Überlagerungsbereich $|2B_{zy1}|$ zu erhalten, muss eine Linse sammelnd und eine zerstreudend wirken. Aus dem Oberflächenprofil nach Gl. (4.1) ergibt sich als resultierendes Phasenprofil

$$\begin{aligned} \phi &= \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot [(n-1) \cdot z_1(A_{zy1}, B_{zy1}, -C_{zy1,1}) + (1-n) \cdot z_2(A_{zy1}, -B_{zy1}, C_{zy1,2})] \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot (n-1) \cdot [-4A_{zy1}B_{zy1} \cdot y - C_{zy1,1} - C_{zy1,2}]. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Für den Ablenkwinkel im Überlappungsbereich folgt $\delta = -\arctan(4A_{zy1}B_{zy1})$. Eine Variation des Ablenkwinkels ist demnach sowohl über die Änderung der Krümmung (A_{zy1}) als auch über den lateralen Versatz beider Linsen (B_{zy1}) möglich.

Klassische Ansätze zur Strahlablenkung mit Zylinderlinsenarrays setzen auf eine laterale Verschiebung der Arrays [36]. Der Einsatz verstimmbarer Zylinderlinsen ermöglicht nun ebenfalls eine Variation über die Änderung der Linsenkrümmung. Ein wesentlicher Vorteil dieser Methode ist die konstante Größe des Überlagerungsbereiches und damit der Apertur des Systems.

4.3 Vergrößerung der Strahlablenkung durch Zusatzoptiken

Ein Nachteil der auf Brechung beruhenden Strahlablenkung ist der vergleichsweise geringe Ablenkwinkel. Ursache hierfür ist die begrenzte Auslenkung der adaptiven Elemente und der geringe Brechzahlunterschied der verwendeten Medien. Eine

optische Verstärkung und damit eine Vergrößerung des Verstimmereiches kann durch den Einsatz vergrößernder optischer Instrumente sowie durch eine geeignete Anordnung der ablenkend wirkenden Bauelemente erreicht werden. Die folgenden Betrachtungen lassen sich sowohl auf verstimmbare Prismen nach Kap. 4.1 als auch auf die Zylinderlinsenkombination nach Kap. 4.2 übertragen.

Ein Ansatz zur Vergrößerung der Ablenkung verstimmbarer Prismen ist der Einsatz eines vergrößernden afokalen Systems, welches eine Verstärkung des Ablenkungswinkels bewirkt. Eine solche Anordnung aus einer Kombination von Einzellinse und Prisma zur Abbildung und Strahlableitung sowie einem vorgeschalteten umgedrehten Teleskop ist in Abb. 4.5 dargestellt.

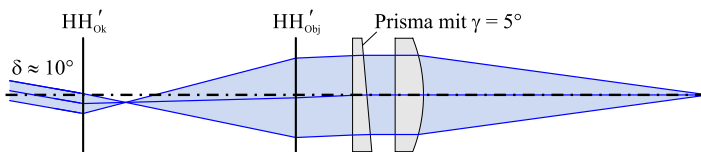


Abb. 4.5: Verstärkung der Strahlableitung eines Prismas durch ein vorgeschaltetes umgedrehtes Teleskop.

Ein Prismenwinkel von $\gamma = 5^\circ$ führt zu einem Scanwinkel des Prismas von $\delta \approx 2,5^\circ$. Mit einem Brennweitenverhältnis bzw. einer Vergrößerung des Teleskopes von $\Gamma' = f'_{\text{Obj}}/f'_{\text{Ok}} = 4$ vergrößert sich der Scanbereich auf

$$\delta = \Gamma' \cdot (n_P - 1) \cdot \gamma \approx 10^\circ. \quad (4.3)$$

Die Brennweiten von Objektiv und Okular dienen somit als Stellschrauben zur Verstärkung der adaptiven Wirkung.

Der Einsatz des Teleskops führt jedoch auch zu einer Verringerung der Eintrittspupille um den Faktor Γ' . Aufgrund der ohnehin geringen Aperturdurchmesser der hier eingesetzten adaptiven Elemente, wird dieser Ansatz im Weiteren nicht verfolgt.

4.4 Vergrößerung der Strahlableitung durch geneigte Prismenanordnung

Eine Möglichkeit der Vergrößerung des Verstimmereiches adaptiver prismatischer Bauelemente kommt ohne zusätzliche, verstärkend wirkende Teilsysteme aus und beruht auf der nicht linearen Abhängigkeit von Ablenk- und Einfallswinkel. Für kleine Winkel lässt sich die Strahlableitung beim Durchgang durch ein Prisma über eine lineare Abhängigkeit vom Prismenwinkel durch Gl. (2.26) beschreiben. Für große Einfallswinkel steigt diese jedoch nicht linear und damit

stärker an. Durch ein gedreht im Strahlenverlauf angeordnetes Prisma kann somit eine Vergrößerung der Ablenkung erreicht werden.

Die Rotation eines Prismas um den Winkel ω bewirkt eine Änderung des Einfallswinkels. In Abbildung 4.6a ist der schematische Strahlenverlauf bei einer Verkipfung der zweiten Prismenfläche und eine Prismenrotation um $-\omega$ zum einfallenden Strahl dargestellt. Die Strahlablenkung δ für diese Prismenanordnung folgt mit $-\varepsilon_1 = -\omega$ aus Gl. (2.25).

$$\delta = -\omega - \gamma + \sin^{-1} \left[n_P \cdot \sin \left(\gamma + \sin^{-1} \left(\sin \left(\frac{\omega}{n_P} \right) \right) \right) \right] \quad (4.4)$$

In Abbildung 4.6b ist die Strahlablenkung in Abhängigkeit des Einfalls- bzw. Rotationswinkels im Bereich $\varepsilon_1 = \omega = -90^\circ \dots 90^\circ$ für einen Prismenwinkel $\gamma = 5^\circ$ aufgetragen. Die Strahlablenkung für kleine Einfallswinkel $\varepsilon_1 \rightarrow 0$ ergibt sich bei der gewählten Brechzahl $n_P = 1,515$ zu $\delta = 2,575^\circ$. Die minimale Ablenkung bei symmetrischem Strahlendurchgang beträgt $\delta = 2,503^\circ$ unter einem Einfallswinkel von $\varepsilon_1 = -3,75^\circ$ [9]. Für betragsmäßig große Einfallswinkel zeigt sich ein starker Anstieg des Ablenkwinkels, wobei die Ablenkung für positive Einfallswinkel stärker ist. Für Winkel $\varepsilon_1 > 64^\circ$ tritt an der zweiten Prismenfläche Totalreflexion auf.

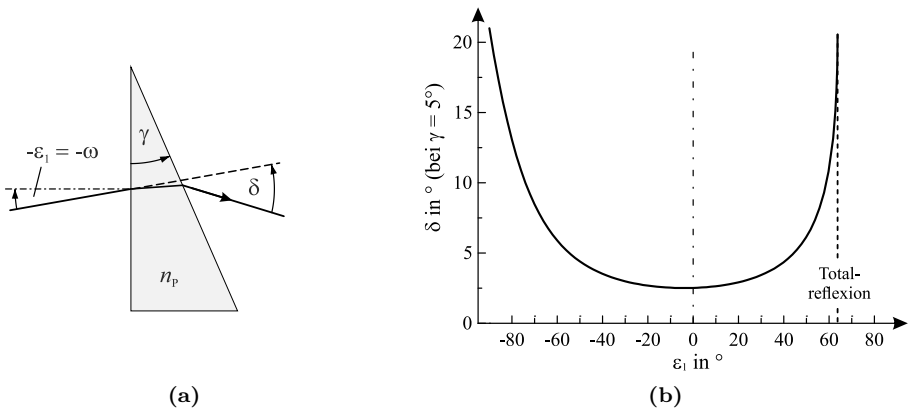


Abb. 4.6: (a) Strahlenverlauf durch ein um ω gedreht angeordnetes Prisma mit dem Einfallswinkel $\varepsilon_1 = \omega$ und (b) Ablenkung an einem Prisma mit Keilwinkel $\gamma = 5^\circ$ in Abhängigkeit des Einfallswinkels ε .

Für eine wesentlich höhere Strahlablenkung muss das Prisma so im Strahlenverlauf positioniert werden, dass es unter einem Winkel $\varepsilon_1 > 20^\circ$ durchlaufen wird.

Als Kriterium zur Bewertung der Verstimmbarkeit wird die Änderung des Ablenkungswinkels bei Variation des Prismenwinkels

$$\eta_{\text{tune}} = \partial\delta/\partial\gamma \cdot (n_{\text{P}} - 1)^{-1} \quad (4.5)$$

herangezogen. Für eine allgemeine Bewertung, unabhängig von der Brechzahl des Prismas, erfolgt eine Normierung über $(n_{\text{P}} - 1)$. Der Kennwert gibt somit an, um wie viel höher der Effekt der Verstimmbarkeit im Verhältnis zu einem senkrecht in den Strahlengang eingebrachten Prisma mit kleinem Keilwinkel ist.

Der nicht lineare Kurvenverlauf wirkt sich auch auf Abbildungsfehler im System aus. Eine Änderung von $\partial\delta/\partial\gamma$ führt zu einer von der Scan-Position abhängigen Ablenkung. Um eine Verzerrung des Bildes aufgrund einer feldabhängigen Scangeschwindigkeit zu vermeiden, muss die Geschwindigkeit des Scanvorganges ggf. angepasst werden.

4.4.1 Optimale Prismenlage

Für den Einsatz eines verstimmbaren Prismas zum Scannen in abbildenden Mikrosystemen ist neben der hohen Verstimmbarkeit ein weitestgehend linearer Zusammenhang zwischen Prismenwinkel und Strahlableitung wünschenswert. Dies ermöglicht eine einfache Ansteuerung durch eine konstante Änderung des Ablenkungswinkels.

Die Variation des Einfallswinkels sollte dabei nicht zu einer Änderung des Ablenkungswinkels führen. Bei der Abbildung eines größeren Feldes wird so sichergestellt, dass Strahlen aus unterschiedlichen Feldbereichen gleich stark abgelenkt werden und es zu keiner Verzerrung des Bildes kommt.

In welcher Weise die Strahlableitung vom Prismen- bzw. Einfallswinkel abhängt, wird durch die Aufteilung der Brechung auf die beiden Prismenflächen und damit durch die Lage des Prismas im Strahlengang beeinflusst. Im Folgenden wird die Verstimmbarkeit für zwei ausgezeichnete Prismenlagen untersucht, welche für die Auslegung des AIN-Prismas mit einer einzelnen verstimmbaren Prismenfläche relevant sind.

In Anordnung A erfolgt die Verkippung der zweiten Prismenfläche (Abb. 4.6a). Der Einfallswinkel ε_1 entspricht somit dem Winkel ω , welcher aus einer Rotation des Prismas oder aus einer Variation des Feldwinkels resultiert. In Anordnung B wird die Verstimmbarkeit durch Verkippung der ersten Prismenfläche realisiert (siehe Abb. 4.7). Der Einfallswinkel ergibt sich somit zu $\varepsilon_1 = \omega - \gamma$.

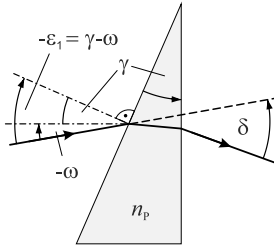


Abb. 4.7: Strahlenverlauf durch ein um ω gedreht angeordnetes Prisma bei Verkippung der ersten Prismenfläche (Anordnung B).

Nach Gleichung (2.25) beträgt der Ablenkwinkel bei einer Drehung des Prismas um ω für die Anordnung A mit $\varepsilon_1 = \omega$

$$\delta_A = -\omega - \gamma + \sin^{-1} \left[n_P \cdot \sin \left(\gamma + \sin^{-1} \left(\frac{\sin \omega}{n_P} \right) \right) \right] \quad (4.6)$$

und für die Anordnung B mit $\varepsilon_1 = \omega - \gamma$

$$\delta_B = -\omega + \sin^{-1} \left[n_P \cdot \sin \left(\gamma + \sin^{-1} \left(\frac{\sin(\omega - \gamma)}{n_P} \right) \right) \right]. \quad (4.7)$$

Zur Beurteilung der Stärke der Verstimbarkeit und der Linearisierung zwischen Prismenwinkel und Strahlablenkung ist in Abb. 4.8 der Verstimmungseffekt η_{tune} für Kippwinkel von $\gamma = -10^\circ$ bis 10° aufgetragen. Die Ableitungen $\partial\delta/\partial\gamma$ für die Anordnungen A und B sind in Anhang C angegeben.

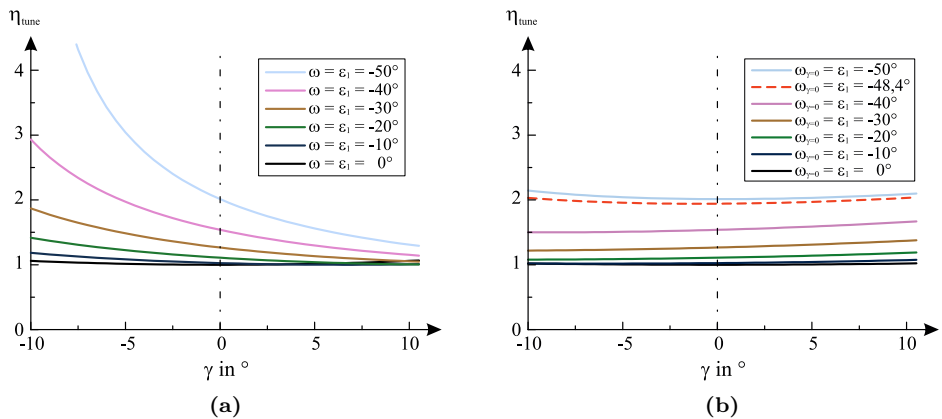


Abb. 4.8: Änderung des Ablenkungswinkels bei Variation des Prismenwinkels mit (a) verkippter zweiter (Anordnung A) und (b) verkippter erster Prismenfläche (Anordnung B).

Die Änderung der Strahlablenkung für kleine Rotationswinkel ist gering, unabhängig davon, welche Prismenfläche verkippt wird. Eine wesentliche Verstärkung des Scanvorganges tritt für eine Rotation des Prismas von $|\omega| > 20^\circ$ auf. Für $\varepsilon = 50^\circ$ wird eine ca. zweifach höhere Verstimmbarkeit für kleine Prismenwinkel erreicht.

Bei Verkipfung der zweiten Fläche (siehe Abb. 4.8a) ist für negative Prismenwinkel ein stärkerer Anstieg der Strahlablenkung zu erzielen, welcher im realisierbaren Verstimmbereich $\gamma = -10^\circ \dots 10^\circ$ jedoch stark variiert. Für einen kontinuierlichen Scanvorgang ist somit eine nicht lineare Ansteuerung des verstimmbaren Prismas erforderlich.

Bei einer Verkipfung der ersten Prismenfläche (siehe Abb. 4.8b) wird für $\gamma = 0$ die gleiche Verstimmbarkeit erreicht. Diese bleibt über den Verstimmbereich im Vergleich zur Anordnung A jedoch weitestgehend konstant. Die Strahlablenkung ist somit nahezu linear abhängig vom Prismenwinkel. Im Hinblick auf eine einfache Ansteuerung ist demnach Anordnung B zu bevorzugen.

Ein Bewertungskriterium für die Linearisierung ist die Änderung des Verstimmungseffektes über den Verstellbereich des Prismenwinkels. In Abbildung 4.9 ist die Verstärkung des Verstimmungseffektes mit zunehmender Prismenrotation ω für beide Anordnungen bei $\gamma = 0^\circ$ dargestellt. Die Werte nehmen mit Drehung des Prismas zu, woraus die Forderung eines möglichst stark geneigten Prismas folgt.

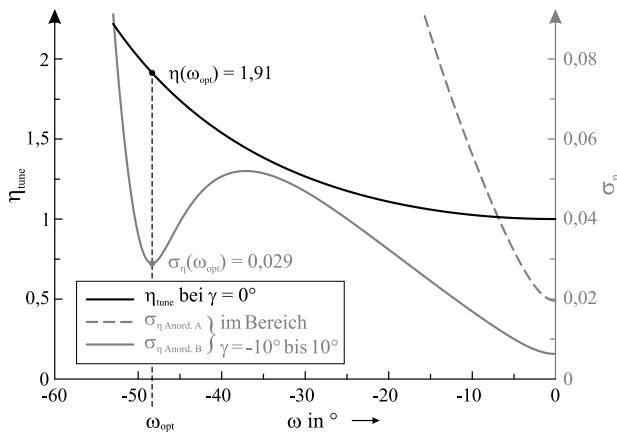


Abb. 4.9: Anstieg des Verstimmungseffektes bei Rotation des Prismas für $\gamma = 0^\circ$ sowie Standardabweichung σ über den Verstimmbereich $\gamma = -10^\circ \dots 10^\circ$ bei Verkipfung der zweiten (Anordnung A) bzw. ersten Prismenfläche (Anordnung B).

Auf der Sekundärachse ist die Standardabweichung von η_{tune} im Verstimmbereich für die Anordnungen A und B aufgetragen. Je kleiner diese ist, desto besser

ist das System linearisiert. Es ergibt sich somit für Anordnung B ein optimaler Rotationswinkel des Prismas von $\omega_{\text{opt}} = -48,4^\circ$ bei dem eine Verstärkung der Verstimmbarkeit von $\eta_{\text{tune}} = 1,91$ erreicht wird. Die Standardabweichung über den Verstimmbereich beträgt in diesem Fall $\sigma_{\eta_B} = 0,029$ und ist damit lediglich 4,6 mal größer als die Abweichung für $\omega = 0^\circ$. Die Prismenanordnung A weist bei dieser Verkippung mit $\sigma_{\eta_A} = 1,3$ eine vergleichsweise starke Änderung des Verstimmungseffektes auf.

Neben der Prismenorientierung kann durch den Winkel ω auch der Verlauf von schräg einfallenden Strahlen berücksichtigt werden. Dies ermöglicht die Beurteilung der Abbildung aus unterschiedlichen Feldwinkeln oder mit divergenter bzw. konvergenter Beleuchtung. Um eine konstante Strahlablenkung für unterschiedliche Einfallswinkel zu erreichen und damit eine Bildverzerrung bzw. eine starke Verschiebung der Strahlkaustik zu vermeiden, darf sich die Strahlablenkung bei Variation von ω möglichst nicht ändern. Die Ableitung $\partial\delta/\partial\omega$ muss demnach verschwinden.

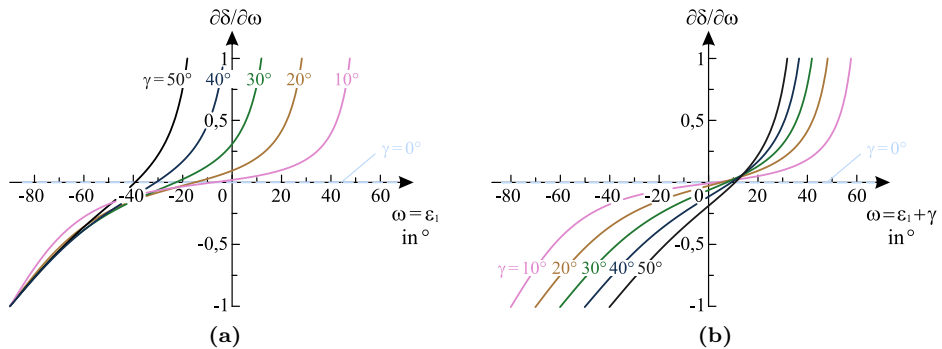


Abb. 4.10: Änderung der Strahlablenkung für schrägen Lichteinfall bei Verkippung **(a)** der zweiten (Anordnung A) bzw. **(b)** der ersten Prismenfläche (Anordnung B).

In Abbildung Abb. 4.10 ist deren Verlauf für unterschiedliche Prismenwinkel dargestellt (Herleitung siehe Kap. C.2). Eine zu null verschwindende Ableitung über einen ausgedehnten Winkelbereich $\Delta\omega$ ist dabei lediglich für kleine Prismenwinkel und ein nahezu senkrecht im Strahlengang eingebrachtes Prisma ($\omega \rightarrow 0$) annähernd erfüllt. Mit zunehmendem Prismenwinkel steigt auch für senkrechte Einfallswinkel die Variation der Strahlablenkung. Eine Abbildung ohne Bildverzerrung lässt sich somit nicht verwirklichen. Bei einer Verkippung der ersten Prismenfläche (Anordnung B) fällt diese jedoch für kleine Feldwinkel geringer aus.

Durch die Abhängigkeit der Ablenkung vom Einfallswinkel kommt es zu einer Verschiebung der Kaustik beim Durchgang eines divergenten oder konvergenten

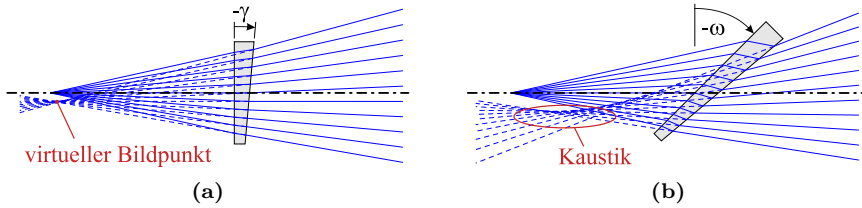


Abb. 4.11: Kaustik eines divergenten Strahlenganges bei einem (a) senkrecht und (b) um $\omega = -45^\circ$ geneigt angeordneten Prisma mit einem Prismenwinkel von $\gamma = -5^\circ$.

Strahlenbündels. In Abbildung 4.11 ist der Vergleich für ein senkrecht zur optischen Achse ausgerichtetes und ein um $\omega = -45^\circ$ geneigtes Prisma mit $\gamma = -5^\circ$ gezeigt. Zur Beurteilung des abgelenkten Strahlenbündels sind die rückwärtigen Verlängerungen der Strahlen dargestellt. Der von der Strahlhöhe abhängige Ablenkungswinkel führt zu einer extremen Aufweitung der Kaustik und macht so eine hochauflösende Abbildung unmöglich. Dieser Effekt kann jedoch durch eine Anordnung des Prismas im kollimierten Strahlengang umgangen werden, bei dem alle Strahlen eines Objektpunktes unter gleichem Winkel auf das Prisma treffen.

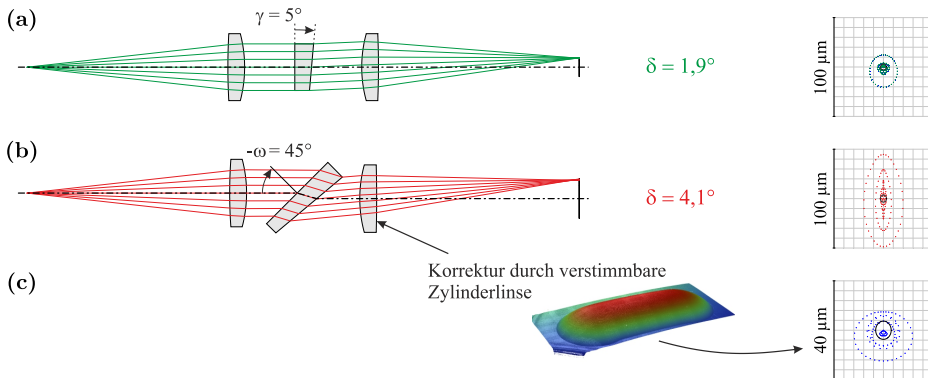


Abb. 4.12: Endlich-endlich-Abbildung mit einem im kollimierten Strahlengang zwischen zwei Bikonvex-Linsen (a) senkrecht und (b) um $\omega = -45^\circ$ geneigt angeordneten Prisma zur lateralen Verschiebung des abgebildeten Objektpunktes. Die unsymmetrische Spotverzerrung kann durch (c) die torische Verformung einer Linsenfläche korrigiert werden.

Abbildung 4.12 zeigt den Strahlenverlauf und das Spotdiagramm für die Abbildung eines Achsobjektpunktes mit zwei Bikonvex-Linsen, wobei eine Ablenkung durch ein um 0° bzw. -45° geneigtes Prisma im kollimierten Strahlengang zwischen den Linsen erfolgt. Durch die Neigung wird eine Verdopplung der Ab-

lenkung von $\delta_{0^\circ} = 1,9^\circ$ auf $\delta_{-45^\circ} = 4,1^\circ$ erreicht. Der Spot wird dabei jedoch stark asymmetrisch verzerrt, wodurch der RMS-Durchmesser von $\varnothing_{0^\circ} = 9 \mu\text{m}$ auf $\varnothing_{-45^\circ} = 23,3 \mu\text{m}$ ansteigt. Durch den Einsatz einer zusätzlich eingebrachten adaptiven Zylinderlinse, deren Brennweite an den jeweiligen Scanwinkel angepasst werden kann, lässt sich eine Korrektur des Spotbildes erreichen. Im vorhandenen Design ist die zweite Fläche der hinteren Linse mit einer zylinderförmigen Phasenfunktion belegt und führt somit zu einer Reduzierung des Spotdurchmessers auf $\varnothing_{-45^\circ \text{ zyl}} = 7 \mu\text{m}$.

4.4.2 Verringerung von numerischer Apertur und Transmission

Die geneigte Anordnung des Prisma führt ebenfalls zu einer Verringerung der numerischen Apertur des optischen Systems, sofern das Prisma öffnungsbegrenzend ist. Aus der Projektion der Prismenfläche lässt sich eine effektive Apertur

$$\text{NA}_Z = \text{NA}_{0^\circ} \cdot \cos(\omega) \quad (4.8)$$

des Systems ableiten. Diese führt einerseits zu einer Verringerung der Bildhelligkeit, andererseits zu einer Vergrößerung von Beugungseffekten und damit zu einem Abfall der Abbildungsqualität.

Die in Kap. 2.3 vorgestellten Prismen besitzen einen technologisch auf wenige Millimeter begrenzten Durchmesser. Eine zusätzliche Einschränkung der Öffnung ist deshalb nicht sinnvoll und wird im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter verfolgt.

Durch Fresnelreflexionen an den Prismenflächen treten außerdem Transmissionsverluste auf, die mit dem Einfallswinkel zunehmen. In Abbildung 4.13 ist die winkelabhängige Transmission für ein Prisma mit $\gamma = 5^\circ$ für die TE- und TM-Polarisation dargestellt. Als Grenzflächen wurden dabei die Übergänge Luft-AIN-Immersion-Deckglas-Luft mit den Brechzahlen $n_{\text{AIN}} = 2,09$, $n_{\text{P}} = 1,515$ und $n_{\text{Deckglas}} = 1,5$ angenommen. Für große Einfalls- bzw. Prismenwinkel nimmt der Unterschied zwischen der Transmission von TE- und TM-polarisiertem Licht stark zu. Für die weiteren Überlegungen wird die Transmission von unpolarisiertem Licht² betrachtet, deren Abhängigkeit über den Einfallswinkel für unterschiedliche Prismenwinkel aufgetragen ist. Für eine optimale Lichtausbeute des optischen Systems muss die Transmission möglichst große Werte annehmen, wobei das Transmissionsmaximum nur für einen optimalen Einfallswinkel erreicht wird. Große Prismen- und demzufolge Scanwinkel erfordern somit einen großen Einfallswinkel. Die verkippte Prismenfläche sollte demnach in Richtung des abzuscannenden Objektraumes ausgerichtet sein.

Je größer der Prismenwinkel wird, desto schneller fällt die Transmission bei Variation des Einfallswinkels ab. Dies führt zu Vignettierung des abgebildeten

²Mittelwert aus TE- und TM-Anteil

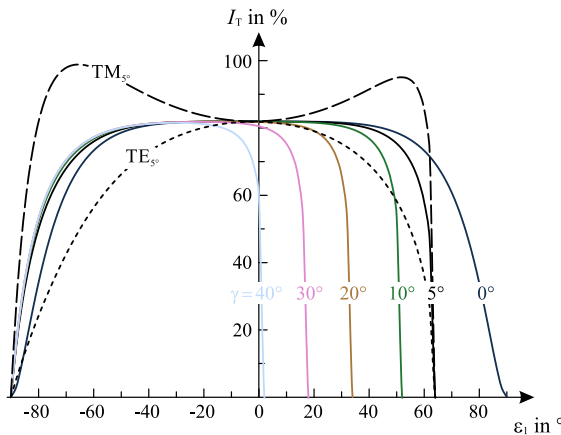


Abb. 4.13: Transmission für TE- und TM-polarisiertes Licht für ein Prisma mit $\gamma = 5^\circ$ (gestrichelte Linien) sowie bei unterschiedlichen Prismenwinkeln im Bereich $\gamma = 0 \dots 40^\circ$ für unpolarisiertes Licht (durchgezogene Linien).

Feldbereiches. Für den Einsatz verstimmbarer Prismen ist somit nur ein begrenzter Scanwinkel anzustreben.

4.5 Zusammenfassung – Laterales Scannen

Die Strahlablenkung in Transmission lässt sich durch ein Prisma mit variablem Prismenwinkel und alternativ durch zwei lateral zueinander verschobene Zylinderlinsen mit variabler Verschiebung bzw. Brechkraft realisieren. Aufgrund des nicht linearen Zusammenhanges zwischen Prismen- und Ablenkwinkel ergibt sich die Möglichkeit einer Vergrößerung der Strahlablenkung durch eine geneigte Anordnung des Prismas. Für eine Neigung des Prismas um $\omega_{\text{opt}} = -48,4^\circ$ kann nahezu eine Verdopplung des Verstimmungseffektes erzielt werden. Um die Änderung der Strahlablenkung für unterschiedliche Prismenwinkel zu minimieren, sollte die brechende Wirkung möglichst auf beide Prismenflächen verteilt werden. Aus dieser Forderung ergibt sich eine optimale Orientierung des Prismas im Strahlengang.

5 Abbildungstiefe teiltransparenter Blenden

Das Auflösungsvermögen optisch abbildender Systeme wird wesentlich von der Abbildungsqualität der Optik sowie Beugung im System bestimmt. Im folgenden Kapitel wird der Einfluss einer verstimmbaren Blende, insbesondere der Blendentransmission, auf die Abbildungstiefe näher untersucht.

Zum Abblenden in klassischen optischen Systemen werden Blenden genutzt, welche das Licht weitestgehend ideal absorbieren. Die äußeren Randstrahlen tragen somit nicht mehr zum Bildaufbau bei. Das Abblenden führt aufgrund der Begrenzung auf achsnahen Strahlen zu einer Verringerung von Aberration und zur Vergrößerung der Abbildungstiefe.

Insbesondere in adaptiven Systemen werden neue Konzepte zur Realisierung der Blendenfunktionalität eingesetzt, welche auf unterschiedlichen Prinzipien beruhen. Ziel dieser neuartigen Blenden ist eine beliebig strukturierte Absorptionsverteilung, die möglichst einfach, vorzugsweise elektrisch, gesteuert werden kann. Zum Einsatz kommen dabei z. B. gekapselte transparente und absorbierende Fluide, deren Verteilung unter Ausnutzung von Kapillareffekten oder Electrowetting gezielt eingestellt werden kann. Die in dieser Arbeit verwendeten adaptiven Blenden beruhen auf elektrochromen Materialien, deren Transmission sich über eine angelegte Spannung beeinflussen lässt.

Die unterschiedlichen Konzepte führen zu Blenden mit zum Teil nicht idealen Absorptionseigenschaften im erforderlichen Wellenlängenbereich. Aufgrund von technologisch bedingten Systemparametern wie z. B. der Dicke oder Partikelkonzentration der absorbierenden Fluidschichten, verfügt auch der abgeblendete Bereich über eine Resttransmission. Aus Sicht der optischen Systemauslegung soll im Folgenden diese Kontrastverringerung der Blende berücksichtigt werden. Dabei ist insbesondere die Auswirkung auf die Abbildungstiefe des Systems interessant. Aufbauend auf diesen Überlegungen kann die technologische Umsetzung solcher Blendenstrukturen optimiert und entsprechend angepasst werden. Wichtig sind hierbei die Fragestellungen, welche maximale Abbildungstiefe mit den eingesetzten Blenden erreicht werden kann und welche Blendenöffnungen sinnvoll sind. Die Leistungsfähigkeit und damit die Einsatzgebiete von Technologien zur Umsetzung verstimmbarer Blenden können somit von vornherein bestimmt

werden. Außerdem führen aus dem optischen Systemdesign resultierende Anforderungen, wie der erforderliche einstellbare Verstimmbereich der Blendenöffnung, zu technologischen Maßgaben für die Bauteildimensionierung. Auf der Grundlage technologischer Möglichkeiten kann somit die maximale optische Leistungsfähigkeit erreicht werden.

Die Auswirkung der Apodisierung auf die Aberrationen eines optischen Systems sind aus der Literatur bereits bekannt [64, 65, 66]. Im Rahmen dieser Arbeit wird der Effekt auf die Abbildungstiefe näher untersucht. Auf Basis geometrischer Optik wird ein analytisches Modell zur Berechnung der maximalen Abbildungstiefe sowie der dafür notwendigen Blendenöffnung für teiltransparente Blenden aufgestellt [67]. Es wird vergleichend eine beugungsoptische Modellbeschreibung angewandt, durch welche zusätzlich der Einfluss des abgebildeten Ortfrequenzspektrums beschrieben werden kann. Die Ergebnisse werden durch experimentelle Versuche verifiziert.

5.1 Abbildungstiefe einer teiltransparenten Blende

Die Bestimmung der Abbildungstiefe über die Randstrahlen des Achspunktes in Kap. 2.4.3 geht von einer ideal absorbierenden, kreisrunden Begrenzung der Öffnungsblende aus. Klassische optische Systeme mit mechanischen Blenden aus geschwärzten Metalllamellen erfüllen diese Anforderungen hinsichtlich Form und Absorptionsgrad weitestgehend. Neuartige Prinzipien verstimmbarer Blenden auf der Grundlage von strukturierten Materialien mit lokal einstellbarem Transmissionsgrad können jedoch eine Blendenabsorption kleiner 100 % aufweisen.

Die Beurteilung der Randstrahlen führt somit zu keiner korrekten Bewertung des Spotdurchmessers und damit zu einer fehlerhaften Abschätzung der Abbildungstiefe. Für eine genaue Analyse ist die Lichtverteilung über die Öffnung zu berücksichtigen.

Im Folgenden wird die Wirkung einer homogen ausgeleuchteten, kreisrunden Blende mit dem Außenradius r_{out} untersucht, die sich zu einem Blendenradius r_{in} abblenden lässt. Dabei besitzt der äußere Bereich der Blende eine Transmission $T_{\text{out}} \geq 0$. Im inneren Bereich wird durch Fresnel- und Absorptionsverluste im optischen Strahlengang eine Transmission $T_{\text{in}} \leq 100\%$ angenommen (siehe Abb. 5.1b). Zur Beschreibung des Öffnungszustandes der Blende wird das Öffnungsverhältnis

$$\text{obs} = \frac{r_{\text{in}}}{r_{\text{out}}} \quad (5.1)$$

aus innerem zu äußerem Blendenradius eingeführt. Ein Öffnungsverhältnis von $\text{obs} = 1$ definiert eine vollständig geöffnete und $\text{obs} = 0$ eine vollständig geschlossene Blende.

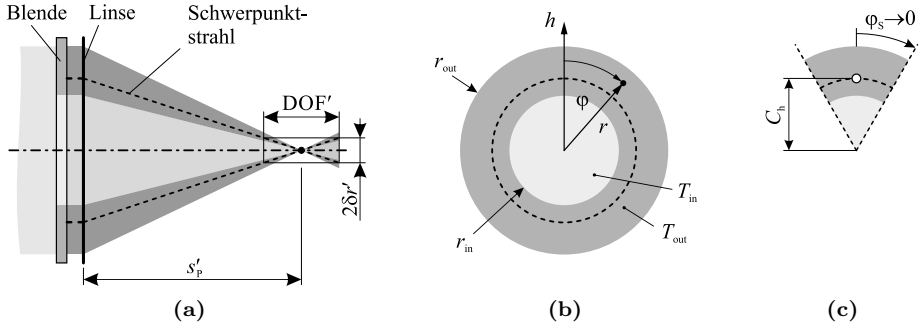


Abb. 5.1: (a) Lage des über die Blendentransmission gewichteten Schwerpunktstrahles zur Bewertung der Abbildungstiefe einer teiltransparenten Blende. (b) Innere und äußere Transmissionsbereiche einer kreisrunden Aperturbende mit (c) der Position des Schwerpunktstrahles innerhalb eines Blendensegmentes

Eine Berechnung der Abbildungstiefe auf Grundlage der Randstrahlen ist für eine teiltransparente Blende nicht sinnvoll, da es beim Abblenden lediglich zur Abschwächung des Lichtes im Randbereich kommt und die komplette Blendenöffnung grundsätzlich erhalten bleibt. Um das unterschiedliche Absorptionsverhalten der Blendenbereiche zu berücksichtigen, wird ein mit der Transmission gewichteter Randstrahl bestimmt, welcher im Weiteren als Schwerpunktstrahl bezeichnet wird (siehe Abb. 5.1a). Unter der Voraussetzung einer gleichbleibenden Effizienz des Sensors, kann die Intensitätsverteilung in der Bildebene, als proportional zur Transmissionsfunktion der Blende angenommen werden. Die Verringerung der detektierten Lichtintensität durch schrägen Lichteinfall auf den Sensor für hohe Aperturen wird vernachlässigt.

Der Berechnung des Strahlenverlaufs wird eine ideale Abbildung mit einem in der Gaußschen Bildebene zu null verschwindenden Spotradius zu Grunde gelegt. Die qualitative Intensitätsverteilung in unterschiedlichen z -Positionen entspricht somit der lateral skalierten Transmissionsfunktion der Blende. Die Strahlhöhe des Schwerpunktstrahles definiert somit über das Verhältnis von Strahlhöhe zur axialen Position vom Fokus den effektiven Spotradius des apodisierten Lichtbündels.

Zur Bestimmung der Position des Schwerpunktstrahles in der Blendenebene wird der mit der Transmission T gewichtete Flächenschwerpunkt der Apertur bestimmt, welcher sich für einen Kreissektor mit einem Zentriwinkel $2\varphi_s$ nach Abb. 5.1c wie folgt ergibt:

$$C_h = \frac{\int_A (T(h) \cdot h) \, dA}{\int_A (T(h)) \, dA} = \frac{\int_{-\varphi_s}^{\varphi_s} \int_0^{r_{out}} (T(h) \cdot h \cdot r) \, dr \, d\varphi}{\int_{-\varphi_s}^{\varphi_s} \int_0^{r_{out}} (T(h) \cdot r) \, dr \, d\varphi}. \quad (5.2)$$

Die Strahlhöhe in der Blendenebene ergibt sich nach Grenzwertbildung für einen verschwindenden Zentriwinkel zu

$$C_{\text{Blende}} = \lim_{\varphi_S \rightarrow 0} C_h = \frac{2}{3} \cdot r_{\text{out}} \cdot \frac{T_{\text{in}} \cdot \text{obs}^3 + T_{\text{out}} \cdot (1 - \text{obs}^3)}{T_{\text{in}} \cdot \text{obs}^2 + T_{\text{out}} \cdot (1 - \text{obs}^2)}. \quad (5.3)$$

Neben dem Öffnungsparameter sind die Transmissionsgrade T_{out} und T_{in} entscheidend für die Höhe des Schwerpunktstrahles. Es wird eine Blende mit der homogenen Transmission T_{in} im Bereich $r = 0 \dots r_{\text{in}}$ und T_{out} im Bereich $r = r_{\text{in}} \dots r_{\text{out}}$ angenommen. Dabei sind nicht die absoluten Transmissionswerte, sondern deren Verhältnis entscheidend. Für die folgenden Betrachtungen wird deshalb das Transmissionsverhältnis

$$\tau = \frac{T_{\text{out}}}{T_{\text{in}}} \quad (5.4)$$

definiert. Ein Verhältnis von $\tau = 0$ entspricht dabei einer vollständig absorbierenden Blende mit $T_{\text{out}} = 0$. Für Blenden, welche keinen Kontrast zwischen innerem und äußerem Bereich und damit keine abblendende Wirkung aufweisen, gilt ein Transmissionsverhältnis von $\tau = 1$.

Für eine mit der Linsenebene zusammenfallende Blende lassen sich die Pupillenhöhen h_{EP} und h_{AP} aus den Gln. (2.29) und (2.30) durch C_{Blende} ersetzen und es folgt mit den Gln. (5.3) und (5.4)

$$\text{DOF}' = 3 \cdot \frac{\delta r' \cdot s'_P}{r_{\text{out}}} \cdot \frac{\text{obs}^2 + \tau \cdot (1 - \text{obs}^2)}{\text{obs}^3 + \tau \cdot (1 - \text{obs}^3)} \quad (5.5)$$

für die Abbildungstiefe des optischen Systems. Deren Größe wird wesentlich durch den zulässigen Zerstreuungskreis $\delta r'$ und die maximale numerische Apertur des Systems bestimmt, welche über s'_P und r_{out} beschrieben wird. Der zweite Bruch in Gl. (5.5) beschreibt mit τ und obs den Effekt der teiltransparenten Blende.

Für ein System mit vollständig geöffneter oder geschlossener Blende ergibt sich eine minimale Abbildungstiefe von

$$\text{DOF}'_{\text{min}} = 3 \cdot \frac{\delta r' \cdot s'_P}{r_{\text{out}}} = 3 \cdot \frac{\delta r'}{\text{NA}'}. \quad (5.6)$$

Dieser Wert ist im Allgemeinen größer als die in der Literatur angegebenen geometrisch-optisch bestimmten Werte für die Abbildungstiefe. Durch die Berücksichtigung der Lichtverteilung über die gesamte Blendenöffnung lässt er jedoch realistischerer Rückschlüsse auf die Abbildungstiefe zu. Die konventionelle Berechnung über den äußersten Randstrahl stellt lediglich die unterste Grenze der Abbildungstiefe eines ideal abbildenden optischen Systems dar.

Da der absolute Betrag der Abbildungstiefe stark vom verwendeten optischen System sowie den Empfängereigenschaften abhängig ist, wird im Folgenden die auf DOF'_{\min} normierte Abbildungstiefe betrachtet. Diese berücksichtigt nur den Einfluss der Apodisierungsfunktion. In Abbildung 5.2 ist die Modulation der normierten Abbildungstiefe reziprok als Funktion von obs für unterschiedliche Transmissionsverhältnisse aufgetragen.

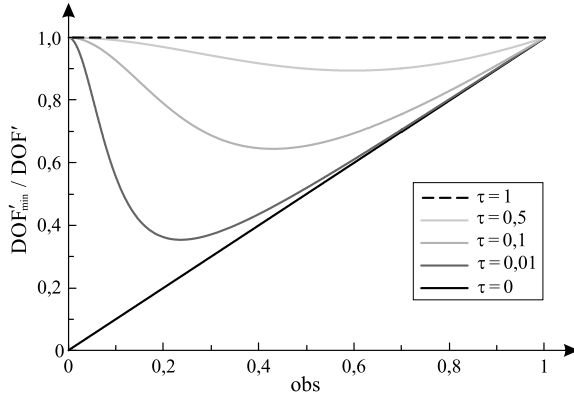


Abb. 5.2: Normierte inverse Abbildungstiefe für unterschiedliche Transmissionsverhältnisse $\tau = 0 \dots 1$ als Funktion der Blendenöffnung.

Unabhängig vom Transmissionsverhältnis der Blende führt eine vollständig geöffnete Blende mit ($\text{obs} = 1$) zu einer maximalen Schwerpunktstrahlhöhe C_{Blende} und damit nach Gl. (5.6) zu einem Minimum der Abbildungstiefe. Der Kurvenverlauf für $\tau = 0$ zeigt die Abbildungstiefe für eine ideal absorbierende Blende. Die Vernachlässigung von Aberrationen und Beugungseffekten führt erwartungsgemäß nach dem geometrischen Strahlenmodell zu einer linearen Abhängigkeit von $1/\text{obs}$ und einer gegen unendlich verlaufenden Abbildungstiefe für $\text{obs} \rightarrow 0$:

$$\text{DOF}'_{\tau=0} = 3 \cdot \frac{\delta r' \cdot s'_P}{r_{\text{out}}} \cdot \text{obs}^{-1}. \quad (5.7)$$

Für Transmissionsverhältnisse $\tau > 0$ entspricht die Lichtverteilung bei offener ($\text{obs} = 1$) qualitativ der bei geschlossener Blende ($\text{obs} = 0$). Die Abbildungstiefe ist somit in beiden Zuständen gleich. Die Bildhelligkeit bei geschlossener Blende nimmt jedoch proportional zum Transmissionsverhältnis τ ab.

Im Gegensatz zu klassischen Systemen, deren Abbildungstiefe für kleinere Blendenöffnungen stetig zunimmt, gibt es für teiltransparente Blenden einen optimalen Öffnungsdurchmesser $\text{obs}_{\text{opt}} > 0$ bei dem eine maximale Abbildungstiefe erreicht wird. Eine Verkleinerung der Öffnung auf $\text{obs} < \text{obs}_{\text{opt}}$ hat zur Folge, dass außeraxiale Strahlen wegen des flächenmäßig ansteigenden Anteils des äußeren

Blendenbereiches, trotz geringerer energetischer Gewichtung, die Abbildungstiefe des Systems dominant beeinflussen.

Für den Grenzfall $\tau = 1$ weist der äußere Blendenbereich keine stärkere Absorption auf. Die Blendenwirkung ist somit vernachlässigbar und es erfolgt keine Modulation der Abbildungstiefe bei Variation der Öffnung.

5.2 Ideale Performance einer teiltransparenten Blende

Die Abbildungstiefe einer teiltransparenten Blende weist einen nicht linearen Zusammenhang mit dem Öffnungsdurchmesser auf, wobei das Maximum vom realisierten Blendenkontrast abhängt. Eine Abschätzung des Öffnungsdurchmessers, bei dem das System eine maximale Abbildungstiefe besitzt, ist für die technologische Umsetzung verstimmbarer Blenden von entscheidender Bedeutung. Wird eine Blende mit einer Resttransmission zu stark abgeblendet führt dies neben einer Verschlechterung der Abbildungstiefe auch zu einer Verringerung der Bildhelligkeit. Neben dieser optischen Wirkung, ist das vollständige Schließen der Blende technologisch oft schwierig umzusetzen. So ist am Beispiel der verstimmbaren Blende nach Kap. 2.4.2 für eine Ansteuerung mehrerer Blendenbereiche eine Durchführung von elektrischen Kontaktierungen und damit einer Unterbrechung der äußeren Blendenbereiche notwendig. Diese Strukturierung kann zu einer unerwünschten Phasen- oder Amplitudenmodulation führen und sich somit durch Abschattung, Streuung oder Beugung störend auf die Abbildungseigenschaften auswirken. Da insbesondere im achsnahen Bereich die Aberrationen am geringsten sind, ist eine Störung in diesem Bereich zu vermeiden.

Aus Gleichung (5.5) ergibt sich nach einer Extremwertbetrachtung ein optimales Öffnungsverhältnis von

$$\text{obs}_{\text{opt}} = \frac{\tau^2 - \tau + \left(-\tau^3 + 2\tau^2 + \sqrt{-(\tau - 1)^3 \tau^2 - \tau} \right)^{2/3}}{(\tau - 1) \cdot \left(-\tau^3 + 2\tau^2 + \sqrt{-(\tau - 1)^3 \tau^2 - \tau} \right)^{1/3}}, \quad (5.8)$$

welches zu einer maximalen Abbildungstiefe des optischen Systems führt. Abbildung 5.3 zeigt das optimale Öffnungsverhältnis sowie die dazu korrespondierende normierte, maximal erreichbare Abbildungstiefe $\text{DOF}'_{\text{max}}/\text{DOF}'_{\text{min}}$ in Abhängigkeit des Transmissionsverhältnisses. Die Normierung erfolgt über die minimale Abbildungstiefe mit $1/\text{DOF}'_{\text{min}}$ für $\tau \rightarrow 1$.

Das optimale Öffnungsverhältnis variiert von $\text{obs}_{\text{opt}} = 0$ für eine vollständig absorbierende Blende mit $\tau \rightarrow 0$ bis zu einem Maximalwert $\text{obs}_{\text{opt,max}}$ für $\tau \rightarrow 1$.

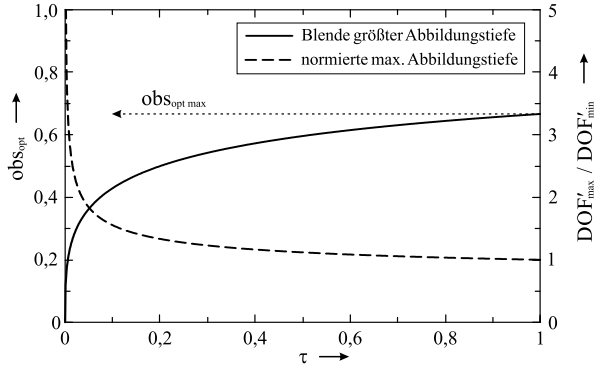


Abb. 5.3: Abhängigkeit des optimalen Öffnungsverhältnisses obs_{opt} sowie der erreichbaren maximalen Abbildungstiefe $\text{DOF}'_{\text{max}}/\text{DOF}'_{\text{min}}$ in Abhängigkeit des Transmissionsverhältnisses τ .

Für ein Transmissionsverhältnis $\tau \rightarrow 1$ folgt aus Gl. (5.8) der Grenzwert für ein optimales Öffnungsverhältnis von

$$\text{obs}_{\text{opt,max}} = \lim_{\tau \rightarrow 1} (\text{obs}_{\text{opt}}) = \frac{2}{3}. \quad (5.9)$$

Danach ist selbst im Fall einer schwach absorbierenden Apertur ein Abblenden auf $2/3$ der maximalen Blendenöffnung für eine Vergrößerung der Abbildungstiefe grundsätzlich sinnvoll. Die Blendenwirkung und damit der Effekt auf die Abbildungstiefe nimmt jedoch für zunehmende τ stark ab.

Ausgehend von der minimalen Abbildungstiefe für $\tau = 1$, hat eine Variation des Transmissionsverhältnisses im Bereich von $\tau = 100\%$ bis 20% nur geringe Auswirkung auf die Abbildungstiefe. Für eine Verdopplung auf $2 \cdot \text{DOF}'_{\text{min}}$ ist eine Absenkung des Transmissionsverhältnisses auf $\tau \approx 3,57\%$ notwendig. Der Verlauf der normierten Abbildungstiefe zeigt weiterhin, dass es gegenüber einer ideal absorbierenden Blende bereits für Transmissionsverhältnisse geringfügig größer als $\tau = 0$ zu einem signifikanten Abfall der zu erwartenden Abbildungstiefe kommt. Ursache dafür ist der flächenmäßig relativ große abgeblendete Aperturbereich, welcher durch die Resttransmission zu einer merklichen Aufweitung der Strahlkaustik und damit zu einer Überschreitung des zulässigen Zerstreungskreises führt.

Für die Umsetzung verstimmbarer teiltransparenter Blenden legt demnach das Transmissionsverhältnis die maximal erreichbare Blendenwirkung in Bezug auf die Abbildungstiefe fest und definiert einen sinnvollen minimalen Öffnungsdurchmesser der Blende.

5.3 Beugungsoptische Abbildungstiefe einer teiltransparenten Blende

Die geometrische Modellbeschreibung aus Kap. 5.1 geht von einer idealen Abbildung aus. Dies ist gegeben, sofern der durch Bildaberrationen und Beugung verursachte Spotdurchmesser klein im Verhältnis zum zulässigen Zerstreuungskreis ist. Auf die Abbildungsfehler wird im Folgenden nicht weiter eingegangen, da diese stark vom gewählten optischen System abhängig sind. Grundsätzlich führen Abbildungsfehler zu einer Änderung der Strahlkaustik und Aufweitung des Spotdurchmessers in der Bildebene. Die Höhe des gewichteten Schwerpunktstrahles skaliert somit nicht mehr linear mit der Position der Bildebene und Gl. (2.30) ist nicht mehr gültig. Ist jedoch der funktionale Zusammenhang der Schwerpunktstrahlhöhe $C_h = C_h(z)$ bekannt, ist eine Berücksichtigung von Aberrationen möglich.

Für ein beugungsbegrenztes System mit einer Punktbildfunktion im Bereich des zulässigen Zerstreuungskreises sind Abweichungen zum geometrisch-optischen Modell zu erwarten. So führt eine Verkleinerung des Radius der Öffnungsblende nach Gl. (5.3) zu einer Verringerung der Schwerpunktstrahlhöhe C_{Blende} und damit zu einer Vergrößerung der Abbildungstiefe nach Gl. (5.5). Bei beugungsoptischer Betrachtung führt ein Abblenden hingegen zu einer Verbreiterung der Punktbildfunktion und wirkt so dem geometrischen Modell entgegen.

Zur Berücksichtigung der Beugung wird im Folgenden die MTF in Abhängigkeit der axialen Verschiebung aus der Gaußschen Bildebene betrachtet. Die MTF gibt den frequenzabhängigen Kontrast wieder. Da die Beurteilung der Abbildungsqualität in der Praxis meist subjektiv mit dem Auge über den Bildkontrast erfolgt, ist diese ein geeignetes Mittel zur Bewertung der Abbildungstiefe. Für die Erfassung des Kontrastverlaufs im Bildraum um die ideale Gaußsche Bildebene wird die in Kap. 2.4.4 eingeführte Ambiguity-Funktion genutzt. Die erstmals gezeigte Anwendung der AF zur Berechnung defokussierter Systeme nach [47] geht von der Separierbarkeit der Pupillenfunktion aus. Der von der Defokussierung abhängige Bildkontrast kann somit durch eine eindimensionale Pupillenfunktion bzw. zweidimensionale AF vollständig beschrieben werden. Die daraus resultierenden Ergebnisse lassen sich auf die anamorphotischen Systeme mit einer rechteckigen, ideal absorbierenden Blende aus Kap. 7.3 übertragen.

Eine Erweiterung auf beliebige Blendengeometrien erfordert eine zweidimensionale Beschreibung der Pupillenfunktion. Für die folgenden Betrachtungen werden Systeme mit kreisrunden Blenden bzw. Linsen zugrunde gelegt. Die Berechnung der AF für eine rotationssymmetrische Öffnung kann nach [68] ebenfalls vereinfacht durch eine eindimensionale radiale Pupillenfunktion beschrieben werden, wodurch sich die Berechnung wesentlich vereinfacht (siehe Kap. 2.4.5).

5.3.1 Ambiguity-Funktion einer teiltransparenten Blende

Wie in Kap. 2.4.4 beschrieben, entspricht die AF einer polaren Darstellung der OTF bei Variation der Defokussierung. Mit der AF sind somit die Übertragungsfunktionen für sämtliche Defokussierungszustände eines optischen Systems in einem Diagramm darstellbar. Ein horizontaler Schnitt entlang der ρ -Achse entspricht dabei der MTF der ideal fokussierten Abbildung in der Gaußschen Bildebene. Dieser ideale Kontrastverlauf wird im Folgenden als Bezugswert C_0 für die Bestimmung des zulässigen Kontrastabfalls genutzt.

Zunächst soll der Einfluss der teiltransparenten Blende auf den Verlauf der AF veranschaulicht werden. Dazu sind in Abb. 5.4 die Transmissionsfunktionen der Blende sowie die entsprechenden Ambiguity-Funktionen für unterschiedliche Kombinationen von Öffnungs- und Transmissionsverhältnis dargestellt.

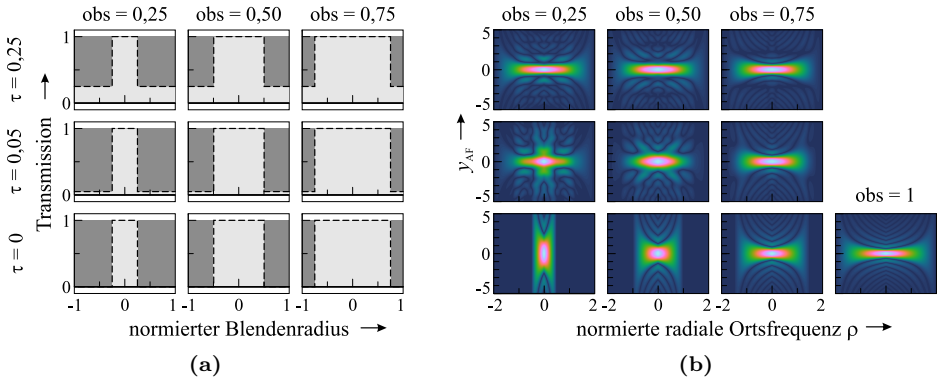


Abb. 5.4: (a) Transmissionsfunktion der Blende (normiert auf r_{out}) und (b) die resultierende Ambiguity-Funktion in Abhängigkeit des Transmissions- und Öffnungsverhältnisses.

Eine Verringerung von obs führt beugungsbedingt zu einer Verschiebung der Grenzfrequenz. Für den Fall einer ideal absorbierenden Blende mit $\tau = 0$ resultiert daraus eine Stauchung der AF in horizontaler sowie eine Streckung in vertikaler Richtung (untere Zeile in Abb. 5.4a bzw. 5.4b).

Die Variation des Transmissionsverhältnisses führt zu einer gestuften Blenden- transmission und damit effektiv zu Beugung an zwei Blenden. Ein Vergleich der AF mit Werten $\tau = 0,05$ und $\tau = 0,25$ zeigt die Überlagerung der Beugungseffekte, welche mit der Transmission der Blendenbereiche gewichtet sind. Für die Grenzwerte $\tau = 0$ und $\tau = 1$ tritt nur Beugung an einer einzelnen Blende mit Radius r_{in} bzw. r_{out} auf. Die AF für eine vollständig geöffnete Blende ($\text{obs} = 1$) sind unabhängig vom erreichbaren Transmissionsverhältnis. Bei voll-

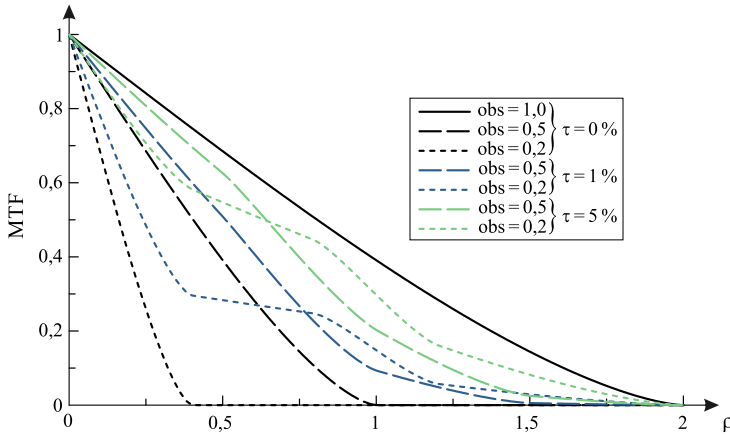


Abb. 5.5: MTF einer fokussierten Abbildung in Abhängigkeit des Transmissions- und Öffnungsverhältnisses.

ständig geschlossener Blende ($obs = 0$) treten für alle $\tau > 0$ qualitativ die gleichen Beugungserscheinungen auf.

5.3.2 Übertragungsfunktion eines fokussierten Systems

Die MTF für das ideal fokussierte System entspricht in der Darstellung der AF den Funktionswerten entlang der ρ -Achse für $y_{AF} = 0$. Abbildung 5.5 zeigt für ausgewählte Kombinationen von obs und τ den Verlauf der MTF. Aufgrund der Apodisierung der Pupillenfunktion durch die zum Rand hin absorbierende Blende erfolgt grundsätzlich eine Verminderung des Kontrastes für größere Ortsfrequenzen. Für kleine Blendenöffnungen erfolgt die Minderung des Kontrastes somit nahezu über den gesamten Frequenzbereich.

Für vollständig absorbierende Blenden ($\tau = 0$) zeigen die Kurven in Abb. 5.5 eine Minderung der Grenzfrequenz bei Verringerung der Blendenöffnung. Im Grenzfall $obs \rightarrow 0$ kann keine Bildinformation mehr übertragen werden, da sowohl Kontrast als auch Bildintensität gegen null gehen.

Durch eine Resttransmission des äußeren Blendenbereiches sinkt für kleine Blendenöffnungen die Bildintensität nicht vollständig ab. Eine Abbildung ist somit ebenfalls bei geschlossener Blende möglich, wobei der Kontrast erhalten bleibt und die Bildintensität um den Faktor τ reduziert wird.

Für Transmissions- und Öffnungsverhältnisse im Bereich $\tau > 0$ und $obs < 1$ sind durch die gestufte Blendenfunktion effektiv zwei Blenden wirksam, deren Beugungserscheinungen überlagern. Dabei führt der äußere Blendenbereich mit der Transmission T_{out} im Vergleich zur idealen Blende zu einer Anhebung des übertragbaren Kontrastes für größere Frequenzen. In der MTF zeigt sich dies

durch einen dreifach abgeknickten Kontrastabfall, welcher aus der Autokorrelation der gestuften Pupillenfunktion folgt. Die Position der Knickstellen sind dabei von obs und τ abhängig. So zeigen die Kurven für die ausgewählten Öffnungsverhältnisse $\text{obs} = 0,2$ und $0,5$ sowie Transmissionsverhältnisse $\tau = 1\%$ und 5% in Abb. 5.5 eine Stufe im Verlauf der MTF, deren Lage sich mit zunehmendem obs und τ hin zu größeren spatialen Frequenzen bzw. höherem Kontrast verschiebt.

5.3.3 Ambiguity-Funktion zur Bestimmung der Abbildungstiefe

Aus der Ambiguity-Funktion lässt sich nach Kap. 2.4.4 die MTF für eine gegebene Defokussierung ablesen. Man erhält diese über die Projektion der Funktionswerte der AF entlang der Ursprungsgeraden

$$y_{\text{AF}} = \frac{\psi\rho}{\pi} = \frac{2W_{20}}{\lambda}\rho \quad (5.10)$$

auf die ρ -Achse. Der Defokussierungsabstand $\Delta z'$ des optischen Systems ergibt sich nach Gl. (2.33) zu:

$$\Delta z' = \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{f'} - \frac{\psi\lambda}{\pi r_{\text{Apt}}^2} \right)^{-1} - a' \quad (5.11)$$

$$= \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{f'} - \frac{2W_{20}}{r_{\text{Apt}}^2} \right)^{-1} - a'. \quad (5.12)$$

Abbildung 5.6 zeigt die AF für ein System¹ mit vollständig geöffneter Blende sowie Geraden, für ausgewählte Defokussierungsabstände bis $\Delta z' = 1\text{ mm}$. Aufgrund der Symmetrie ist nur der 1. Quadrant der AF dargestellt.

Die Abbildungstiefe wird über den Kontrastabfall $C(z)$ ausgehend vom Kontrast C_0 des fokussierten Bildes bestimmt. Dies erfolgt für unterschiedliche spatiale Frequenzen im Bereich $\rho = 0 \dots 2$ mit einem Intervall von $\Delta\rho = 0,1\rho_{\text{max}}$ durch Auslesen der Spaltenwerte der AF. In Abbildung 5.7a ist der Kontrastabfall über den Defokussierungsabstand für die gewählten Frequenzen dargestellt. Dieser ist frequenzabhängig und weist ein nicht lineares Verhalten auf. Zur Bestimmung der zulässigen Defokussierung ist der Kontrast bei den gewählten spatialen Frequenzen für unterschiedliche Schwellwerte $C_S = 50\%$ bis 99% von C_0 gekennzeichnet. Die Abbildungstiefe entspricht dabei dem doppelten Defokussierungsabstand, für den der Schwellkontrast nicht unterschritten wird.

Durch einen stärkeren Kontrastabfall kommt es für Strukturen mit mittleren Frequenzanteilen zu einem Minimum der beugungsbedingten Abbildungstiefe.

¹Die gewählten Größen entsprechen dem in Kap. 5.4 zur experimentellen Bestimmung der Abbildungstiefe beispielhaft genutzten System.

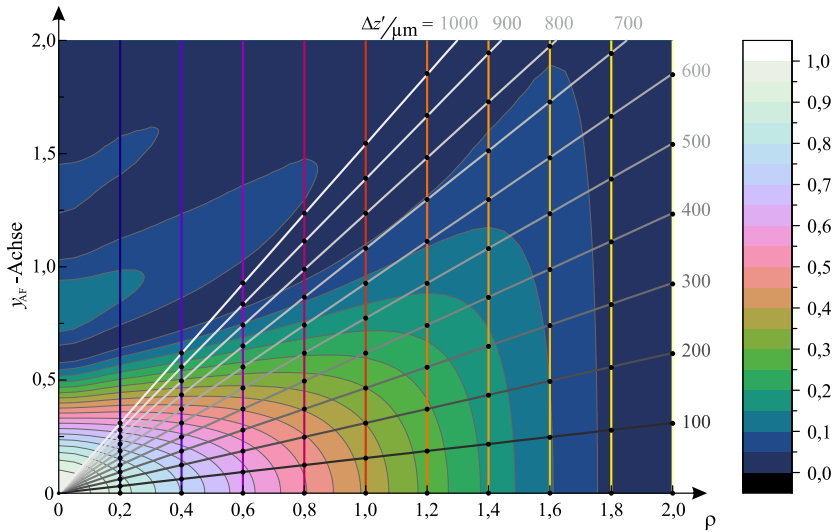


Abb. 5.6: Ambiguity-Funktion mit Geraden zur Bestimmung der defokussierten MTF für ein optisches System mit $\text{obs} = 1$.

Für den Grenzfall eines homogenen, nicht strukturierten Objektes mit $\rho \rightarrow 0$ strebt die Abbildungstiefe gegen unendlich, da auch bei Defokussierung keine Modulation des Bildes erfolgt. Für hohe Frequenzen nimmt der Kontrast des fokussierten Bildes ab, bis ein Minimum von $C = 0$ für den Fall der Grenzauflösung bei einer Frequenz von $2 \cdot \text{NA}' / \lambda$ erreicht ist. Eine zusätzliche Defokussierung führt somit zu keinem weiteren Kontrastabfall. Der Einfluss der Defokussierung wirkt sich demnach am stärksten auf den mittleren Frequenzbereich aus.

Die Höhe des Schwellwertes korreliert mit dem zulässigen Zerstreuungskreis, welcher nach dem geometrisch-optischen Modell die Abbildungstiefe begrenzt (siehe Kap. 2.4.3). Je höher der angenommene Schwellwert ist, desto größer ist die Abbildungstiefe. Ein großer Schwellwert führt jedoch auch zu einem nicht linearen Verhalten des Kontrastverlaufs.

Das geometrische Modell zur Berechnung der Abbildungstiefe nach Kap. 5.1 geht von einem linearen Verhalten zwischen Defokussierung und Spotdurchmesser aus. Es ist zu klären, für welchen Frequenz- und Defokussierungsbereich dieses Modell anwendbar ist. Für ein lineares Verhalten zwischen Defokussierung und Kontrastabfall muss die zweite Ableitung möglichst verschwinden. Die Kurvenverläufe in Abb. 5.7b zeigen, dass dies insbesondere für hohe und annähernd für niedrige Frequenzbereiche der Fall ist. Die Bestimmung der Abbildungstiefe anhand von Teststrukturen mit hohen spatialen Frequenzen ist jedoch aufgrund des geringen Ausgangskontrastes und einem Überschreiten der Grenzauflösung beim Abblenden ungünstig. Für mittlere Frequenzen zeigen sich betragsmäßig große

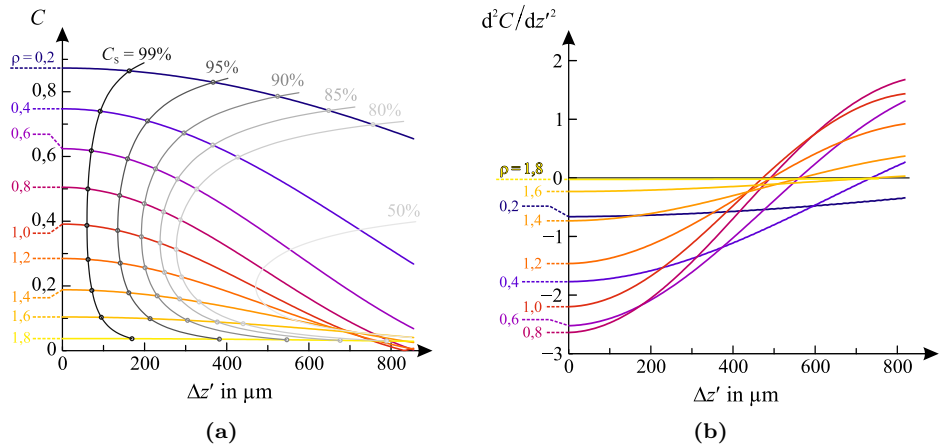


Abb. 5.7: (a) Kontrastabfall mit zunehmender Defokussierung für unterschiedliche spatiale Frequenzen und (b) 2. Ableitung der Kontraständerung.

Werte für d^2C/dz'^2 und damit eine relativ starke nicht lineare Abhängigkeit. Für große Defokussierungsabstände kommt es außerdem zu einer Kontrastumkehr. Eine Bestimmung der Defokussierung aus dem Bildkontrast ist somit nicht mehr möglich. Eine Übereinstimmung der geometrischen und beugungsoptischen Modellbeschreibung ist somit nur für kleine Defokussierungsabstände und niedrige spatiale Frequenzen zu erwarten.

5.3.4 Einfluss der Blendenparameter auf die beugungsbedingte Abbildungstiefe

Nach dem geometrisch-optischen Strahlenmodell in Kap. 5.1 führt Abblenden bis zu einer vom Transmissionsverhältnis abhängigen Blendenöffnung zu einer Vergrößerung der Abbildungstiefe. Weiteres Abblenden hat aufgrund der Resttransmission und der damit verbundenen Gewichtung des äußeren Blendenbereiches einen Abfall der Abbildungstiefe zur Folge (siehe Abb. 5.2).

Der grundsätzliche Verlauf der beugungsoptischen Abbildungstiefe lässt sich aus dem Verhalten der AF für unterschiedliche obs bei $\tau = 0$ nach Abb. 5.4b erschließen. Demnach führt eine Verringerung des Öffnungsverhältnisses zu einer Stauchung der AF in horizontaler und Streckung in vertikaler Richtung.

Der frequenzabhängige Einfluss von obs und τ auf die Abbildungstiefe ist in Abb. 5.8 dargestellt. Eine Verringerung des Öffnungsverhältnisses bei $\tau = 0$ führt zu einer Verschiebung der Grenzfrequenz. Die Kurvenverläufe der Abbildungstiefe werden somit hin zu kleinen ρ , bis zur Grenzfrequenz gestaucht. Durch die

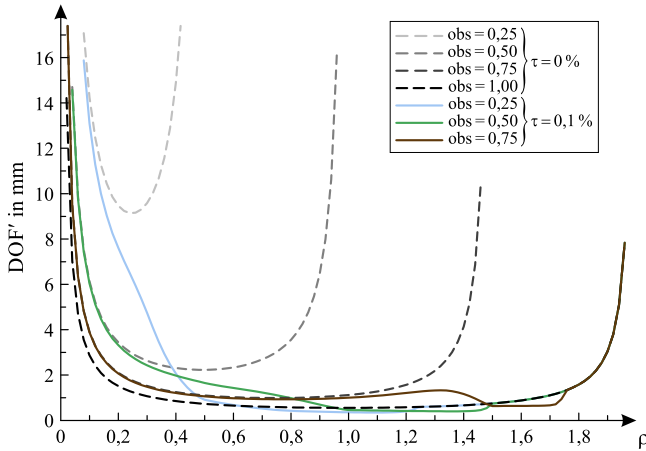


Abb. 5.8: Frequenzabhängiger Verlauf der beugungsbedingten Abbildungstiefe in Abhängigkeit des Transmissions- und Öffnungsverhältnisses für einen Schwellwert von $C_S = 0,8 \cdot C_0$.

Streckung der AF entlang der y_{AF} -Achse nimmt die Abbildungstiefe für kleine obs zu und die Kurven verschieben sich hin zu größeren DOF' .

Für Transmissionsverhältnisse $\tau > 0$ sind effektiv zwei Blendenöffnungen wirksam, welche über die Transmission gewichtet sind. Abbilden führt demnach nicht zur Reduzierung der Grenzfrequenz, sondern lediglich zu einem geringeren Einfluss des Lichtes aus dem äußeren Blendenbereich. Da bei Verkleinerung des Blendenradius der flächenmäßige Anteil des äußeren Blendenbereiches und damit dessen Einfluss auf die Abbildungsqualität quadratisch steigt, kommt es schon für kleine Transmissionsverhältnisse zu einer signifikanten Reduzierung der Blendenwirkung. In Abb. 5.8 ist deshalb die Abbildungstiefe für drei unterschiedliche Öffnungsverhältnisse bei $\tau = 0,1\%$ dargestellt. Die Kurven zeigen einen stark unsymmetrischen Verlauf. Für kleine Frequenzen liegt die Abbildungstiefe noch im Bereich der ideal absorbierenden Blende und fällt im mittleren Frequenzbereich, analog zur idealen Blende, erwartungsgemäß ab. Eine Vergrößerung durch die Blendenbegrenzung r_{in} im Bereich der Grenzfrequenz ist aufgrund des geringen Flächenanteils jedoch nur schwach und verschwindet für $obs \rightarrow 0$. Oberhalb dieser Grenzfrequenz ist nur noch der Einfluss des äußeren Blendenradius vorhanden, sodass die Abbildungstiefe gegen die Werte einer vollständig geöffneten Blende für $\tau = 0$ strebt.

Analog zur geometrisch-optischen Betrachtung nach Abb. 5.2 ist der Verlauf der beugungsoptischen Abbildungstiefe als Funktion des Öffnungsparameters für unterschiedliche Transmissionsverhältnisse in Abb. 5.9a dargestellt. Die Kurvenverläufe zeigen grundsätzlich einen zum geometrisch-optischen Modell vergleich-

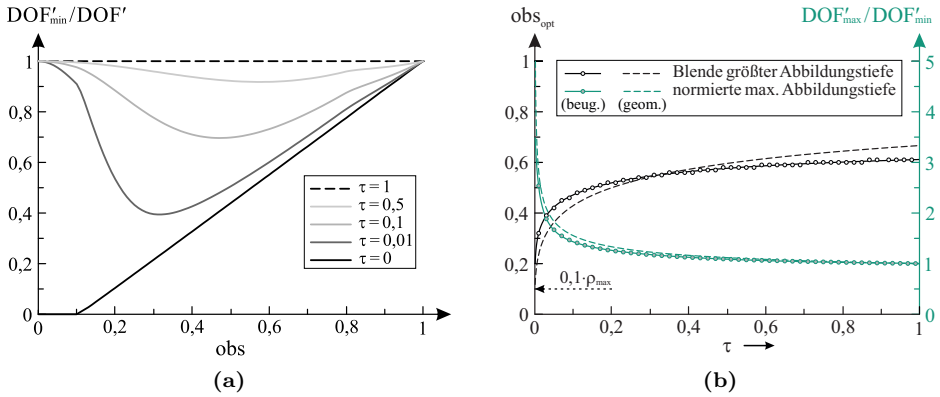


Abb. 5.9: (a) Beugungsbedingte Abbildungstiefe für unterschiedliche Transmissionsverhältnisse über das Öffnungsverhältnis bei einer spatialen Frequenz von $\rho = 0,1 \cdot \rho_{max}$ und einem Kontrastschwellwert von 80 %. (b) Abhängigkeit des optimalen Öffnungsverhältnisses obs_{opt} sowie der erreichbaren maximalen Abbildungstiefe DOF'_{max}/DOF'_{min} in Abhängigkeit des Transmissionsverhältnisses τ nach geometrischer und beugungsoptischer Betrachtung.

baren Verlauf, weisen jedoch eine Verschiebung hin zu größeren Frequenzen auf. Für Transmissionsverhältnisse $\tau < 1$ ist ein Knick im Kurvenverlauf sichtbar, welcher für die ideal absorbierende Blende mit $\tau = 0$ deutlich bei $obs = 0,1$ zu erkennen ist. Dieser resultiert aus dem Abfall der übertragbaren Grenzfrequenz beim Abblenden. Die Bewertung der Abbildungstiefe erfolgt bei $\rho_{Test} = 0,1 \cdot \rho_{max}$. Eine Verringerung der Blendenöffnung auf $r_{in} \leq 0,1 \cdot r_{out}$ führt somit dazu, dass der gebeugte Anteil nicht mehr zur Bewertung des Kontrastes beiträgt.

In Abbildung 5.9b sind für beide Modellbeschreibungen die optimalen Öffnungsverhältnisse obs_{opt} über τ dargestellt, bei denen eine maximale Abbildungstiefe erreicht wird. Analog zum geometrisch-optischen Modell nimmt das optimale Öffnungsverhältnis für große τ bis zu einem Grenzwert $\lim_{\tau \rightarrow 1} obs_{opt}$ zu. Dieser ist abhängig von der abzubildenden Ortsfrequenz. Je größer diese ist, desto größer muss die Grenzfrequenz sein und damit die Blendenöffnung zum Erreichen der maximalen Abbildungstiefe gewählt werden. Die spatiale Frequenz, bei der die Abbildungstiefe bewertet wird, hat auch Einfluss auf den Grenzwert $\lim_{\tau \rightarrow 0} obs_{opt}$. Dieser steigt mit ρ an, da weiteres Abblenden ein Überschreiten der Grenzfrequenz des optischen Systems bewirken würde. Der Variationsbereich des optimalen Öffnungsverhältnisses wird somit für große Ortsfrequenzen zunehmend eingeschränkt.

Die Modulationstiefe $\text{DOF}'_{\max}/\text{DOF}'_{\min}$, welche die beugungsoptische Blendenwirkung beschreibt, weicht nur geringfügig vom geometrisch-optischen Modell ab. Für größere spatiale Frequenzen nimmt die Modulationstiefe jedoch ab.

Die Kurven zeigen grundsätzlich eine gute Übereinstimmung mit dem geometrischen Modell und welchen Einfluss die gewählte Ortsfrequenz auf die Blendenwirkung hat. Dabei nähern sich die Kurvenverläufe für kleine ρ immer mehr der geometrischen Modellbeschreibung an. Für den Grenzfall $\rho = 0$ lässt sich jedoch keine Abbildungstiefe ermitteln, da in diesem Fall der Kontrast konstant ist und für alle Defokussierungszustände einen Wert von $C = 1$ hat.

5.3.5 Vergleich von geometrischer und beugungsoptischer Abbildungstiefe

Die geometrische (Kap. 5.1) und die beugungsoptische Bewertung (Kap. 5.3.4) des Auflösungsvermögens eines defokussierten Systems führen zu qualitativ ähnlichen Verläufen der normierten Abbildungstiefe. Durch die Normierung auf die minimale Abbildungstiefe ist ein quantitativer Vergleich und damit eine Aussage über den Gültigkeitsbereich beider Modelle zunächst jedoch nicht möglich.

Im Folgenden werden anhand eines Beispielsystems die absoluten Werte der Abbildungstiefe beider Modelle miteinander verglichen. Das System wird in Kap. 5.4 zur experimentellen Bestimmung verwendet. Die gewählten Modellparameter sind in Tab. 5.1 gegenübergestellt. Das optische System wird jeweils durch die numerische Apertur beschrieben, welche für ein Zusammenfallen von idealer Linsen- und Blendenebene durch die maximale Blendenöffnung r_{out} und die Bildweite s' gegeben ist.

	geometrisch	beugungsoptisch
System- beschreibung:	$r_{\text{out}} = 5 \text{ mm}$ $s' = 160 \text{ mm}$	$r_{\text{out}} = 5 \text{ mm}$ $s' = 160 \text{ mm}$ $\lambda = 630 \text{ nm}$
Schärfe- kriterium:	$D'_{\text{Airy}} = 24,6 \mu\text{m}$ $(\delta r'_{\text{Pixel}} = 5,3 \mu\text{m})$	$C_S = 0,8 \cdot C_0$ $\rho_{\text{Test}} = 0,1 \cdot \rho_{\text{max}}$
Parameter:		obs = 0 . . . 1 $\tau = 0 \dots 5 \%$

Tab. 5.1: Systemparameter für den Vergleich der geometrischen und beugungsoptischen Abbildungstiefe.

Für die beugungsoptischen Berechnungen wird $\lambda = 630 \text{ nm}$ als Schwerpunktwellenlänge gewählt. Die bisherigen Untersuchungen zeigen, dass die Modulation

der Abbildungstiefe für große τ vernachlässigbar ist. Die folgenden Betrachtungen werden somit für einen eingeschränkten Bereich $\tau = 0 \dots 5\%$ durchgeführt.

Die Festlegung des zulässigen Zerstreuungskreises für den geometrisch-optischen Ansatz erfolgt üblicherweise nach dem Nyquist-Shannon-Abtasttheorem [69]. Die Untergrenze der geometrisch auflösbaren Strukturgröße ist demnach von der Abtastfrequenz abhängig und lässt sich durch den doppelten Pixelabstand ($2 \cdot \delta r'_{\text{Pixel}}$) des gewählten Kamerasensors festlegen. Im vorliegenden experimentellen Aufbau ist die beugungsbedingte Grenzauflösung aufgrund der gewählten numerischen Apertur jedoch gering. Die Größe der kleinsten auflösbaren Struktur wird somit nicht durch die Pixelgröße, sondern den Durchmesser der Punktbildfunktion begrenzt. Als zulässiger Zerstreuungskreis wird der Airyscheibchendurchmesser $D'_{\text{Airy}} = 2 \cdot \delta r'_{\text{Airy}}$ nach Gl. (2.2) für die gegebene Apertur von $\text{NA}' = 5/160 = 0,0313$ bei $\lambda = 630 \text{ nm}$ gewählt.

Als Auflösungskriterium für den beugungsoptischen Ansatz wird ein Schwellwert C_S für einen zulässigen Kontrastabfall von 20% vom Grundkontrast C_0 des ideal fokussierten Systems bei einer spatialen Frequenz von $\rho_{\text{Test}} = 0,1 \cdot \rho_{\text{max}}$ gewählt.

Sowohl $\delta r'$ als auch C_S und ρ_{Test} sind wesentlich vom Anwendungsbereich und damit von der Empfindlichkeit gegenüber einer auftretenden Defokussierung abhängig. Die gewählten Werte sind übliche Größenordnungen für die Beurteilung der Schärfe in klassischen Systemen.

Ob die Abbildungstiefe durch geometrische oder beugungsoptische Effekte dominiert wird, ist wesentlich von den Kriterien zur Beurteilung der Bildschärfe abhängig. Eine Vergrößerung des Pixelabstandes führt zu einem größeren zulässigen Zerstreuungskreis und damit zu einem Anstieg der geometrischen Abbildungstiefe. Analog hat ein Absenken des wahrnehmbaren Schwellkontrastes C_S einen Anstieg der beugungsoptischen Abbildungstiefe zur Folge.

Zudem ist auch die spatiale Frequenz relevant, bei welcher der Kontrastabfall ermittelt wird. Aufgrund der relativen Betrachtung des Kontrastabfalls hat eine Abnahme von C_0 für hohe Frequenzen zunächst zwar keine Auswirkung auf die Höhe der Abbildungstiefe, allerdings variiert die Kontraständerung bei Defokussierung in Abhängigkeit des gewählten Frequenzbereiches (siehe Abb. 5.7b). Die Abbildungstiefe nimmt somit für mittlere spatiale Frequenzen ab.

Um ein Überschreiten der Grenzfrequenz des Systems für den untersuchten Parameterraum weitestgehend auszuschließen, wird der Kontrastabfall bei einer geringen Ortsfrequenz ρ_{Test} betrachtet. Die ermittelten Werte stellen demnach eine obere Abschätzung der Abbildungstiefe dar, bei Berücksichtigung mittlerer Frequenzbereiche nimmt diese im Mittel ab. Eine Beurteilung unter Einbeziehung des gesamten Ortsfrequenzbereiches erfolgt an dieser Stelle nicht, da diese

neben dem optischen System, auch vom entsprechenden Ortsfrequenzspektrum des abgebildeten Objektes abhängig ist.

Der Einfluss der Defokussierung auf den Kontrast des Bildes wird durch den Defokussierungsparameter ψ beschrieben. Dieser nimmt nach Gl. (2.33) proportional zum Quadrat der Öffnung r_{out} zu. Eine Verkleinerung der Öffnung hat somit einen geringeren Defokussierungseffekt und dadurch eine Vergrößerung der Abbildungstiefe zur Folge.

Die Variation der Öffnung wird auch im geometrischen Modell berücksichtigt. Eine Verkleinerung von r_{out} führt nach Gl. (5.5), wie im beugungsoptischen Modell, zu einer Vergrößerung der Abbildungstiefe. Der Einfluss von r_{out} ist aufgrund der eindimensionalen Betrachtung in der Meridionalebene jedoch linear.

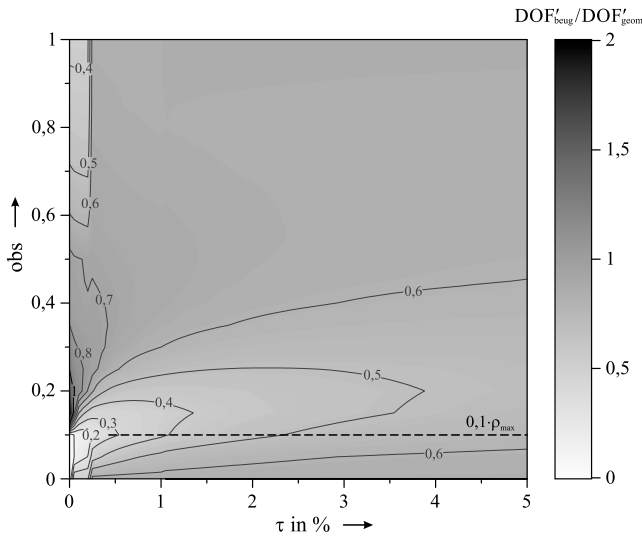


Abb. 5.10: Verhältnis der Abbildungstiefen $\text{DOF}'_{\text{beug}}/\text{DOF}'_{\text{geom}}$ in Abhängigkeit des Transmissions- und Öffnungsverhältnisses für einen zulässigen Zerstreuungskreis von $D_{\text{Airy}} = 24,6 \mu\text{m}$ bei maximaler numerischer Apertur von $\text{NA}' = 0,0313$ und $\lambda = 630 \text{ nm}$.

Abbildung 5.10 zeigt das Verhältnis aus beugungs- und geometrisch-optischer Abbildungstiefe in Abhängigkeit des Öffnungs- und Transmissionsverhältnisses. Die Werte sind für große τ über alle Blendenöffnungen weitestgehend konstant. Für die Spezifikationen nach Tab. 5.1 zeigt sich ein Verlauf mit $\text{DOF}'_{\text{geom}} > \text{DOF}'_{\text{beug}}$ für eine vollständig geöffnete ($\text{obs} = 1$) bzw. geschlossene Blende ($\text{obs} = 0$). Die Abbildungstiefe wird somit geometrisch näherungsweise gut beschrieben. Beugungsbedingt steigt sie bei geringen τ für kleiner werdende Öffnungen bis $\text{obs} = 0,1$ jedoch stärker an und wird somit dominant. Für kleine Transmissions-

und Öffnungsverhältnisse innerhalb der Konturlinie $\text{DOF}'_{\text{beug}}/\text{DOF}'_{\text{geom}} = 1$ können Beugungseffekte somit nicht mehr vernachlässigt werden.

Eine weitere Verringerung des Öffnungsverhältnisses führt für $\tau > 0$ erneut zu einem dominanten Einfluss der geometrischen Abbildungstiefe, da die Grenzfrequenz in diesem Bereich überschritten ist.

Für kleine Öffnungs- und Transmissionsverhältnisse ist die geometrisch-optische Modellbeschreibung durch die starke Verbreiterung der Punktbildfunktion jedoch nur eingeschränkt gültig. In Abbildung 5.11a ist der Spotradius r_{Spot} eines ideal fokussierten Systems für unterschiedliche Blendenparameter aufgetragen. Dieser ergibt sich aus der Encircled Energy der Punktbildfunktion von 80 %. Ein starkes Ablenden führt im Bereich $\tau < 1\%$ zu einer wesentlichen Verbreiterung des Punktbildes. Hier ist eine Punktabbildung innerhalb des zulässigen Zerstreuungskreises bereits bei idealer Fokussierung durch Beugung an der Blende nicht mehr möglich. Eine Beurteilung der Abbildungstiefe anhand des geometrischen Modells ist somit fehlerbehaftet.

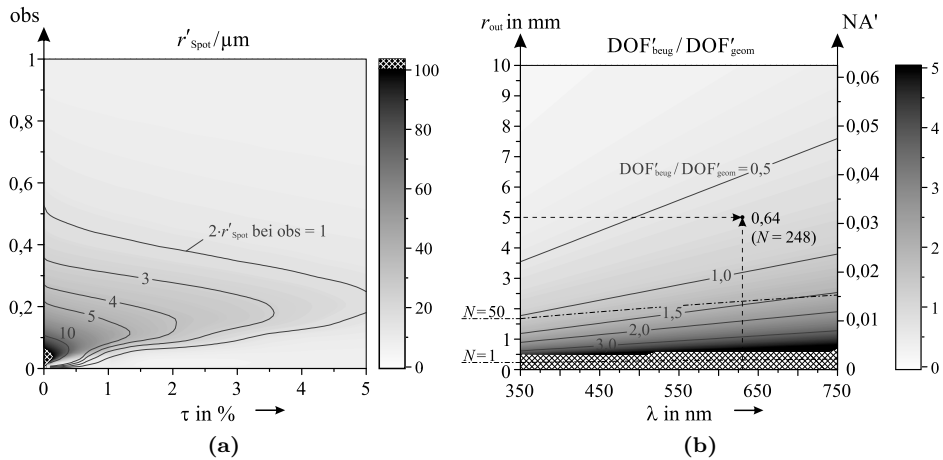


Abb. 5.11: (a) Radius der fokussierten Punktbildfunktion (Encircled Energy von 80 %) in Abhängigkeit des Transmissions- und Öffnungsverhältnisses und (b) Verhältnis zwischen beugungs- und geometrisch-optischer Abbildungstiefe als Funktion von Wellenlänge und numerischer Apertur für $\text{obs} = 1$.

Die Variation des in Abb. 5.10 dargestellten Verhältnisses beschränkt sich weitestgehend auf einen Bereich kleiner Transmissions- und Öffnungsverhältnisse. Das optische System wird somit über einen weiten Bereich von obs und τ in Abhängigkeit der Systemspezifikationen entweder geometrisch- oder beugungsoptisch dominiert. Welche Effekte den stärkeren Einfluss haben, kann über die numerische Apertur sowie den verwendeten Wellenlängenbereich abgeschätzt wer-

den. In Abbildung 5.11b ist das Verhältnis $\text{DOF}'_{\text{beug}}/\text{DOF}'_{\text{geom}}$ für ein nicht abgeblendetes System ($\text{obs} = 1$) als Funktion der Wellenlänge und des Linsendurchmessers r_{out} bzw. der numerischen Apertur² dargestellt. Der Einfluss der beugungsoptischen Abbildungstiefe nimmt mit steigender Wellenlänge und sinkender numerischer Apertur zu. Für die gegebenen Systemparameter nach Tab. 5.1 zeigt sich mit einem Verhältnis von $\text{DOF}'_{\text{beug}}/\text{DOF}'_{\text{geom}} = 0,64$ ein deutlicher Einfluss der geometrischen Abbildungstiefe. Erst für kleine Öffnungen $r_{\text{out}} \lesssim 3$ dominieren die Beugungseffekte.

Ein übliches Kriterium für die Gültigkeit beugungsoptischer Modelle ist auch durch die Fresnel-Zahl nach Gl. (2.13) möglich. Zur Berechnung der Fresnel-Zahl für die vorliegende endlich-endlich-Abbildung wird im Folgenden $f' = s'$ gesetzt, wodurch die bildseitige numerische Apertur der gegebenen Abbildung berücksichtigt wird. In Abbildung 5.11b sind die Grenzfälle für eine Fresnel-Zahl $N = 1$ als Übergang von Fraunhoferscher zu Fresnelscher Beugung eingezeichnet sowie für $N = 50$, ab der die geometrisch-optische Modellbeschreibung hinreichend genau ist (siehe Kap. 2.1.6). Demnach zeigt sich sowohl bei einer Beurteilung des Verhältnisses $\text{DOF}'_{\text{beug}}/\text{DOF}'_{\text{geom}}$ als auch der Fresnel Zahl mit $N = 248$ die Gültigkeit der geometrisch bestimmten Abbildungstiefe für die gegebenen Spezifikationen.

5.4 Experimentelle Bestimmung der Abbildungstiefe

Die folgenden experimentellen Untersuchungen dienen zur Verifizierung der in Kap. 5.1 und Kap. 5.3 angenommenen Modellbeschreibungen. Um eine objektive und realitätsnahe Bewertung der Abbildungstiefe zu gewährleisten, wird der Kontrast eines Testbildes in unterschiedlichen Ebenen ausgewertet. Die Abbildungstiefe entspricht der Strecke zwischen den Positionen vor und hinter der Fokalebene, in denen der Bildkontrast auf einen definierten Wert abgefallen ist. Dies entspricht der Kontrastbewertung des beugungsoptischen Modells und zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem geometrischen Ansatz für eine Ortsfrequenz $\rho_{\text{Test}} \rightarrow 0$. Die Berechnung des Kontrastes erfolgt über die maximale und minimale Intensität eines Testbildes mit äquidistantem Streifenmuster nach

$$C = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}}. \quad (5.13)$$

Das im Experiment verwendete optische Abbildungssystem (vgl. Tab. 5.1) besteht aus einem Achromaten mit einer Brennweite von $f' = 80$ mm und einer teiltransparenten Blende mit unterschiedlichen Öffnungen, welche in unmittelba-

²NA' bei einer Bildweite $s' = 160$ mm analog zur experimentell bestimmten Abbildungstiefe.

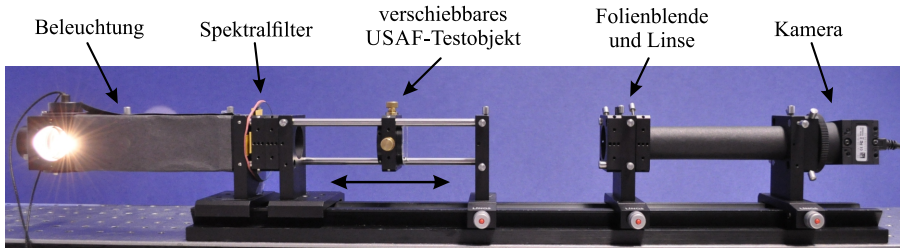


Abb. 5.12: Aufbau zur experimentellen Bestimmung der Abbildungstiefe einer achromatischen Linse mit teiltransparenter Blende.

rer Nähe vor der Linse platziert ist. Der Einsatz einer achromatischen Einzellinse gewährleistet zum Einen eine farb- und öffnungsfehlerkorrigierte Abbildung. Zum Anderen liegen Blenden- und Linsenebene weitestgehend zusammen. Die Beleuchtung erfolgt über eine Köhlersche Beleuchtungsanordnung, um eine homogene Ausleuchtung des Testobjektes zu gewährleisten. Eine Halogenlampe als Lichtquelle liefert ein breites Beleuchtungsspektrum, welches zusätzlich mit einem Filter begrenzt werden kann. Zur Bildaufnahme dient eine monochromatische Kamera [70].

Die teiltransparente Blende ist in Form mehrerer Neutraldichte-Folien (ND1,2) realisiert, in die kreisrunde Öffnungen mit Durchmessern von 1 bis 10 mm eingebracht sind. Bei einer maximalen Aperturöffnung von $r_{\text{Apt}} = r_{\text{out}} = 5 \text{ mm}$ werden somit Öffnungsverhältnisse von $\text{obs} = 0 \dots (0, 1) \dots 1$ realisiert.

Da die Transmission der verwendeten Folie sowie die Empfindlichkeit der Kamera eine spektrale Abhängigkeit aufweisen, ist T_{out} und damit das Transmissionsverhältnis τ vom Spektrum der Beleuchtung abhängig. Eine Anpassung des Frequenzspektrum ermöglicht somit die Verwirklichung unterschiedlicher Transmissionsverhältnisse. Die innere Transmission wird lediglich durch die Lichtverluste im optischen System begrenzt und kann bei vollständiger Aussteuerung der Kamera mit $T_{\text{in}} \approx 1$ angenommen werden.

Abbildung 5.13a zeigt die spektrale Abhängigkeit der normierten spezifischen Ausstrahlung $M_{e\lambda}$ der Halogenbeleuchtung³, die spektrale Empfindlichkeit des Kamerasensors S_K sowie die am „Cary 5000 UV-Vis“ Spektrometer gemessene Transmission eines zur Eingrenzung des bewerteten Spektralbereiches eingebrachten IR-Filters T_{IR} und der ND-Folie $T_{\text{ND1,2}}$. Sind alle Größen bekannt, ergibt sich das effektive Transmissionsverhältnis aus dem gewichteten Mittelwert von $T_{\text{ND1,2}}$ mit dem Produkt aus $M_{e\lambda}$, S_K und T_{IR} . Der IR-Filter wird eingesetzt, um den Einfluss der im infraroten Bereich ($\lambda \geq 670 \text{ nm}$) ansteigenden Folientransmission

³Beispielhaft wird die Ausstrahlung eines schwarzen Körpers bei 3000 K nach dem Planckschen Strahlungsgesetz [10] angenommen.

und Ausstrahlung der Lichtquelle zu begrenzen. Andernfalls hätte dies eine Vergrößerung der Resttransmission T_{out} und somit eine signifikante Verschlechterung der Blendenwirkung zur Folge.

Die experimentelle Bestimmung des Transmissionsverhältnisses erfolgt jedoch direkt aus der Auswertung zweier Kamerabilder mit vollständig geöffneter und geschlossener Blende. Aus dem Mittelwert der jeweils gemessenen Intensitätsverteilungen werden die Transmissionseigenschaften T_{in} bzw. T_{out} und nach Gl. (5.4) ein effektives Transmissionsverhältnis von $\tau_1 = 24\%$ bestimmt. Die direkte Messung im Aufbau hat den Vorteil, dass die spektralen Eigenschaften aller Komponenten sowie sämtliche Transmissionsverluste im System berücksichtigt werden.

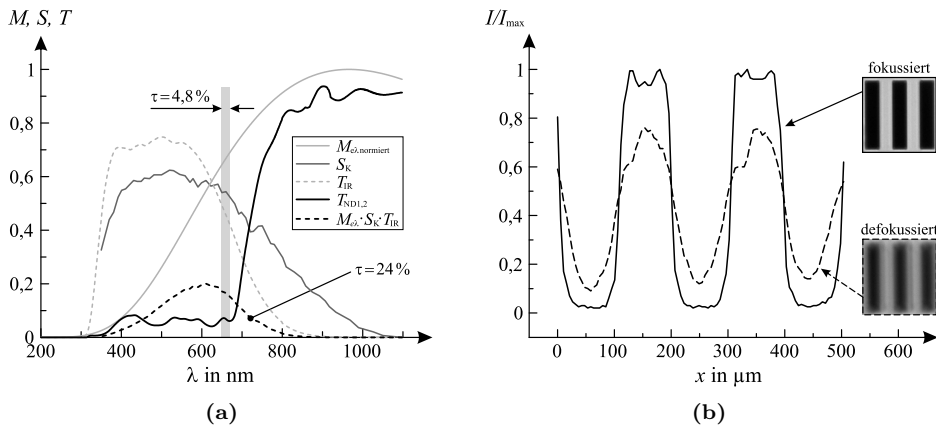


Abb. 5.13: (a) Spektraler Verlauf der Beleuchtung $M_{e\lambda}$, der Kameraempfindlichkeit S_K und den Transmissionseigenschaften des IR-Filters T_{IR} und der ND-Folie $T_{\text{ND1,2}}$ sowie die Wichtungsfunktion $M_{e\lambda} \cdot S_K \cdot T_{\text{IR}}$. (b) Intensitätsverlauf eines Streifenmusters zur Beurteilung der Abbildungstiefe.

Zur Realisierung eines zweiten Transmissionsverhältnisses wird ein dichroitisches Filter mit einer Schwerpunktwellenlänge von $\lambda = 630$ nm und einer Bandbreite von ± 5 nm in den Strahlengang eingebracht. Hierdurch wird eine Verringerung des Transmissionsverhältnisses auf $\tau_2 = 4,8\%$ erreicht.

Als Objekt dient ein U.S. Air Force Testobjekt (USAF), welches mit einem Abbildungsmaßstab von $\beta' = -1$ abgebildet wird. Die Objektweite beträgt $a = -160$ mm, die Bildweite $a' = 160$ mm. Durch den symmetrischen Aufbau entspricht die Schärfentiefe im Objektraum der Abbildungstiefe im Bildraum, sodass der Abstand zwischen Linse und Kamera konstant gehalten werden kann und die Beurteilung unterschiedlicher Bildebenen über die Verschiebung des Objektes

erfolgt. Als Teststruktur wird ein binäres Streifenmuster⁴ mit einem Streifenabstand von $198,41\ \mu\text{m}$ genutzt.

Zunächst wird die Position des Objektes ermittelt, in der das Bild einen maximalen Kontrast C_0 aufweist. Das Objekt wird anschließend axial vor und hinter der idealen Objektebene verschoben und der Kontrast über den Querschnitt des Intensitätsverlaufs der Teststruktur ausgewertet (siehe Abb. 5.13b). Die Strecke zwischen den Positionen, in denen der Kontrast auf den Schwellwert $C_S = 0,8 \cdot C_0$ abfällt, wird als Abbildungstiefe ermittelt.

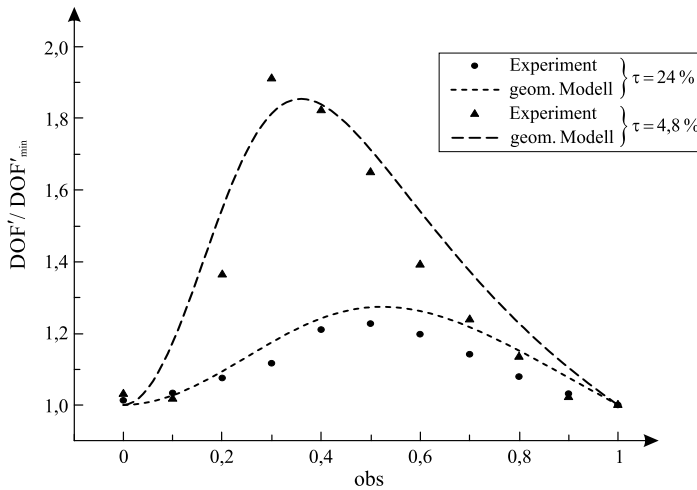


Abb. 5.14: Vergleich zwischen der theoretischen und gemessenen normierten Abbildungstiefe als Funktion des Öffnungsverhältnisses für $\tau_1 = 24\%$ und $\tau_2 = 4,8\%$.

In Abbildung 5.14 sind die nach Gl. (5.5) und (5.6) zu erwartenden Verläufe der Abbildungstiefe sowie die gemessenen Werte für τ_1 und τ_2 über das Öffnungsverhältnis aufgetragen. Die Kurven zeigen grundsätzlich eine gute Übereinstimmung. Es wird eine minimale Abbildungstiefe für die Blendenzustände $\text{obs} = 0$ und $\text{obs} = 1$ erreicht. Die Abbildungstiefe verläuft für kleine obs in erster Näherung quadratisch. Dies ist plausibel, da durch den mit r_{in} quadratisch ansteigenden Flächeninhalt des inneren Blendenbereiches dessen energetischer Beitrag zur Abbildung ebenfalls quadratisch zunimmt. Die Maximalwerte der normierten Abbildungstiefe sowie die dafür notwendigen Öffnungsverhältnisse aus Abb. 5.14 sind in Tab. 5.2 dargestellt.

Die größte Abweichung zwischen dem theoretisch und experimentell bestimmten optimalen Blendendurchmesser obs_{max} beträgt ca. 6% des Blendenradius für

⁴USAF Teststruktur: Gruppe 2, Element 3

τ_2 und liegt somit innerhalb eines Intervalls von $r_{\text{out}}/10$ mit dem das Öffnungsverhältnis abgetastet wurde. Die Abweichung bezüglich der maximal erreichbaren relativen Abbildungstiefe beträgt weniger als 4 % für beide Transmissionsverhältnisse. Die experimentellen Werte weisen einen stärkeren Abfall der Abbildungstiefe um das Maximum und damit eine engere Kurvenweite auf. Messungen der Abbildungstiefe mit bikonvexen anstatt achromatischen Linsen haben gezeigt, das sich die Kurvenweite weiter verjüngt. Es liegt nahe, das die Abweichungen durch Abbildungsfehler hervorgerufen werden, die zu einer nicht idealen Kaustik im Bereich um die Bildebene führen. Dieser Aberrationseffekt sowie Abweichungen von der Gleichmäßigkeit der Beleuchtung resultieren in einer nicht linearen Abhängigkeit des Spotdurchmessers vom Defokussierungsabstand, wodurch die experimentell bestimmte Modulationstiefe und der charakteristische Kurvenverlauf der Abbildungstiefe des Modells variieren.

	$\tau_1 = 24 \%$		$\tau_2 = 4,8 \%$	
	obs _{opt}	$\frac{\text{DOF}'_{\text{max}}}{\text{DOF}'_{\text{min}}}$	obs _{opt}	$\frac{\text{DOF}'_{\text{max}}}{\text{DOF}'_{\text{min}}}$
geom. Modell	0,52	1,28	0,36	1,85
Experiment	0,50	1,23	0,30	1,91
Abweichung	-0,02	-3,9 %	-0,06	+3,2 %

Tab. 5.2: Übersicht der theoretisch erwarteten und gemessenen Maximalwerte der Abbildungstiefe für zwei Transmissionsverhältnisse τ_1 and τ_2 .

5.5 Charakterisierung der PEDOT-Blende

Die in Kapitel 2.4.2 vorgestellte verstimmbare Blende aus dem elektrochromen Material PEDOT ermöglicht nur eine eingeschränkte Variation der Blendenabsorption. Im Folgenden wird diese charakterisiert und auf Grundlage des geometrischen Modells nach Kap. 5.1 ein optimales Blendendesign vorgeschlagen.

5.5.1 Absorption der verstimmbaren Blende

Die Absorption der verstimmbaren Bereiche einer PEDOT-Blende variiert, anders als die klassischer Irisblenden mit Metalllamellen, stark mit der Wellenlänge. Die Leistungsfähigkeit der Blende ist somit vom Spektrum der Beleuchtung und der spektralen Empfindlichkeit des Empfängers abhängig. In Abbildung 5.15 ist die spektrale Transmission einer PEDOT-Blende bei maximaler Transmission bzw. Absorption aufgetragen.⁵

⁵Messung am Spektrometer: „Cary 5000 UV-Vis“

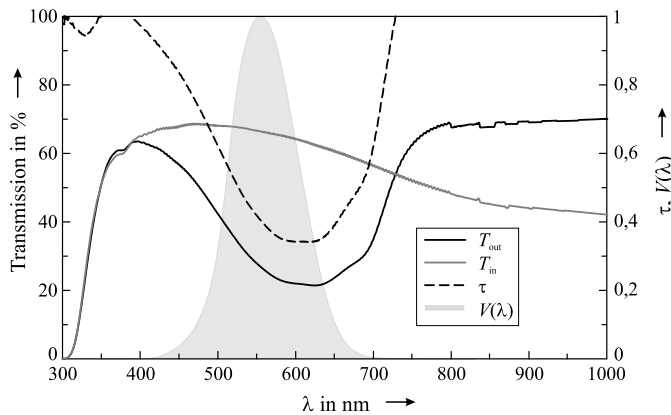


Abb. 5.15: Spektrale Transmission einer schaltbaren PEDOT-Blende im offenen (T_{in}) und geschlossenen Zustand (T_{out}) über einen Wellenlängenbereich von $\lambda = 300 \dots 1000$ nm.

Bei vollständig geöffneter Blende wird durch Absorption im Schichtsystem und Fresnelverluste an den Grenzflächen eine maximale Transmission von nahezu 70 % erreicht. Im sichtbaren Spektralbereich von $\lambda = 350 \dots 750$ nm lässt sich die Transmission auf ein Minimum von ca. 20 % absenken.

Für das Transmissionsverhältnis nach Gl. (5.4) ergibt sich somit bei einer Wellenlänge von $\lambda = 615$ nm ein minimales Transmissionsverhältnis von $\tau_{min} = 0,34$. Im Bereich der höchsten Empfindlichkeit des menschlichen Auges beträgt das Transmissionsverhältnis noch $\tau_{555} \approx 0,40$. Für kleinere bzw. größere Wellenlängen steigt τ stark an. Eine Kontrastumkehr im UV-Bereich für $\lambda < 390$ nm bzw. im IR für $\lambda > 730$ nm führt bei Systemen, welche in diesen Spektralbereichen empfindlich sind, zu einer Umkehr der Blendenwirkung. Dies ist insbesondere beim Einsatz von Kameras ohne IR-Filter zu beachten.

5.5.2 Optimales Blendendesign einer PEDOT-Blende

Da die Blendenwirkung stark von der spektralen Empfindlichkeit abhängig ist, kann keine allgemeine Aussage über eine optimale Blendengeometrie getroffen werden. Grundsätzlich muss hierfür das Beleuchtungsspektrum und die Empfindlichkeit des Bildsensors berücksichtigt werden. Beispielhaft werden im Folgenden die Blendeneffekte bezüglich der Abbildungstiefe für ausgewählte Wellenlängen gegenüber gestellt. Zum Einen wird die maximale Blendenwirkung für $\lambda = 615$ nm bestimmt, bei der PEDOT ein minimales Transmissionsverhältnis aufweist. Zum Anderen wird die Wellenlänge $\lambda = 555$ nm betrachtet, bei der die Empfindlichkeit des menschlichen Auges maximal ist. Für die Bestimmung der zu erwartenden

mittleren Blendenwirkung wird ein effektives Transmissionsverhältnis als gewichteter arithmetischer Mittelwert von τ mit der $V(\lambda)$ -Kurve [71], der Hellempfindlichkeit des menschlichen Auges, herangezogen. Die ermittelten Werte sind in Tab. 5.3 angegeben.

Spektralbereich in nm	τ_{eff}	obs_{opt}	$\text{DOF}'_{\text{max}}/\text{DOF}'_{\text{min}}$
615	0,34	0,56	1,20
555	0,40	0,57	1,16
350 ... 750 ⁶	0,43	0,58	1,15

Tab. 5.3: Effektive Transmissionswerte der PEDOT-Blende für ausgewählte Spektralbereiche sowie die daraus resultierenden optimalen Öffnungsverhältnisse und die damit erzielbare maximale Blendenwirkung auf die Abbildungstiefe.

Mit den effektiven Transmissionsverhältnissen τ_{eff} lassen sich nach Gl. (5.8) die Öffnungsverhältnisse ermitteln, bis zu denen ein Abblenden zur Vergrößerung der Abbildungstiefe sinnvoll ist. Durch das geringe Absorptionsvermögen der PEDOT-Schicht, ist der optimale innere Blendenradius der verstimmbaren Blende erheblich eingeschränkt. Eine Vergrößerung der Abbildungstiefe wird lediglich bis zum Abblenden auf einen Blendenradius von knapp 60 % der Gesamtöffnung erzielt. Eine weitere Reduzierung des Blendenradius führt zu einem Anstieg der Abbildungstiefe und einer Verringerung der Bildhelligkeit. Zudem ist, je nach gewähltem Spektralbereich, nur eine Variation der Abbildungstiefe von 15 bis 20 % möglich.

Das Ziel bei der Optimierung der verstimmbaren Blende sollte somit eine signifikante Vergrößerung des Blendenkontrastes sein. Durch den Einsatz einer Kombination von Viologen und Phenanzin als elektrochrome Materialien [72] wird dies teilweise schon erreicht. Mit einem maximalen Einstellbereich der Transmission zwischen 1,7 % und 83 % ($\tau \approx 0,02$) bei einer Wellenlänge von $\lambda = 600$ nm, erlauben diese beim Abblenden auf $\text{obs} = 0,27$ eine 2,4-fache Vergrößerung der Abbildungstiefe.

5.6 Zusammenfassung – Abbildungstiefe teiltransparenter Blenden

In den Betrachtungen zur Abbildungstiefe optischer System mit teiltransparenten Blenden wurden die Abhängigkeiten des Öffnungs- und Transmissionsverhältnis-

⁶Berücksichtigung des mit $V(\lambda)$ gewichteten arithmetischen Mittelwertes des Transmissionsverhältnisses.

ses als wesentliche Parameter der verwendeten Blende untersucht. Die Abbildungstiefe mit klassischen, ideal absorbierenden Blenden vergrößert sich grundsätzlich beim Abblenden. Bei teiltransparenten Blenden wird jedoch auch bei vollständig geschlossener Blende Licht transmittiert. Unter der Voraussetzung einer homogenen Absorption sind die Blendenwirkungen im vollständig geöffneten und geschlossenen Zustand identisch. Dies hat bei Verringerung der Blendenöffnung einen Anstieg der Abbildungstiefe auf einen Maximalwert, gefolgt von einem Abfall auf den Ursprungswert zur Folge.

Zur Bestimmung der Leistungsfähigkeit von Systemen mit teiltransparenten Blenden sowie der optimalen Blendeneinstellung wurden ein geometrisches und ein beugungsoptisches Modell verwendet. Beide Modelle führen zu einer qualitativ ähnlichen Beschreibung der Abbildungstiefe in Abhängigkeit der Blendenparameter, wobei die maximale Abbildungstiefe beugungsbedingt für Ortsfrequenzen größer null bei größeren Blendenöffnungen erreicht wird.

Durch die geometrische Modellbeschreibung wurde die optimale Geometrie einer teiltransparenten Blende berechnet und die daraus resultierende Leistungsfähigkeit für eine maximale Vergrößerung der Abbildungstiefe abgeleitet. Durch einen Vergleich der absoluten Abbildungstiefe konnten ebenfalls Aussagen zur Gültigkeit des geometrischen bzw. beugungsoptischen Modells getroffen werden. Für den Fall einer gegen null gehenden Ortsfrequenz stimmt das beugungsoptische mit dem geometrischen Modell überein.

Im Experiment konnte der funktionale Zusammenhang zwischen Abbildungstiefe und Blendenöffnung für zwei unterschiedliche Transmissionsverhältnisse mit den theoretisch erwarteten Werten nahezu in Deckung gebracht und somit die Modellbeschreibung bestätigt werden. Die geometrisch-optische Beschreibung der Abbildungstiefe liefert demnach eine sehr gute Näherung der zu erwartenden Systemperformance bei der Auslegung von abbildenden Systemen mit teiltransparenten Blenden.

6 Zoomsystem aus Linsen mit verstimmbarer Brennweite

Zur Realisierung der Funktionalität eines Zoomobjektives müssen grundsätzlich mindestens zwei Baugruppen unabhängig voneinander variiert werden. Durch das Variationsglied erfolgt die Einstellung der Objektivbrennweite. Die Variation des Kompensationsglied hält die Lage der Bildebene konstant. Die Realisierung klassischer Vario-Zoomsysteme mit variabler Brennweite erfolgt durch Verschieben von Linsen bzw. Linsengruppen des abbildenden Objektives (Kap. 2.2.4). Diese Systeme setzen damit einen erhöhten Platzbedarf voraus und stellen große Herausforderungen an die mechanische Positionierung der Baugruppen.

Mit dem Einsatz von verstimmbaren Linsen ist eine kompakte Bauweise möglich [73, 74, 75]. Die Variation der Brennweite bzw. des Abbildungsmaßstabes des Gesamtsystems erfolgt dabei über eine Variation der Brennweite einzelner Linsen im System.

Ziel der folgenden Betrachtungen ist die Dimensionierung eines solchen Vario-Zoomobjektives mit veränderbarer Gesamtbrennweite, welches aus zwei Linsengruppen mit verstimmbarer Einzelbrennweite besteht. Darauf aufbauend soll ein System für eine endlich-endlich Abbildung mit veränderbarem Abbildungsmaßstab dimensioniert und experimentell umgesetzt werden. Die Auslegung erfolgt mit dem Ziel der Minimierung der Systemlänge unter Einhaltung eines Variationsbereiches von $\Delta\beta' = -2,0 \dots -0,5$ sowie des einstellbaren Verstimmereiches der eingesetzten AlN-Membranlinsen.

Eine weitere oft gestellte Forderung an Zoomsysteme ist eine konstante Blendenöffnung. Die Austrittspupille bleibt konstant, wenn in der hinteren Linsengruppe zwischen Öffnungsblende und Bildebene keine Variation erfolgt. Andernfalls muss die Blendenöffnung in Abhängigkeit der Zoomeinstellung angepasst werden. Wie diese Anpassung zu erfolgen hat, ist Gegenstand von Kap. 6.1.3 und Kap. 6.2.4.

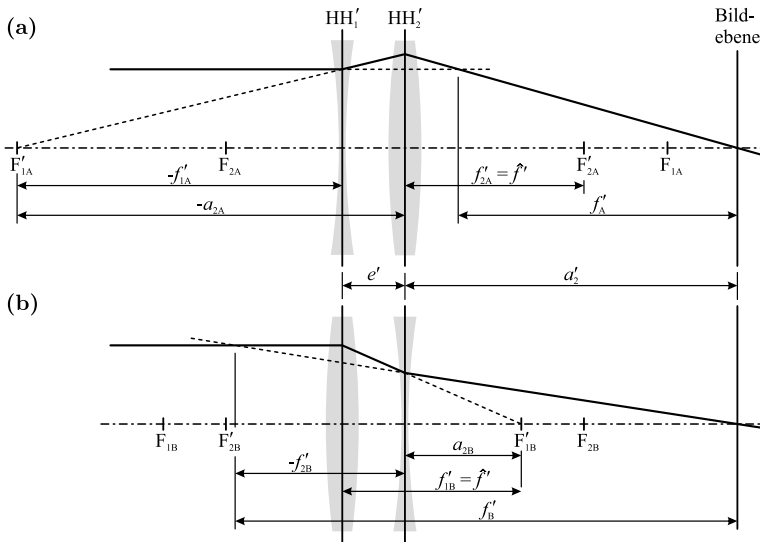


Abb. 6.1: Schematischer Aufbau eines Vario-Zoomobjektives durch Variation der Einzelbrennweiten mit (a) kurzer und (b) langer Gesamtbrennweite.

6.1 Auslegung eines Zoomobjektives mit variabler Gesamtbrennweite

Die Auslegung eines Zoomobjektives mit einstellbarer Gesamtbrennweite erfolgt durch eine kollineare Systembeschreibung [13]. Dabei werden zwei im Abstand e' angeordnete, ideal abbildende Linsen nach Abb. 6.1 zugrunde gelegt. Die Bildebene ist stationär in einem Abstand a'_2 von der zweiten Linse $H_2H'_2$, d. h. sie ändert ihre Position bei Variation der Zoomeinstellung nicht. Mit dem Objektiv soll dabei die Einstellung der Gesamtbrennweite im Bereich $f' = f'_A \dots f'_B$ möglich sein, wobei der Variationsbereich durch die Startbrennweite f'_A und das Verhältnis $V_Z = f'_A/f'_B$ beschrieben wird.

6.1.1 Design eines Vario-Zoomsystems minimaler Baulänge

Für die Einstellung einer möglichst geringen Gesamtbrennweite f'_A wird die zweite Linse mit maximaler Brechkraft $1/\hat{f}'$ angesteuert. Liegt die maximale Brechkraft $1/\hat{f}'$ an der ersten Linse an, kann eine große Brennweite f'_B bei minimaler Systemlänge realisiert werden. Analog zur Auslegung eines klassischen Zoomobjektives mit veränderlichen Linsenabständen können somit für die Endstellungen des Zoo-

objektives die Brennweiten aus den Einzelbrennweiten f'_{1A} bzw. f'_{2B} sowie \hat{f}' und dem Linsenabstand e' berechnet werden:

$$f'_A = -\frac{f'_{1A}\hat{f}'}{e' - f'_{1A} - \hat{f}'} \quad (6.1)$$

$$f'_B = -\frac{\hat{f}'f'_{2B}}{e' - \hat{f}' - f'_{2B}}. \quad (6.2)$$

Um eine Verschiebung der Brennebene zu verhindern, muss außerdem die Bildlage a'_2 konstant sein. Die Abbildungsgleichungen an der zweiten Linse ergeben sich somit in den Endstellungen zu

$$\frac{1}{\hat{f}'} = \frac{1}{a'_2} - \frac{1}{a_{2A}} = \frac{a_{2A} - a'_2}{a'_2 a_{2A}} \quad (6.3)$$

$$\frac{1}{f'_{2B}} = \frac{1}{a'_2} - \frac{1}{a_{2B}} = \frac{a_{2B} - a'_2}{a'_2 a_{2B}}. \quad (6.4)$$

Die Zwischenbildabstände lassen sich nach Abb. 6.1 durch $a_{2A} = f'_{1A} - e'$ und $a_{2B} = \hat{f}' - e'$ substituieren, sodass das System vollständig bestimmt ist.

Die gesuchten Brennweiten in den Endstellungen ergeben sich zu

$$f'_{1A} = \frac{-\hat{f}' \left(\hat{f}' \pm \frac{\sqrt{4f'_A(f'_A - \hat{f}') + \hat{f}'^2 V_Z}}{\sqrt{V_Z}} \right)}{2(f'_{1A} - \hat{f}')/V_Z} \quad (6.5)$$

$$f'_{2B} = \frac{\hat{f}' \left(\hat{f}' \pm \frac{\sqrt{4f'_A(f'_A - \hat{f}') + \hat{f}'^2 V_Z}}{\sqrt{V_Z}} \right)}{2(f'_{1A}/V_Z - \hat{f}')} \quad (6.6)$$

und die Abstände zu

$$e' = \frac{\hat{f}' \left(2f'_{1A}/V_Z - \hat{f}' \pm \frac{\sqrt{4f'_A(f'_A - \hat{f}') + \hat{f}'^2 V_Z}}{\sqrt{V_Z}} \right)}{2f'_{1A}/V_Z} \quad (6.7)$$

$$a'_2 = \frac{1}{2} \left(\hat{f}' \mp \frac{\sqrt{4f'_A(f'_A - \hat{f}') + \hat{f}'^2 V_Z}}{\sqrt{V_Z}} \right). \quad (6.8)$$

Der Lösungsraum umfasst dabei zwei mathematisch mögliche Lösungen, welche die geforderten Spezifikationen erfüllen. Grundsätzlich ist die Lösung zu wählen, bei der e' positiv ist. Für negative a'_2 ist die Brennebene virtuell, sodass zusätzlich eine sammelnde Optik notwendig ist.

Beispielhaft ergibt sich demnach für eine Brennweite $\hat{f}' = 35 \text{ mm}$ und einen Zoombereich von $f' = 80 \dots 100 \text{ mm}$ mit $V_Z = 0,8$ ein zweilinsiges optisches System mit den Abständen $e' = 4,6 \text{ mm}$ und $a'_2 = 86,8 \text{ mm}$.

6.1.2 Steuerkurven zur Variation der Gesamtbrennweite

Für die weiteren Betrachtungen wird von einer gegebenen Anordnung eines Zoomobjektives aus zwei verstimmbaren Linsen mit den aus Kap. 6.1.1 bekannten Abständen ausgegangen. Durch die Lage der Linsen wird der Arbeitsbereich, d. h. die kleinste und die größte einstellbare Brennweite, festgelegt. Für eine Brennweitenvariation ist die Ansteuerung der einzelnen Linsengruppen entscheidend. Es wird im Folgenden geklärt, welche Werte f'_1 und f'_2 annehmen müssen, um jede beliebige Gesamtbrennweite im Bereich $f' = f'_A \dots f'_B$ einzustellen.

Aus den Beziehungen für die Gesamtbrennweite einer zweistufigen Abbildungsfolge nach Gl. (2.17) und der Abbildungsgleichung an der zweiten Linse mit der Objektweite $a_2 = f'_1 - e'$ sowie der konstanten Bildweite a'_2 nach Gl. (6.3) folgt ein Gleichungssystem aus dem sich f'_1 und f'_2 für beliebige f' ermitteln lassen. Es gilt:

$$f'_1 = \frac{f' \cdot e'}{f' - a'_2} \quad (6.9)$$

$$f'_2 = \frac{a'_2 \cdot e'}{a'_2 + e' - f'}. \quad (6.10)$$

Für ein System mit den Abständen $e' = 4,6 \text{ mm}$ und $a'_2 = 86,8 \text{ mm}$ ergeben sich somit die in Abb. 6.2 dargestellten Steuerkurven beider Linsengruppen. Die maximale Brechkraft wird wie gefordert für die erste Linsengruppe bei der Zoom-einstellung f'_B und für die zweite Linsengruppe bei f'_A erreicht. Für das gegebene Systemdesign sind f'_{1A} und f'_{2B} betragsmäßig kleiner als \hat{f}' , weisen jedoch negative Werte auf. Die verstimmbaren Linsen müssen demnach so ausgelegt sein, dass sie sowohl über sammelnde als auch zerstreue Wirkung verfügen können.

Die Einschränkung auf positive Brechkräfte kann durch eine Verringerung der Brennweiten $f'_{2A} < \hat{f}'$ bzw. $f'_{1B} < \hat{f}'$ auf Kosten einer größeren Systemlänge erreicht werden. Wird der Zoombereich vergrößert, kann es außerdem zu einem Überschreiten der zulässigen maximalen Brechkraft für f'_{1A} bzw. f'_{2B} kommen. Im vorliegenden Beispiel tritt dieser Fall für $f'_B = 100 \text{ mm}$ bei $f'_A < 54,5 \text{ mm}$ ein. Im Systemdesign ist dies durch eine Anpassung der Brechkräfte in den Randpositionen in den Gln. (6.1) bis (6.4) zu berücksichtigen.

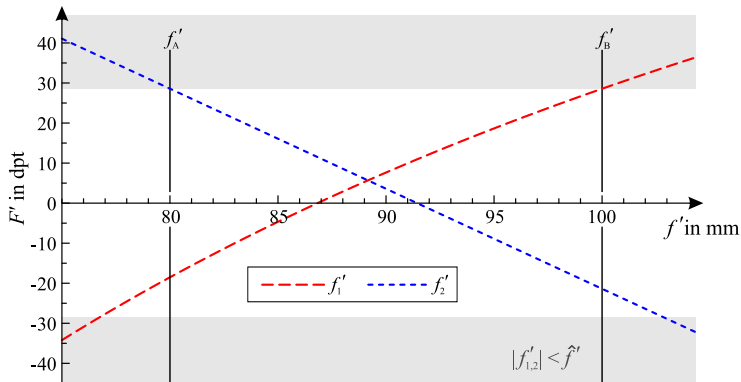


Abb. 6.2: Brechkraften zweier Einzellinsen zur Einstellung einer Gesamtbrennweite in den Grenzen $f' = 80 \dots 100$ mm.

6.1.3 Aperturverlauf für ein zweilinsiges Zoomsystem mit veränderlicher Gesamtbrennweite

Für das vorangegangene Systemdesign wurde ausschließlich die Objekt-Bild-Abbildung betrachtet. Im Folgenden wird eine Blendendiskussion durchgeführt. Hierfür wird die Lage und Größe einer im System vorhandenen Öffnung untersucht. Grundsätzlich beschränkt die Öffnungsblende die zur Abbildung beitragende Lichtmenge und hat damit Einfluss auf Bildhelligkeit, Schärfentiefe (siehe Kapitel 5) sowie das Auflösungsvermögen. Die Wirkung einer im Durchmesser veränderbaren adaptiven Blende kann dabei wesentlich über deren Position beeinflusst werden.

Beschrieben wird die Öffnung eines Systems mit einer im Unendlichen liegenden Objektebene durch die Blendenzahl k , dem Verhältnis von Systembrennweite zum Durchmesser der Eintrittspupille.

$$k = \frac{f'}{D_{EP}} \quad (6.11)$$

Es wird davon ausgegangen, dass die Öffnungsblende zwischen den beiden Linsen positioniert ist. In Abb. 6.3 ist die Öffnungsblende (ÖB) mit dem Durchmesser D_{Apt} und der axialen Position a'_P dargestellt. Über den Abbildungsmaßstab und die Brennweite f'_1 lässt sich die Eintrittspupille (EP), das objektseitige Blendenbild, mit dem Durchmesser D_{EP} in Abhängigkeit der Gesamtbrennweite ermitteln (siehe Anhang B). Für die Blendenzahl folgt somit:

$$k = \frac{e' f' - a'_P f' + a'_2 a'_P}{e' D_{Apt}}. \quad (6.12)$$

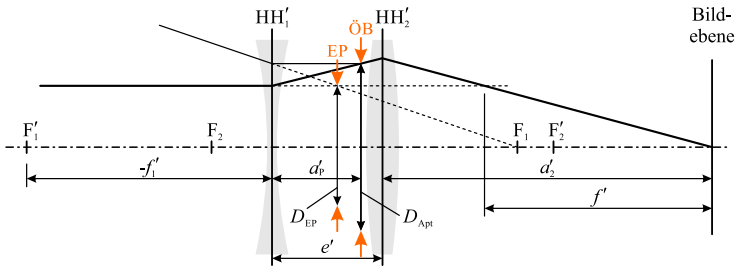


Abb. 6.3: Abbildung der Blendenöffnungen aus dem Zwischenbild- in den Objektraum zur Bestimmung der wirksamen Eintrittspupille.

Anhand des beispielhaft gewählten Zoomsystems ist in Abb. 6.4 der Verlauf der Blendenzahl über den Variationsbereich der Gesamtbrennweite für eine Blendenlage in den beiden Randpositionen $a'_p = 0$ und $a'_p = e'$ sowie einer mittleren Position $a'_p = e'/2$ dargestellt. Für den Fall, dass die Öffnungsblende mit der ersten Linsenebene zusammenfällt, bleibt die Eintrittspupille beim Zoomen unverändert. Die Blendenzahl ändert sich somit linear mit der eingestellten Gesamtbrennweite. Stellt die zweite Linse die begrenzende Öffnung und damit die Austrittspupille dar ($a'_p = e'$), bleibt die Blendenzahl über den gesamten Zoombereich konstant. Dies folgt aus der Forderung, dass der Abstand zur Bildebene ebenfalls konstant bleibt. Demnach muss für ein System mit $a'_p \neq e'$, für das eine konstante Blendenzahl über den gesamten Zoombereich gefordert wird, eine Anpassung des Blendendurchmessers erfolgen.

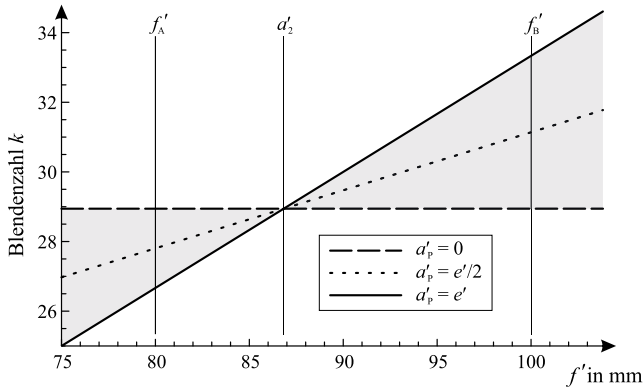


Abb. 6.4: Verlauf der Blendenzahl über den Variationsbereich $f' = 80 \dots 100$ mm für unterschiedliche Positionen der Öffnungsblende.

Bei der Gesamtbrennweite $f' = a'_2$ wird mit $f'_1 \rightarrow \infty$ ausschließlich durch die zweite Linse abgebildet. Öffnungsblende und Eintrittspupille fallen somit zu-

sammen, sodass die Blendenzahl von der Blendenlage unabhängig ist. Wird das Zoomobjektiv ohne Öffnungsblende zwischen erster und zweiter Linse ausgelegt, wirken die Linsenaperturen selbst öffnungsbegrenzend. Weisen diese den gleichen freien Durchmesser auf, so ist für eine Gesamtbrennweite $f' < a'_2$ die zweite Linse und für $f' > a'_2$ die erste Linse öffnungsbegrenzend.

6.2 Systemauslegung eines Zoomsystems mit variablem Abbildungsmaßstab

Der Einsatz von Zoomobjektiven mit variabler Brennweite, wie sie in der Fotografie Verwendung finden, setzt eine Abbildung mit einer Objektposition im Unendlichen und einer im Endlichen befindlichen Bildebene voraus. Im Folgenden wird ein Zoomsystem für eine endlich-endlich-Abbildung ausgelegt. Dabei wird ebenfalls von einer zweistufigen Abbildung mit Linsen variabler Brennweite ausgegangen, wobei Objekt- und Bildebene stationär sind. Der Zoombereich ist nicht über die Variation der Gesamtbrennweite, sondern den Abbildungsmaßstab definiert.

Für das Systemdesign stellt die endliche Objektweite einen weiteren freien Parameter dar. Die Auslegung eines solchen Zoomsystems führt deshalb ohne zusätzliche Randbedingungen auf ein unterbestimmtes Gleichungssystem mit unendlicher Lösungsvielfalt. Die folgenden Designüberlegungen werden unter dem Gesichtspunkt eines möglichst kompakten Gesamtsystems getroffen. Es folgt die Berechnung der Steuerkurven, die zur Ansteuerung eines beliebigen Abbildungsmaßstabes erforderlich sind, sowie der Blendeneinstellung für einen gleichbleibenden Öffnungswinkel des optischen Systems.

Der Auslegung liegt eine kollineare Systembeschreibung mit zwei ideal abbildenden Linsen nach Abb. 6.5 zugrunde. Dabei erfolgt eine maximale Vergrößerung durch die Ansteuerung der maximalen Brechkraft an der Linse $H_1H'_1$ bzw. eine Verkleinerung durch die maximale Ansteuerung von $H_2H'_2$. Als Ausgangsgrößen für die Berechnung sind der zu verstimmende Bereich des Abbildungsmaßstabes mit $\beta' = \beta'_A \dots \beta'_B$ sowie die maximal einstellbare Brechkraft F'_{\max} bzw. die korrespondierende Brennweite \hat{f}' der verstimmbaren Linsen gegeben. Diese Parameter begrenzen die minimale Systemlänge, auf deren Bestimmung im folgenden Kapitel näher eingegangen wird.

6.2.1 Design eines Zoomsystem mit minimaler Gesamtlänge

Bei einem vorgegebenen Brennweitenbereich der variablen Linsen wird der maximal erreichbare Verstimmbereich des Abbildungsmaßstabes durch die Gesamtlänge des optischen Systems begrenzt. Mit den folgenden Betrachtungen werden

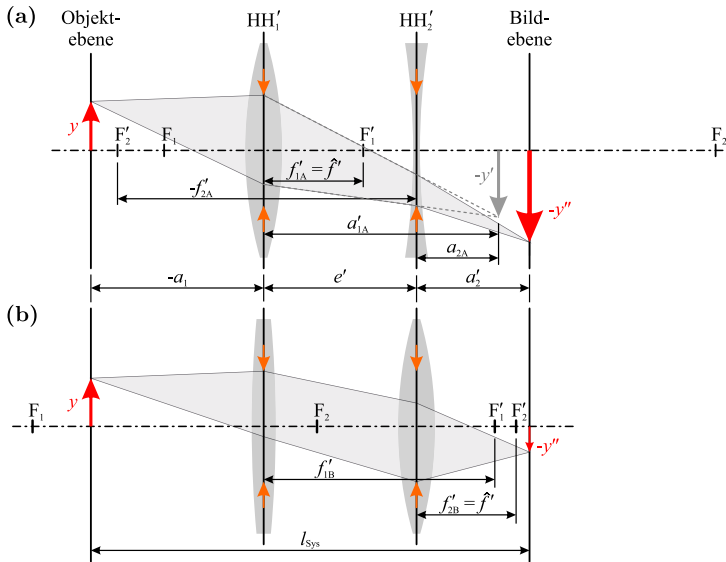


Abb. 6.5: Schematischer Aufbau eines Vario-Zoomsystems mit Linsen verstimbarer Brennweite zur (a) vergrößernden und (b) verkleinernden Abbildung.

die Abstände zwischen Objektebene, erster und zweiter Linse und der Bildebene so gewählt, dass durch die Ausnutzung der zulässigen Brennweitenbereiche beider Linsen sowohl eine Einstellung der unterschiedlichen Abbildungsmaßstäbe als auch ein kompaktes Systemdesign möglich ist. Bei geeigneter Wahl der Brennweiten (siehe Kap. 6.2.3) kann der Abbildungsmaßstab innerhalb dieser Grenzen frei variiert werden.

Der Abbildungsmaßstab einer Abbildungsfolge zweier Linsen ergibt sich aus dem Produkt der Abbildungsmaßstäbe der Einzelabbildungen zu

$$\beta' = \beta'_1 \cdot \beta'_2. \quad (6.13)$$

Aus den kollinearen Beziehungen¹ folgt

$$\beta' = \frac{f'_1}{a_1 + f'_1} \cdot \frac{f'_2}{a_2 + f'_2} = \frac{a'_1 - f'_1}{f'_1} \cdot \frac{a'_2 - f'_2}{f'_2}. \quad (6.14)$$

Die Bildweite a'_1 und Objektweite a_2 zum Zwischenbild können über den Linsenabstand e' und die Abbildungsgleichung durch

$$a'_1 = a_2 + e' = \frac{a'_2 f'_2}{f_2 - a'_2} + e' \quad \text{bzw.} \quad a_2 = a'_1 - e' = \frac{a_1 f'_1}{a_1 + f'_1} - e' \quad (6.15)$$

¹Bezogen auf das Hauptpunktkoordinatensystem nach [13].

substituiert werden. Nach Umformung folgen somit für die Brennweiten f'_1 und f'_2 die Abstände des optischen Systems von der Objekt- bzw. Bildebene zu

$$a_1 = \frac{\frac{f'_1 f'_2}{\beta'} + f'_1 e' - f'_1 f'_2}{f'_1 + f'_2 - e'}, \quad (6.16)$$

$$a'_2 = \frac{f'_1 f'_2 - f'_2 e' - \beta' f'_1 f'_2}{f'_1 + f'_2 - e'}. \quad (6.17)$$

Die Lage der Linsen des Zoomsystems ist demnach abhängig von der möglichen Brechkraft der Einzellinsen und dem zu erreichenden Abbildungsmaßstab. Der Linsenabstand e' kann dabei beliebige positive Werte annehmen, sollte jedoch so gewählt werden, dass der zulässige Brennweitenbereich der verstimmbaren Linsen nicht überschritten wird.

Zur Ermittlung der Abstände a_1 , a'_2 und e' werden die Zoomeinstellungen β'_A und β'_B betrachtet. Das Ziel ist eine Optimierung der Abstände bezüglich einer minimalen Systemlänge, wobei für beide Linsen die maximal mögliche Brechkraft von $1/\hat{f}'$ nicht überschritten werden darf. Weiterhin ist der maximale Variationsbereich der verstimmbaren Linsen auszunutzen, wodurch eine feinfühligte Einstellung und damit eine präzise Ansteuerung des gewünschten Abbildungsmaßstabes ermöglicht wird.

Aus geometrisch-optischer Sicht wird eine maximale Vergrößerung β'_A für $f'_1 = \hat{f}'$, d. h. bei maximal angesteuerter Brechkraft der Linse $H_1 H'_1$, erreicht. Entsprechend folgt eine maximale Verkleinerung β'_B für $f'_2 = \hat{f}'$. Für die beiden Grenzfälle ergeben sich nach Gl. (6.16) und (6.17) somit Beziehungen für:

$$\beta'_A \text{ mit } f_1 = \hat{f}': \quad a_1 = \frac{\frac{\hat{f}' f'_{2A}}{\beta'_A} + \hat{f}' e' - \hat{f}' f'_{2A}}{\hat{f}' + f'_{2A} - e'}, \quad a'_2 = \frac{\hat{f}' f'_{2A} - f'_{2A} e' - \beta'_A \hat{f}' f'_{2A}}{\hat{f}' + f'_{2A} - e'} \quad (6.18)$$

und

$$\beta'_B \text{ mit } f_2 = \hat{f}': \quad a_1 = \frac{\frac{f'_{1B} \hat{f}'}{\beta'_B} + f'_{1B} e' - f'_{1B} \hat{f}'}{f'_{1B} + \hat{f}' - e'}, \quad a'_2 = \frac{f'_{1B} \hat{f}' - \hat{f}' e' - \beta'_B f'_{1B} \hat{f}'}{f'_{1B} + \hat{f}' - e'}. \quad (6.19)$$

Sofern keine weiteren Anforderungen gestellt werden, ist das System über diese vier Gleichungen mit den drei unbekanntnen Abständen a_1 , e' , a'_2 und zwei Brennweiten f'_{2A} und f'_{1B} zunächst unterbestimmt. Zur Lösung des Gleichungssystems, wird eine Parametervariation der unbekanntnen Größe e' durchgeführt. Der Lin-

senabstand ist je nach Anwendung meist durch einen Minimalwert beschränkt, welcher die Unzugänglichkeit der Hauptebenen innerhalb der Linsen und die Fassung der Bauelemente berücksichtigt. Eine Beschränkung nach oben ist durch die Forderung einer kompakten Bauweise gegeben. Der Parameterraum kann somit anwendungsbezogen eingeschränkt werden.

Für eine allgemeine Betrachtung der Systemauslegung eines optischen Systems mit variablerem Abbildungsmaßstab wird zunächst davon ausgegangen, dass eine Variation von $\beta' = -1$ bis zu einem maximalen Abbildungsmaßstab β'_{\max} realisiert werden soll. Der Zoombereich kann dabei sowohl verkleinernd ($-1 < \beta'_{\max} < 0$) als auch vergrößernd ($-\infty < \beta'_{\max} < -1$) ausgelegt werden. Die Größe des Zoombereiches hat Einfluss auf die Systemlänge l_{Sys} , welche sich aus den Abständen zwischen Objekt- und Bildebene ergibt:

$$l_{\text{Sys}} = -a_1 + e' + a'_2 \quad (6.20)$$

$$= \frac{2\hat{f}'f'_{2A} - \frac{\hat{f}'f'_{2A}}{\beta'_A} - \beta'_A\hat{f}'f'_{2A} - e'^2}{\hat{f}' + f'_{2A} - e'} \quad (6.21)$$

$$= \frac{2f'_{1B}\hat{f}' - \frac{f'_{1B}\hat{f}'}{\beta'_B} - \beta'_Bf'_{1B}\hat{f}' - e'^2}{f'_{1B} + \hat{f}' - e'}. \quad (6.22)$$

Aus der quadratischen Abhängigkeit von e' wird ersichtlich, dass zur Realisierung eines gewünschten Zoombereiches mit vorgegebener Systemlänge grundsätzlich zwei optische Systeme mit unterschiedlichen Abständen existieren.

Für die Systemauslegung wird eine Variation des Abbildungsmaßstabes zwischen $\beta'_A = -1$ und $\beta'_B = -0,5$ angenommen. Als maximale Brechkraftänderung der verstimmbaren Linsen wird analog zu den ermittelten Spezifikationen der AIN-Zylinderlinsen (siehe Kap. 3.2.2) ein Bereich von $\Delta\hat{F}' = (-1/0,035 \dots 1/0,035)$ dpt festgelegt. Durch numerische Lösung der Gleichungen (6.18) und (6.19) ergeben sich bei Parametervariation des Linsenabstandes die in Abb. 6.6 dargestellten Abstände a_1 und a'_2 sowie die Brennweiten f'_{2A} und f'_{1B} .

Für die Auswahl eines geeigneten Systems kann der Lösungsraum anhand der vorgegebenen Spezifikationen der verstimmbaren Linsen und einer Plausibilitätsprüfung der Abstände eingeschränkt werden. So lassen sich Lösungen im Brennweitenbereich $|f'_{1,2}| < \hat{f}'$ sowie mit positivem Objekt- bzw. negativem Linsen- oder Bildabstand ausschließen. Damit beschränkt sich der Lösungsraum auf Systeme mit Linsenabständen $e' > 75,3$ mm bei einer Gesamtlänge von $l_{\text{Sys}} > 148,5$ mm sowie den Bereich $12,6$ mm $< e' < 48,7$ mm. Das Zoomsystem lässt sich demnach mit einer minimalen Gesamtlänge von $l_{\min} = 140$ mm bei einem Linsenabstand von $e' = 35$ mm und den Brennweiten $f'_{2A} = \infty$ und $f'_{1B} = 70$ mm realisieren.

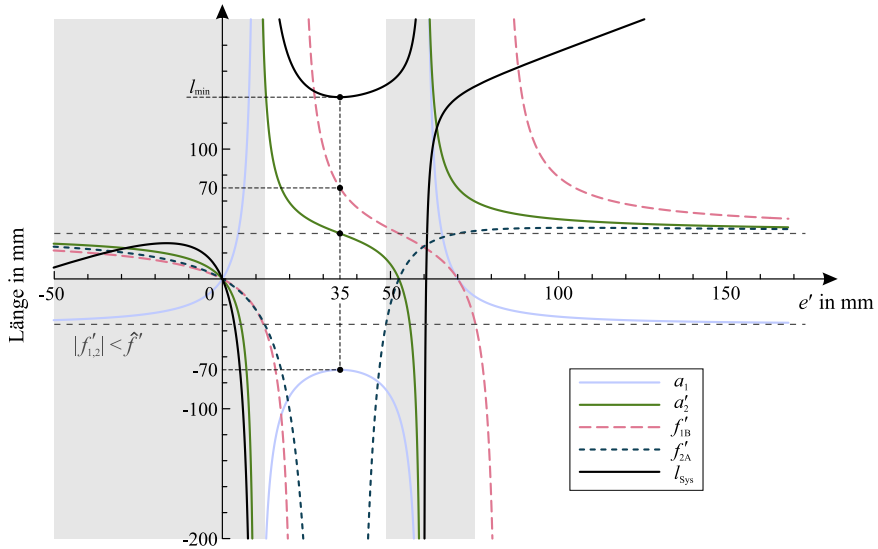


Abb. 6.6: Linsenabstände a_1 und a_2' sowie Brennweiten f_{2A}' und f_{1B}' bei unterschiedlichen Linsenabständen e' zur Realisierung eines Zoomsystems mit Variation des Abbildungsmaßstabes von $\Delta\beta' = -1 \dots -0,5$ und einer maximalen Linsenbrechkraft von $F'_{1A} = F'_{2B} = \hat{F}' = 1/0,035$ dpt.

Die minimale Systemlänge hängt dabei wesentlich vom Variationsbereich des Abbildungsmaßstabes ab. Bei einer Verringerung des Variationsbereiches können kompaktere Systeme realisiert werden. Die theoretisch kleinste Systemlänge wird für $\Delta\beta' \rightarrow 0$, also einen nicht veränderbaren Abbildungsmaßstab erzielt. Der Linsenabstand e' verschwindet für diesen Fall und beide Linsen fallen in einer Ebene zusammen. Aus Gleichung (6.21) bzw. (6.22) folgt somit unter der Annahme gleicher Brechkräfte ($f'_{2A} = f'_{1B} = \hat{f}'$) für den minimal realisierbaren Abstand zwischen Objekt- und Bildebene

$$\hat{l}_{\min} = \lim_{e' \rightarrow 0} l_{\text{Sys}} = \frac{\hat{f}'}{2} \cdot \left(2 - \frac{1}{\beta'} - \beta' \right). \quad (6.23)$$

Dies entspricht dem trivialen Fall der Abbildung mit einer Linse doppelter Brechkraft. Die Systemlänge \hat{l}_{\min} stellt den theoretischen Fall der kleinsten Abmessung dar. Eine Zoomfunktionalität ist für diesen Grenzfall nicht mehr gegeben.

Die Bestimmung der minimalen Systemlänge eines Zoomsystems mit verstimmbaren Linsen vereinfacht sich für den Fall einer symmetrischen Variation des Abbildungsmaßstabes. Hierunter wird im Folgenden ein System verstanden, welches in gleichem Maße vergrößernd wie verkleinernd abbilden kann. Es gilt somit

$\beta'_A = 1/\beta'_B$. Die erforderlichen Systemabstände sowie die Brennweiten in den Endstellungen, welche sich durch Lösung der Gln. (6.18) und (6.19) ergeben, sind in Abb. 6.7a über den Linsenabstand e' dargestellt.

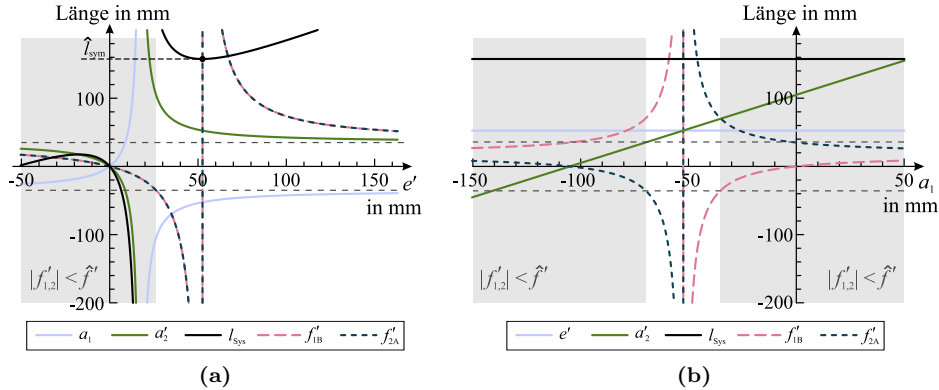


Abb. 6.7: (a) Linsenabstände sowie Brennweiten für eine symmetrische Variation des Abbildungsmaßstabes von $\Delta\beta' = -2 \dots -0,5$ für unterschiedliche Linsenabstände e' sowie (b) Lösungen für $e' = 52,5$ mm für unterschiedliche Objektweiten.

Ein Minimum der Systemlänge existiert für den Grenzfall $f'_{2A/1B} \rightarrow \infty$. Dieses erhält man über eine Grenzwertbildung aus Gl. (6.22).

$$\begin{aligned}
 \hat{l}_{\text{sym}} &= \lim_{f'_{1B} \rightarrow \infty} l_{\text{Sys}} \\
 &= \lim_{f'_{1B} \rightarrow \infty} \frac{\hat{f}' \cdot \left(2 - \frac{1}{\beta'} - \beta' - \frac{e'^2}{f'_{1B} \hat{f}'} \right)}{1 + \frac{\hat{f}'}{f'_{1B}} - \frac{e'}{f'_{1B}}} \\
 &= \hat{f}' \cdot \left(2 - \frac{1}{\beta'} - \beta' \right) \tag{6.24}
 \end{aligned}$$

Für einen Variationsbereich von $\beta' = -2 \dots -0,5$ ergibt sich somit bei einer kleinsten einstellbaren Brennweite der verstimmbaren Linsen von $\hat{f}' = 35$ mm eine minimale Systemlänge von $\hat{l}_{\text{sym}} = 157,5$ mm.

Die Lösungsmenge ist jedoch nicht auf ein System dieser Länge beschränkt. Bei entsprechender Wahl der Brennweiten existieren unendlich viele Lösungen mit minimaler Systemlänge für den Linsenabstand $e' = 52,5$ mm. In Abb. 6.7b sind diese in Abhängigkeit der Objektweiten dargestellt. Für eine reelle Abbildung und Brennweiten $|f'_{1B/2A}| > \hat{f}'$ beschränkt sich die Lösungsmenge dabei auf Objektweiten im Bereich $a_1 = (-70 \dots -35)$ mm.

6.2.2 Auslegung mit Linsen positiver Brechkraft

Die bisherigen Designüberlegungen für optische Zoomsysteme gehen davon aus, dass sich mit den variablen Linsengruppen sowohl positive als auch negative Brennweiten einstellen lassen. Für eine Vielzahl von derzeit verfügbaren Linsen mit verstimmbarer Brennweite lässt sich dieser Variationsbereich jedoch nicht oder nur eingeschränkt realisieren. Insbesondere der Wechsel von positiver zu negativer Brechkraft ist häufig nicht möglich.

Für die Auslegung eines Zoomsystems mit einem zulässigen Verstimmbereich der variablen Linsen von $f' = \hat{f}' \dots \infty$ und einem Variationsbereich des Abbildungsmaßstabes von $\beta' = \beta'_A \dots \beta'_B$ lässt sich aus der kollinearen Systembeschreibung ein vollständig bestimmtes Gleichungssystem ableiten, woraus die Abstände a_1 , e' und a'_2 ermittelt werden können. Aus der Beziehung für den Objektstand a_1 nach Gl. (6.18) und den Bildabstand a'_2 nach Gl. (6.19) folgen für den Fall $f'_{2A} \rightarrow \infty$ und $f'_{1B} \rightarrow \infty$:

$$a_1 = \hat{f}' \cdot \left(\frac{1}{\beta'_A} - 1 \right), \quad (6.25)$$

$$a'_2 = -\hat{f}' \cdot (\beta'_B - 1). \quad (6.26)$$

Die Abbildung erfolgt demnach für den Grenzfall β'_A ausschließlich durch die Linse $H_1H'_1$ und für β'_B durch $H_2H'_2$.

Ausschlaggebend für die Bestimmung des Linsenabstandes e' und damit der gesamten Systemlänge l_{pos} ist der maximale Vergrößerungseffekt $\hat{\beta}'$. Dieser entspricht dem größten Wert aus der Menge $\{\beta'_A, 1/\beta'_A, \beta'_B, 1/\beta'_B\}$. Die Systemlänge ergibt sich analog zu einem System mit symmetrischem Variationsbereich nach Gl. (6.24) mit $\hat{l}_{\text{pos}} = \hat{l}_{\text{sym}}(\hat{f}', \hat{\beta}')$. Der Linsenabstand wird anschließend über die Differenz der Abstände nach

$$\begin{aligned} e' &= \hat{l}_{\text{pos}} + a_1 - a'_2 \\ &= \hat{f}' \cdot \left(\frac{1}{\beta'_A} + \beta'_B - \frac{1}{\hat{\beta}'} - \hat{\beta}' \right) \end{aligned} \quad (6.27)$$

bestimmt.

Die minimale Systemlänge \hat{l}_{pos} stellt dabei nicht nur die kompakteste Realisierung eines Zoomsystems mit Linsen positiver Brechkraft dar, sondern ermöglicht ebenfalls die Ausnutzung des gesamten Durchstimmbereiches der variablen Linsen. Somit wird eine möglichst feinfühligte Einstellung des Abbildungsmaßstabes von β'_A bis β'_B gewährleistet.

Für die hier verwendeten ALN-Linsen, mit einer einstellbaren Brennweite von $\hat{f}' = 35$ mm, sind in Tab. 6.1 die Abstände des kompaktesten Systemdesigns so-

wie die erforderlichen Verstimmbereiche der variablen Linsen für unterschiedliche Zoombereiche gegenübergestellt.

Zoombereich	a_1 in mm	e' in mm	a'_2 in mm	\hat{l}_{Sys} in mm	f'_1 in mm	f'_2 in mm
$\beta' = -1, 0$ (Minimum)	-35	0	35	70	35	35
$\beta' = -0, 5$	-52,5	0	26,25	78,75	35	35
$\beta' = -1, 0 \dots -0, 5$ (unsymmetrisch)	-70	35	35	140	35 ... 70	$\infty \dots 35$
$\beta' = -2, 0 \dots -0, 5$ (symmetrisch)	-52,5	52,5	52,5	157,5	35 ... ∞	$\infty \dots 35$

Tab. 6.1: Linsenposition, Systemlänge und Durchstimmbereiche eines zweilinsigen Zoomsystems für ausgewählte Variationsbereiche des Abbildungsmaßstabes bei einer einstellbaren Brennweite von $\hat{f}' = 35$ mm.

Das kompakteste Systemdesign mit einer Gesamtlänge von $\hat{l}_{\text{Sys}} = 70$ mm erhält man demnach für einen Abbildungsmaßstab von $\beta' = -1$ bei maximaler Brechkraft der Linsen. Für einen festen Abbildungsmaßstab von $\beta' = -0, 5$ oder $\beta' = -2$ beträgt die erforderliche Systemlänge $\hat{l}_{\text{Sys}} = 78, 75$ mm. Ist ein einstellbarer Abbildungsmaßstab innerhalb dieses Bereich zu realisieren, steigt diese auf $\hat{l}_{\text{Sys}} = 140$ mm für ein lediglich vergrößerndes bzw. verkleinerndes System. Das im Rahmen dieser Arbeit umgesetzte System ist dafür ausgelegt, einen Variationsbereiches von $\beta' = -2, 0 \dots -0, 5$ durchfahren zu können. Die minimale Systemlänge beträgt in diesem Fall $\hat{l}_{\text{Sys}} = \hat{l}_{\text{sym}} = \hat{l}_{\text{pos}} = 157, 5$ mm bei einem Abstand zwischen den Objekt-, Linsen- und Bildebenen von jeweils 52, 5 mm. Der Ansteuerungsbereich der variablen Linsen wird dabei im zulässigen Bereich vollständig ausgenutzt.

6.2.3 Steuerkurven zur Variation des Abbildungsmaßstabes

Die Lage der Linsengruppen im System ist aus den vorangegangenen Betrachtungen bekannt und durch die Abstände a_1 , e' und a'_2 definiert. Der Variationsbereich des Abbildungsmaßstabes ist somit festgelegt. Im Folgenden werden die einzustellenden Brennweiten der Linsengruppen ermittelt, die zur Ansteuerung eines beliebigen Abbildungsmaßstabes im Bereich $\beta' = \beta'_A \dots \beta'_B$ erforderlich sind.

Der Abbildungsmaßstab der Abbildungsfolge beider Linsen ergibt sich nach Gl. (6.14) zu

$$\beta' = -\frac{f'_1}{a_1 + f'_1} \cdot \frac{a'_2 - f'_2}{f'_2} \quad (6.28)$$

Die Verknüpfungen der jeweiligen objekt- und bildseitigen Schnittweiten werden durch die Abbildungsgleichungen

$$\frac{1}{f'_1} = \frac{1}{a'_1} - \frac{1}{a_1} \quad \text{und} \quad \frac{1}{f'_2} = \frac{1}{a'_2} - \frac{1}{a_2} \quad (6.29)$$

an den Linsen $H_1H'_1$ und $H_2H'_2$ beschrieben. Die Bestimmung von f'_2 erfolgt aus der Abbildungsgleichung für $H_2H'_2$ durch Substitution der Objektweite $a_2 = a'_1 - e'$ nach Abb. 6.5 und Einsetzen der Abbildungsgleichung für $H_1H'_1$.

$$\frac{1}{f'_2} = \frac{1}{a'_2} - \frac{1}{\frac{a_1 \cdot f'_1}{a_1 + f'_1} - e'} \quad (6.30)$$

Aus den Gleichungen (6.28) und (6.30) erhält man nach Vereinfachung für die Brennweite der zweiten Linse

$$f'_2 = \frac{a'_2 \cdot e'}{a'_2 - a_1 \cdot \beta' + e'} \quad (6.31)$$

Die Brennweite der ersten Linse ergibt sich aus den Gln. (6.28) und (6.31) zu

$$f'_1 = -\frac{a_1 \cdot \beta' \cdot e'}{a'_2 - a_1 \cdot \beta' + e' \cdot \beta'} \quad (6.32)$$

Mit dem in Kap. 3.2.2 bestimmten Brennweitenbereich einer ALN-Linse von $f' = 0 \dots 35$ mm und den nach Kap. 6.2.2 festgelegten Linsenabständen ergeben sich somit die in Abb. 6.8 dargestellten Brechkräfte der Linsen zur Ansteuerung beliebiger Abbildungsmaßstäbe im Bereich $\beta' = -2,0 \dots -0,5$.

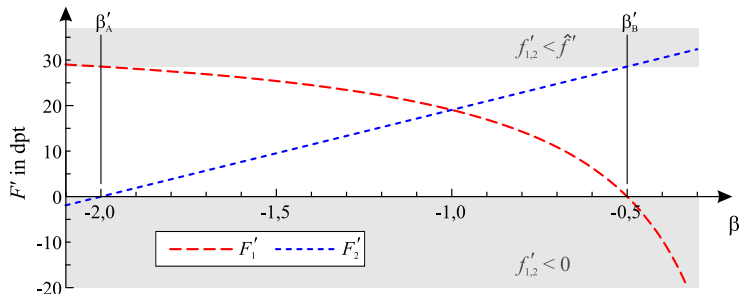


Abb. 6.8: Brechkraft der Einzellinsen zur Einstellung eines definierten Abbildungsmaßstabes in den Grenzen $\beta' = -2 \dots -0,5$.

6.2.4 Aperturverlauf für ein zweilinsiges Zoomsystem mit veränderlichem Abbildungsmaßstab

Das experimentell in Kap. 7.2 umgesetzte optische System mit einem Zoombereich von $\beta' = -2 \dots -0,5$, besteht aus zwei ALN-Linsen, welche herstellungsbedingt durch eine kreisförmige Aperturöffnung mit dem Durchmesser $D_{\text{Apt}} = 3 \text{ mm}$ begrenzt sind. Die Linsenöffnungen wirken dabei selbst als Blende und führen zu einer Begrenzung des Strahlenganges, welche abhängig von der jeweiligen Zoomstellung ist. Für eine allgemeine Blendenbetrachtung wird die Öffnungsblende zwischen den beiden Linsen positioniert ist.

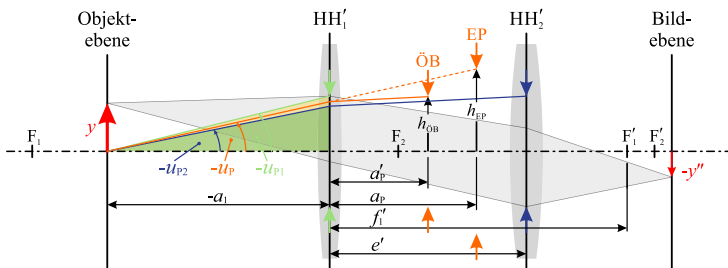


Abb. 6.9: Abbildung der Blendenöffnungen aus dem Zwischenbild- in den Objektraum zur Bestimmung der wirksamen Eintrittspupille.

In Abbildung 6.9 befindet sich die Blende mit der Öffnung $h_{\text{ÖB}} = D_{\text{Apt}}/2$ an der Position a'_p . Die Eintrittspupille ist das objektseitige Blendenbild mit der Größe $h_{\text{EP}} = D_{\text{EP}}/2$ an der Position a_p . Der Tangens des wirksamen Öffnungswinkels u_p ergibt sich durch das Verhältnis von h_{EP} zum Abstand der Eintrittspupille zur Objektebene.

$$h_{\text{EP}} = -\frac{h_{\text{ÖB}} \cdot f'_1}{a'_p - f'_1} \quad (6.33)$$

$$a_p = -\frac{a'_p \cdot f'_1}{f'_1 - a'_p} \quad (6.34)$$

$$\tan(u_p) = \frac{h_{\text{ÖB}} \cdot f'_1}{a_1 f'_1 - a_1 a'_p - a'_p f'_1} \quad (6.35)$$

Aufgrund der geringen Brechkraft der ALN-Linsen sind die Abstände relativ groß und damit u_p klein. Zur Vermeidung zusätzlicher Vignettierung werden zunächst keine weiteren Blenden in das System eingebracht. Die Vignettierung lässt sich somit über die zwei Blenden mit dem Öffnungsdurchmesser D_{Apt} an den Positionen $a'_{p1} = 0$ für die erste Linse und $a'_{p2} = e'$ für die zweite Linse beschreiben. Welche der beiden Linsenöffnungen als Öffnungsblende wirkt, zeigt ein Vergleich der objektseitigen Öffnungswinkel.

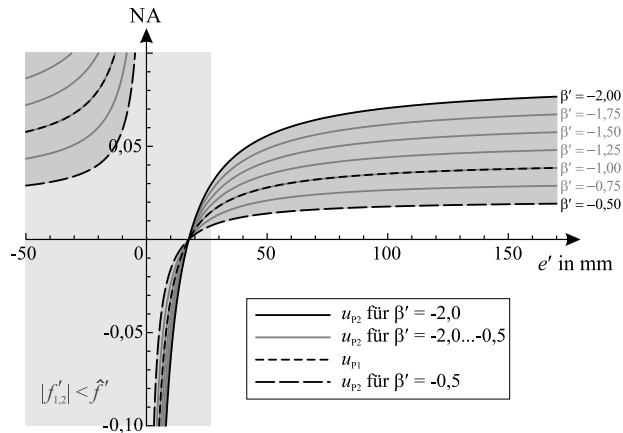


Abb. 6.10: Objektseitige Apertur durch die Begrenzung an der ersten und zweiten Linse bei einem symmetrischen Variationsbereich $\beta' = -2 \dots -0,5$ und einer maximalen Brechkraft $\hat{F}' = 1/0,035$ dpt.

Für den gewählten Variationsbereich des Abbildungsmaßstabes sind in Abb. 6.10 die Öffnungswinkel u_{P1} und u_{P2} dargestellt, welche aus der Begrenzung durch die erste bzw. zweite Linse resultieren. Der Öffnungswinkel u_{P2} ergibt sich aus der rückwärtigen Abbildung der zweiten Linsenbegrenzung an der Linse $H_1H'_1$ und hängt somit von der aktuellen Zoomeinstellung ab. Der markierte Bereich zwischen den u_{P2} -Kurven stellt den Variationsbereich mit den Grenzen β'_A und β'_B dar. Bei Vergrößerung wirkt die erste Linse öffnungsbegrenzend, bei Verkleinerung die zweite. Für die mittlere Zoomposition mit dem Abbildungsmaßstab $\beta' = -1$ sind die Öffnungswinkel u_{P1} und u_{P2} gleich.

6.2.5 Blendendurchmesser für eine konstante numerische Apertur

Die numerische Apertur des optischen Zoomsystems wird grundsätzlich durch die beiden Linsenöffnung begrenzt, wobei je nach Zoomeinstellung entweder die erste oder zweite Linse öffnungsbegrenzend ist. Eine konstante numerische Apertur kann erreicht werden, indem eine zusätzliche Blende eingebracht wird, deren Durchmesser in Abhängigkeit vom eingestellten Abbildungsmaßstab variiert.

Aus den vorangegangenen Betrachtungen wird von einem System aus ALN-Linsen mit den Abständen $-a_1 = e' = a'_2 = 52,5$ mm zur Realisierung eines Abbildungsmaßstabes von $\beta' = -2 \dots -0,5$ ausgegangen. Durch eine Blende mit

dem Öffnungsradius $h_{\text{ÖB}}$ und der Position a'_p im Zwischenbildraum ergibt sich aus den Gln. (6.35) und (6.32) der objektseitige Öffnungswinkel zu

$$u_P = \arctan \left(\frac{h_{\text{ÖB}} \beta' e'}{a_1 \beta' e' + a'_p a'_2 - a_1 a'_p \beta'} \right) \quad (6.36)$$

bzw. die objektseitige numerische Apertur, vereinfacht für kleine Winkel, zu

$$\text{NA} = \frac{h_{\text{ÖB}} \beta' e'}{a_1 \beta' e' + a'_p a'_2 - a_1 a'_p \beta'}. \quad (6.37)$$

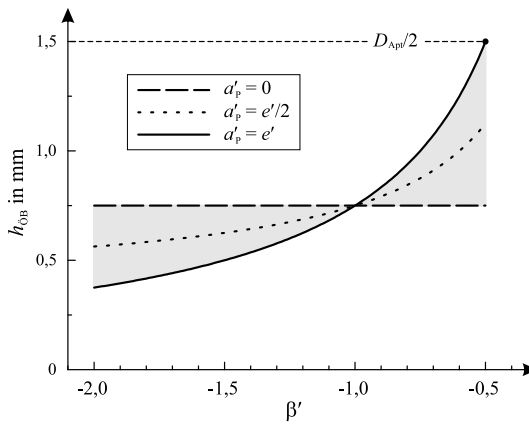


Abb. 6.11: Blendendurchmesser für eine konstante numerische Apertur des optischen Zoomsystems von $\text{NA} = 0,014$ und der Randstrahlhöhe in der ersten und zweiten Linsenebene.

Abbildung 6.11 zeigt die erforderliche Blendenöffnung $h_{\text{ÖB}}$ einer mittig an der Position $a'_p = e'/2 = 26,25$ mm bzw. in den Randpositionen $a'_p = 0$ und $a'_p = e'$ ins System eingebrachten Blende, um eine konstante numerische Apertur von $\text{NA} = 0,014$ nach Gl. (6.37) gewährleisten zu können. Eine Variation des Durchmessers der zusätzlichen variablen Blende führt dazu, dass diese stets öffnungsbeschränkend ist. Bei einer maximalen Verkleinerung von $\beta' = -0,5$ wird die Apertur gleichzeitig durch die zweite Linse mit dem Öffnungsradius $h_{P2} = 1,5$ mm begrenzt.

6.3 Zusammenfassung – Zoomsysteme

Analog zur Auslegung klassischer Zoomobjektive mit variabler Gesamtbrennweite erfolgt im ersten Teil des Kapitels die Dimensionierung eines Zoomsystems, welches über eine Brechkraftänderung der einzelnen Linsengruppen realisiert ist. Das

System wird so ausgelegt, dass eine maximale einstellbare Brechkraft der Einzelinsen nicht überschritten wird. Es werden die Steuerkurven zur Einstellung der Gesamtbrennweite ermittelt und eine Blendenbetrachtung durchgeführt.

Darüber hinaus wird ein Zoomsystem mit variablem Abbildungsmaßstab dimensioniert. Durch den zusätzlichen Objektabstand ist das System zunächst unterbestimmt. Es erfolgt eine Optimierung der Abstände hinsichtlich einer minimalen Systemlänge für unterschiedliche Einstellbereiche des Abbildungsmaßstabes, wobei der Verstimmbereich der Einzellinse möglichst voll ausgenutzt werden soll. Es wird die Einstellung einer zusätzlich eingebrachten Blende ermitteln, welche für eine konstante numerische Apertur des System über den gesamten Zoombereich erforderlich ist.

7 Optische Mikrosysteme mit adaptiver lateraler Auflösung

Durch den Einsatz verstimmbarer Zylinderlinsen und Prismen ist es möglich, lateral scannende Systeme mit einer hochauflösenden Abbildung ausgewählter Feldbereiche zu realisieren [76, 77]. Weiterhin ist mit zwei verstimmbaren Linsengruppen der Aufbau eines Zoomsystems ohne Verschiebung einzelner Komponenten möglich [78]. Im Folgenden werden beide Konzepte experimentell umgesetzt, wobei geeignete Plattformen zum Aufbau der optischen Systeme mit mehreren verstimmbaren Bauelementen diskutiert und die Charakterisierung der Gesamtsysteme durchgeführt werden.

Die zunächst passiven AlN-Membranen aus Kapitel 3 werden auf Wafer-Level produziert und vereinzelt. Für den Einsatz als adaptive Linse ist ein Ein- bzw. Mehrkammersystem zur Halterung der Membran-Chips entwickelt worden, welches durch Strukturierung und Abdichtungen die notwendige Infrastruktur zur Befüllung und Ansteuerung mehrerer individuell verstimmbarer Linsen ermöglicht. Ausgehend von einem Einkammersystem als Testplattform für Einzelkomponenten werden ein Multi-Layersystem aus PMMA mit integrierten Kanalstrukturen für ein scannendes Mikrosystem und ein LTCC-Modul mit einer kompakten Bauweise für ein – auch anamorphotisch – verstimmbares Zoomsystem demonstriert.

7.1 Scannendes Mikrosystem mit verstimmbaren Zylinderlinsen

Der Aufbau eines scannenden Mikrosystems aus verstimmbaren Zylinderlinsen erfordert für jede Scanrichtung ein lateral zueinander versetzt angeordnetes Zylinderlinsenpaar (siehe Kap. 4.2). Hierdurch entsteht ein relativ hoher Justageaufwand. Die eingesetzten Membranlinsen verursachen aufgrund der hohen Brechzahl des AlN außerdem hohe Fresnelverluste und damit einen signifikanten Streu- und Falschlichtanteil. Vereinfacht soll deshalb ein Demonstrator für eine Feldabtastung mit drei individuell ansteuerbare Zylinderlinsen zum Abbilden und Scannen in einer Richtung aufgebaut werden.

7.1.1 Entwurf und Aufbau eines Mehrkammersystems

Der Aufbau des scannenden Abbildungssystems erfolgt in Modulbauweise. Dies ermöglicht eine schrittweise Montage sowie eine Charakterisierung von Zwischenstufen während des Demonstratoraufbaus. Eine Abbildung des Mehrkammersystems sowie eine schematische Schnittdarstellung sind in Abb. 7.1 zu sehen. Das

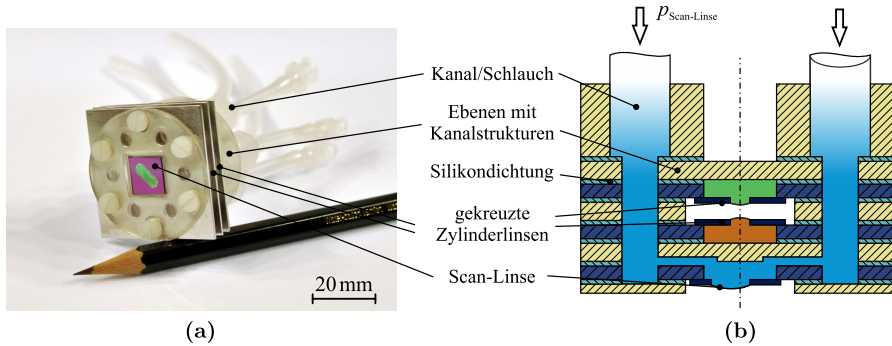


Abb. 7.1: (a) Demonstrator aus drei Zylinderlinsen zum eindimensionalen lateralen Scannen und (b) schematische Schnittdarstellung der Ebenen-Modulbauweise mit Kanalstrukturen zur Ansteuerung einer von drei Linsen-kammern.

Grundmodul besteht aus einem Zylinder aus PMMA mit einem Durchmesser von 35 mm. Symmetrisch zur Zylinderachse sind Gewindebohrungen zum Anschluss von UNF-Lueradaptorn¹ für die Befüllung und Ansteuerung sowie zur Verschraubung des Schichtsystems angeordnet. Dies ermöglicht eine kompakte Bauform mit drei voneinander getrennten Kammern und eine Halterung des Systems mit Standardkomponenten auf der optischen Bank.

Auf das Grundmodul sind strukturierte Ebenen aus PMMA übereinander gestapelt, welche Kanalstrukturen zum Befüllen der einzelnen Kammern oder die Si-Chips mit den AlN-Membranen sowie Durchgangslöcher zur Verschraubung enthalten. Die in Abb. 7.1a dargestellten Aluminiumelemente sind die Trägerlayer der Si-Chips. Im Folgenden wurden diese ebenfalls aus PMMA gefertigt. Dies ermöglicht eine kostengünstige Herstellung, bessere Abdichtung sowie die Einbringung von Alignmentstrukturen zur Ausrichtung. Die Linsen werden mittels UV-aushärtendem Kleber auf den Trägerlayern befestigt.

Der Layeraufbau ermöglicht eine laterale Justage der Linsenebenen während der Montage. Die Abdichtung gegenüber Ölverlust und Gaseintritt wird durch Silikonmatten mit einer Dicke von 500 μm zwischen den Layern sicher gestellt. Die Befüllung der einzelnen Kammern und die Ansteuerung über externe Pumpen

¹genormtes Schlauchverbindingssystem (DIN EN 1707)

erfolgt durch Schläuche, welche stirnseitig am Grundmodul angebracht sind. Der Aufbau ermöglicht somit für jede Kammer eine individuelle Druckregelung.

Das optische System besteht aus zwei gekreuzt zueinander angeordneten Zylinderlinsen mit einer Öffnung von $(1,5 \times 1,5) \text{ mm}^2$. Durch die geringe Öffnung beträgt die numerische Apertur bei einem angelegten Druck von $p = 100 \text{ mbar}$ und einer Brennweite von $f' = 28,5 \text{ mm}$ nur $NA' = 0,025$. Der Demonstrator ist so ausgelegt, dass beide Linsen in geringem Abstand zueinander positioniert werden können. Dies stellt eine Abbildung mit nahezu gleichen Abbildungsmaßstäben in horizontaler und vertikaler Bildrichtung sicher.

Eine dritte Zylinderlinse mit einer freien Öffnung von $(3 \times 3) \text{ mm}^2$ ist lateral um $0,75 \text{ mm}$ zur optischen Achse verschoben positioniert. Eine Brennweitenänderung dieser Scan-Linse bewirkt neben einem eindimensionalen Scanvorgang auch eine Unschärfe in Scanrichtung. Durch eine asymmetrische Ansteuerung der abbildenden Zylinderlinsen wird diese Defokussierung korrigiert und damit eine scharfe Abbildung erreicht.

7.1.2 Charakterisierung der Abbildungsleistung

Um eine hohe Leistungsfähigkeit des Demonstrators zu erzielen, sollten weder Bildfehler noch Beugungseffekte einen dominanten Einfluss auf die Abbildung haben. Eine Verringerung der Systembrennweite führt durch Vergrößerung der numerischen Apertur zu einer schmalen Punktbildfunktion, gleichzeitig steigt jedoch durch zunehmende Abbildungsfehler der geometrische Spotradius. Die optimale Linsensteuerung bezüglich eines günstigen Verhältnisses zwischen geometrischem ($r_{\text{Spot g}}$) und beugungsbedingtem Spotradius² ($r_{\text{Spot b}}$) ergibt sich unter Berücksichtigung der Demonstratorgeometrie und des realisierbaren Verstimmbereiches bei einer Brennweite der abbildenden Zylinderlinsen von $f'_x = 12,2 \text{ mm}$ und $f'_y = 13,7 \text{ mm}$. Das System ist somit bei einem Feldwinkel von $w = 0^\circ$ mit den Spotradien $r_{\text{Spot b}} \approx 4,5 \text{ }\mu\text{m}$ und $r_{\text{Spot g}} \approx 5,2 \text{ }\mu\text{m}$ aberrationsbegrenzt.

Abbildung 7.2a zeigt den Verlauf der geometrischen RMS-Spotradien sowie den Radius der Punktbildfunktionen³ für Feldwinkel von $w = 0^\circ$ bis 10° ohne Aktuierung der Scanlinse. Die Verläufe zeigen ein ausgewogenes Verhältnis der Spotradien bis $w \approx 6,5^\circ$. Für größere Feldwinkel wird das System zunehmend durch Beugung begrenzt. Durch Vignettierung an den Linsenöffnungen kommt es außerdem zu einer Abnahme des geometrischen Spotradius.

Zur experimentellen Bewertung des Auflösungsvermögens erfolgt eine MTF-Messung über die Auswertung der Abbildung eines Siemenssterns. Über den

²Ray-Tracing Optimierung über „Diffraction Encircled Energy“ (DENC) und „RMS Spot-Radius“ (RSRE) in ZEMAX[®] mit polychromatischer Strahldurchrechnung für $n_F = 486 \text{ nm}$, $n_d = 588 \text{ nm}$ und $n_C = 656 \text{ nm}$.

³Encircled Energy von 80%

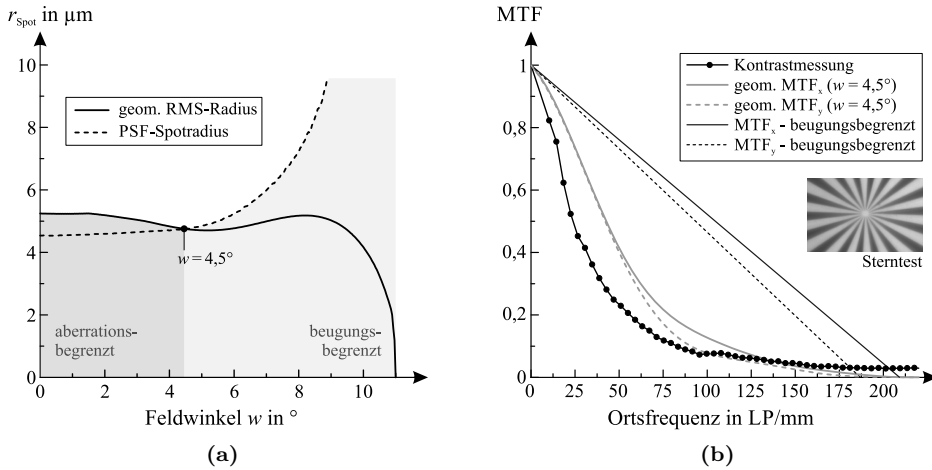


Abb. 7.2: Vergleich der geometrischen und beugungsoptischen Abbildungsqualität des scannenden Demonstrators mit Zylinderlinsen **(a)** über die Spotradien im Feldbereich $w = 0^\circ$ bis 10° und **(b)** über die MTF, ermittelt durch Kontrastauswertung einer Siemenssternabbildung und Zemax[®]-Simulationen.

Intensitätsverlauf entlang konzentrischer Kreise um den Sternmittelpunkt wird der frequenzabhängige Kontrast ermittelt. Dabei nimmt die Ortsfrequenz radial mit zunehmender Entfernung vom Mittelpunkt ab. Abbildung 7.2b zeigt die Abbildung des Sterns und die daraus bestimmte MTF. Durch die unterschiedlichen axialen Positionen der Zylinderlinsen ergeben sich in horizontaler mit $\text{NA}'_x = 0,061$ und vertikaler Bildrichtung mit $\text{NA}'_y = 0,055$ unterschiedliche numerische Aperturen bzw. Grenzfrequenzen. Die Kurven der ideal beugungsbegrenzten MTFs zeigen die maximal erreichbare Leistungsfähigkeit für eine mittlere Wellenlänge von $\lambda_d = 588\text{ nm}$. Der starke Einfluss von Bildaberrationen sowie Farbfehlern wird im Vergleich mit der geometrischen MTF deutlich, die mit dem Beugungslimit gewichtet ist und der zu erwartenden Abbildungsleistung der Linsenanordnung entspricht. Der Offset, der im Kurvenverlauf für große Frequenzen oberhalb der Grenzfrequenz sichtbar ist, deutet auf einen großen Einfluss von Falsch- und Streulicht hin. Eine signifikante Bildverbesserung ist demnach durch den Einsatz mehrerer Linsen zur Bildfehlerkorrektur sowie Maßnahmen zur Reduzierung von Streulicht im Immersionsöl und Fresnelverlusten an den Grenzflächenübergängen zu erreichen. Letzteres ist durch den Einsatz hochbrechender AlN-Membranen jedoch nur eingeschränkt zu verwirklichen.

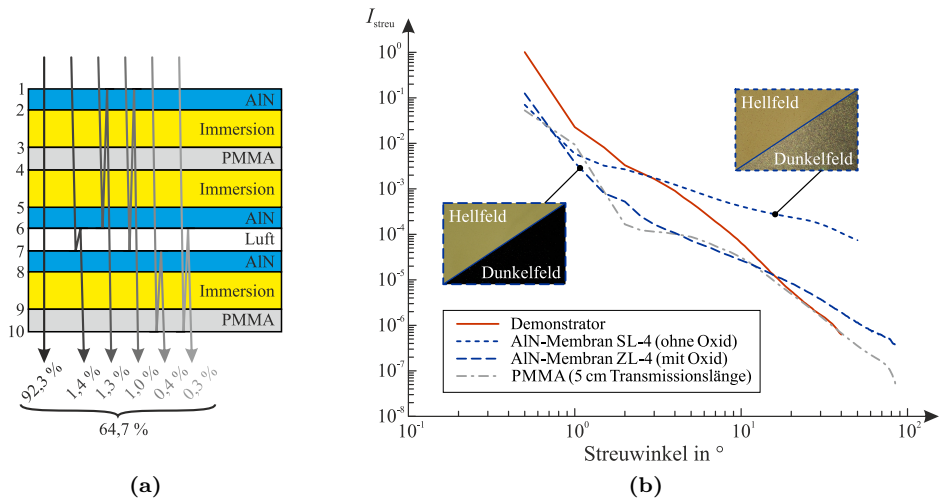


Abb. 7.3: (a) Schematische Schnittdarstellung des scannenden Demonstrators im nicht ausgenkneten Zustand mit den signifikanten Falschlichtpfaden aufgrund der Grenzflächenreflexionen. (b) Vergleichende Streulichtmessung von unterschiedlich prozessierten, freistehenden AIN-Membranen, dem verwendeten PMMA-Material und des gesamten Demonstrators mit Öl-Immersion.

7.1.3 Kontrastabfall durch Falsch- und Streulicht

Falsch- und Streulicht können Geisterbilder und Bildrauschen verursachen und somit zu einer merklichen Reduzierung der Auflösung des abbildenden Systems führen. Für eine Quantifizierung des reflektierten Falschlichtanteils werden vereinfacht nur die Grenzflächen im System ohne Auslenkung der Membranen betrachtet.

In Abbildung 7.3a ist ein schematischer Schnitt durch den Demonstrator gezeigt. Der Strahlengang durchläuft dabei insgesamt zehn Grenzschichten, wobei an drei Grenzflächen relativ große Fresnelreflexionen durch den Brechzahlunterschied zwischen Luft und AIN auftreten. Aus einer energetischen Strahldurchrechnung ohne Berücksichtigung von Absorptions- und Interferenzerscheinungen ergibt sich, dass lediglich 64,7% des einfallenden Lichtes transmittiert werden. Von diesem Licht tragen wiederum nur 92,3% zur Abbildung bei. Der restliche Anteil erfährt Reflexionen an den Grenzfläche und stört somit die Abbildung. Die skizzierten Lichtpfade in Abb. 7.3a zeigen, dass insbesondere die Grenzflächen zu Luft für die Entstehung von Falschlicht ursächlich sind. Durch eine Anti-Reflexionsbeschichtung an diesen Oberflächen wäre eine deutliche Reduzierung des Falschlichtes möglich. Aufgrund der geringen Dicke der AIN-Membranen ist jedoch mit einem signifikanten Einfluss der Beschichtung auf die mechanischen

Eigenschaften und damit auf den durchstimmbaren Brennweitenbereich zu rechnen.

Weitere Ursachen für einen Kontrastverlust sind Oberflächen- und Volumestreueung an den Grenzflächen sowie im Immersionsöl. Zur Charakterisierung der Streueffekte wurde eine goniometrische Erfassung der „Bidirectional transmittance distribution function“ (BTDF) bei einer Wellenlänge von $\lambda = 532 \text{ nm}$ am gesamten Demonstrator und einzelnen Membranen durchgeführt.⁴ Abbildung 7.3b zeigt die Streulichtintensität I_{streu} für senkrechten Einfall in Abhängigkeit des Streuwinkels. Die Streueung am gesamten Demonstrator liegt dabei um etwa eine Größenordnung über der der Einzelelemente. Der abfallende Streulichtanteil für große Winkel lässt sich durch die abschattende Wirkung der Si-Chips erklären, welche als Trägersubstrat für die AlN-Membranen eingesetzt werden.

Die Messung der Membranlinse ZL-4 zeigt den Streueffekt an einer einzelnen Zylinderlinsenmembran in Luft. Ihr Streulichteinfluss ist vergleichsweise klein und trägt somit nur teilweise zu einer Verringerung der Abbildungsqualität bei. Auch der Einfluss der PMMA-Layer im Demonstratoraufbau kann weitestgehend vernachlässigt werden. Dies zeigt eine Referenzmessung an einem 50 mm dicken PMMA-Substrat. Im Demonstrator werden nur 4 mm durchlaufen.

Verunreinigungen bzw. Ablagerungen von Prozessprodukten aus dem Herstellungsprozess können jedoch die Streulichteigenschaften der eingesetzten Linsen stark beeinflussen. Dies zeigt ein deutlich höherer Streulichtanteil einer Vergleichsmessung an der AlN-Membran SL-4. Der Herstellungsprozess dieser Membran erfolgte ohne eine Passivierung der AlN-Schicht mittels SiO_2 mit dem Ziel einer Vergrößerung der mechanischen Stabilität. Dadurch verbleibende Ablagerungen auf der AlN-Membran wirken als Streuzentren, deren Einfluss auch im Vergleich der Dunkelfeldaufnahme beider Membranen (siehe Inset Abb. 7.3b) deutlich sichtbar wird.

Im eingesetzten Demonstratorsystem muss außerdem ein wesentlicher Streulichteinfluss des Immersionsöls angenommen werden. Ursächlich hierfür sind Eintrübung bzw. Verunreinigung des Öls sowie beim Befüllen der Linsenammern entstehende Lufteinschlüsse. Durch das gegebene Demonstratordesign liegt ein Lichtweg von ca. 7,5 mm im Immersionsöl vor. Eine signifikante Reduzierung des Streulichteinflusses kann somit durch einen axial verkürzten Aufbau realisiert werden (siehe Kap. 7.2.2).

7.1.4 Charakterisierung der Scanfunktion

Die Leistungsfähigkeit des scannenden Linsensystems wird anhand eines USAF-Testcharts demonstriert. Im experimentellen Aufbau bildet der Demonstrator das

⁴Die Messungen wurden am Streulichtmessgerät „Albatross-TT“ durch Ronald Kampmann (Fachgebiet Technische Optik, TU Ilmenau) durchgeführt.

Testchart nach Unendlich ab. Durch eine starre Linse der Brennweite $f' = 200$ mm erfolgt die Abbildung auf einen Sensor in der Bildebene. Der Abbildungsmaßstab des Gesamtsystems beträgt $\beta' \approx -2$.

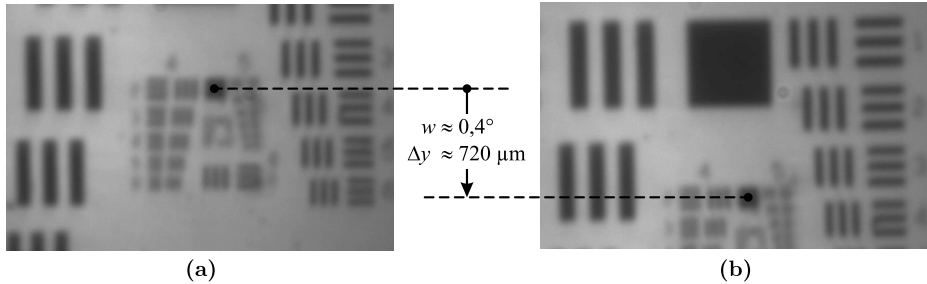


Abb. 7.4: (a) Abbildung ohne und (b) Abbildung mit aktuierter Scan-Linse zu Demonstration einer eindimensionalen vertikalen Scanbewegung.

Abbildung 7.4a zeigt die Abbildung des Testcharts durch die gekreuzten Zylinderlinsen ohne Aktuierung der Scan-Linse. Bei einem Druck von $p = 12$ mbar liegen die Brennweiten bei $f' = 102$ mm. Die numerische Apertur von $NA = 0,00735$ führt nach Gl. (2.2) zu einer auflösbaren Strukturgröße von $\delta r_{550\text{ nm}} = 45,6$ μm . Eine Struktur von ca. 63 μm (USAF-Gruppe 4, Element 1) ist dabei noch als getrenntes Strichmuster erkennbar. Aufgrund der kleinen Öffnung ist die Abbildung somit aberrationsbegrenzt.

Mit einem Druck an der Scanlinse von $p = 20$ mbar und einer entsprechenden Korrekturereinstellung der abbildenden Zylinderlinse gleicher Orientierung lässt sich ein scharfes Bild (Abb. 7.4b) mit einer vertikalen Verschiebung des Bildausschnittes um $\Delta y = 720$ μm einstellen. Dies entspricht einer Änderung des objektseitigen Feldwinkels von $\Delta w \approx 0,4^\circ$.

Das Experiment veranschaulicht die scannende Funktionalität einer Kombination aus Zylinderlinsen. Die Abbildungsqualität nimmt dabei im gewählten Scanbereich nicht merklich ab. Allerdings ist die Abbildungsleistung des Demonstrators durch Beugung, Falsch- und Streulicht von vornherein begrenzt.

7.1.5 Vignettierung und Scanbereich

Durch den großen axialen Abstand der optischen Komponenten im vorliegende Demonstratoraufbau, kommt es zu einer starken Vignettierung des Bildes. Das Bildfeld wird somit sowohl durch Aberrationen als auch durch einen Abfall der Bildhelligkeit zum Bildrand beschränkt. Zur Charakterisierung der Abschattung wurde eine homogen ausgeleuchtete Lochblende über eine Kollimationslinse nach Unendlich und anschließend über die scannende Zylinderlinsenoptik in die Bildebene abgebildet. Durch eine laterale Verschiebung der Lochblende wird eine Än-

derung des Feldwinkels realisiert. Die Abschattung an den Si-Chips im Demonstrator führt zu einer Abnahme der Bildhelligkeit. Dies wird durch Summierung aller Pixelgrauwerte gemessen.

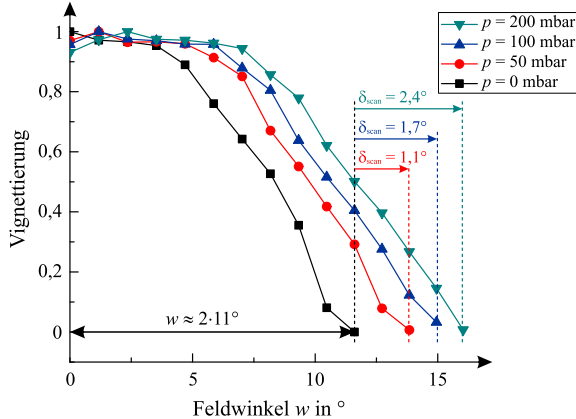


Abb. 7.5: Vignettierung des Demonstratorsystems für Drücke $p = 0 \dots 200$ mbar an der Scan-Linse.

In Abbildung 7.5 ist die normierte Abschattung über den Feldwinkel für unterschiedliche Ansteuerungen der Scan-Linse aufgetragen. Die Bildhelligkeit bleibt für kleine Feldwinkel zunächst konstant. Ab einem Feldwinkel von $w \approx 5^\circ$ beginnt die abschattende Wirkung welche zu einem kontinuierlichen Abfall der Bildhelligkeit führt. Unter Vernachlässigung der Beurteilung der Abbildungsqualität ist das Bildfeld somit durch einen maximalen Feldwinkel von $2w \approx 22^\circ$ begrenzt. Aus der lateralen Verschiebung des ausgeleuchteten Bereiches bei einer Aktuierung der Scan-Linse mit $p_{\max} = 200$ mbar lässt sich ein maximaler objektseitiger Scanwinkel von $\delta_{\text{scan}} = 2,4^\circ$ bestimmen.

7.2 Zoomsystem mit symmetrischem Abbildungsmaßstab

Die kollineare Auslegung eines Zoomsystems mit zwei Linsen verstimmbarer Brennweite ist Gegenstand von Kapitel 6. Im Folgenden wird der experimentelle Aufbau eines optisch abbildenden Systems mit variablem Abbildungsmaßstab und dessen Abbildungsleistung demonstriert. Zur Abbildung werden dabei ausschließlich druckgesteuerte Fluidlinsen auf Basis der in Kap. 2.2.2 gezeigten AlN-Membranen verwendet. Die Auslegung des Zoomsystems erfolgt anhand eines vorgegebenen Variationsbereiches des Abbildungsmaßstabes und der erreichbaren Brechkraft der verwendeten Linsen mit dem Ziel eines möglichst kompakten Gesamtaufbaus.

Durch den Einsatz von kreisrunden AlN-Membranen wird zunächst ein Zoomsystem mit einem einheitlichen Abbildungsmaßstab realisiert. Weiterführend wird in Kap. 7.3 durch den Einsatz von Zylinderlinsen die Wirkungsweise eines anamorphotischen Zoomsystems mit individuell verstimmbaren Abbildungsmaßstäben in horizontaler und vertikaler Bildrichtung gezeigt [78]. Das anamorphotische Zoomen mit verstimmbaren Zylinderlinsen stellt insoweit eine neue Funktionalität dar, da sich diese mit dem Ansatz klassischer Zoomobjektive ohne eine Kollision beim Verschieben der starren Linsen nur eingeschränkt verwirklichen lässt.

Die Umsetzung einer anamorphotischen Abbildung erfordert jedoch den Einsatz von mindestens vier verstimmbaren Linsen in zwei Linsengruppen. Für eine möglichst kompakte Gesamtlänge des Systems sowie eine gleiche Abbildungsleistung in horizontaler und vertikaler Bildrichtung ist ein geringer Abstand der Linsen einer Linsengruppe erforderlich. Um dies zu gewährleisten, wird ein Demonstrator aus LTCC, einer strukturierten Mehrschichtkeramik, genutzt. Hierdurch lassen sich ein geringer axialer Abstand der eingesetzten Membranlinsen sowie Kanalstrukturen zur Befüllung und Ansteuerung ermöglichen (siehe Kap. 7.2.2).

7.2.1 Anordnung und Ansteuerung

Zur Demonstration der Zoomfunktion eines optischen Systems werden die in Kap. 3.2.1 charakterisierten sphärisch verstimmbaren Fluidlinsen mit AlN-Membranen genutzt. Der Verstimmbereich dieser Linsen liegt bei einem angelegten Druck von $p = 0$ bis 200 mbar in einem Brennweitenbereich von $f' \approx \infty \dots 45$ mm. Um einen sicheren Betrieb ohne einen Bruch der Membran gewährleisten zu können, wird das Zoomsystem auf eine maximale Brennweite der Einzellinse von $\hat{f}' = 60$ mm bei $p \approx 120$ mbar ausgelegt. Der Abbildungsmaßstab des Systems soll zwischen $\beta'_A = -2$ und $\beta'_B = -0,5$ variiert werden können. Über die Beziehungen (6.25) bis (6.27) ergeben sich somit die Abstände

$$\begin{aligned} a_1 &= -90 \text{ mm}, \\ e' &= 90 \text{ mm}, \\ a'_2 &= 90 \text{ mm} \end{aligned} \tag{7.1}$$

und damit eine Gesamtlänge des Systems von $l = 270$ mm.

Die zur Ansteuerung eines gewünschten Abbildungsmaßstabes erforderlichen Brechkräfte folgen aus den Gln. (6.31) und (6.32). In Abbildung 7.6 ist deren Verlauf über den Abbildungsmaßstab für die umgesetzte Versuchsanordnung gezeigt.

Aus der Brennweitenmessung der AlN-Membranlinsen in Kap. 3.2.1 lassen sich die auf der Sekundärachse aufgetragenen Druckwerte für eine gesteuerte Aktuierung der Membranlinsen ermitteln. Durch das Deformationsverhalten der Lin-

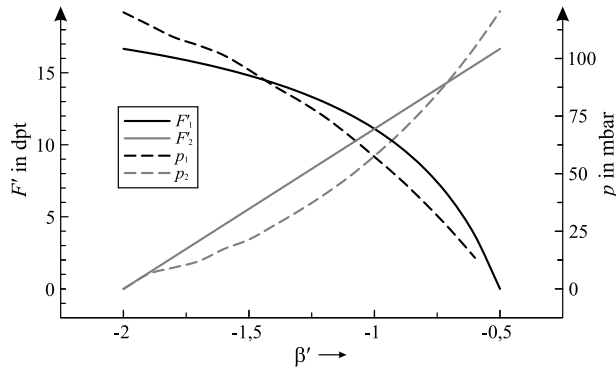


Abb. 7.6: Brechkraftverlauf und Drucksteuerung der Einzellinsen für einen Zoombereich von $\beta' = -2 \dots -0,5$.

senmembranen ergibt sich für beide Linsen eine nicht lineare Druckansteuerung. In der experimentellen Umsetzung erfolgt die Einstellung des Abbildungsmaßstabes durch Anlegen des geforderten Druckes p_1 . Die Einstellung von p_2 wird so angepasst, dass eine möglichst scharfe Abbildung erreicht wird. Somit werden Toleranzen in der Positionierung von Linsen und Kamera sowie Abweichung vom Ansprechverhalten der Pumpen und der Linsen ausgeglichen.

Der Einsatz von Membranlinsen führt, anders als bei einem klassischen Zoom mit starren Einzellinsen, zu einer Verschiebung der Hauptebenen in Abhängigkeit von der eingestellten Linsenbrechkraft. Die Anpassung der Brennweiten bei der Variation des Abbildungsmaßstabes hat somit auch eine Änderung der Systemgrößen a_1 , e' und a'_2 zur Folge, welche wiederum Grundlage für die Berechnung der einzustellenden Brennweiten sind. Im vorliegenden Systemdesign besitzen die verstimmbaren Linsen im Verhältnis zur Linsendicke große Brennweite. Die Lage der Hauptebene fällt somit weitestgehend mit den Scheitelflächen der Linsenmembranen zusammen. Durch die verhältnismäßig kleine Membranauslenkung der genutzten AlN-Linsen, kann deren Verschiebung vernachlässigt werden. Da im Experiment die Bildlage über eine Anpassung von p_2 durch Einstellen einer bestmöglichen Bildscharfe justiert wird, kommt es außerdem zu geringfügigen Abweichungen des Abbildungsmaßstabes.

7.2.2 Aufbau mit LTCC-Modulen

Die Charakterisierung des scannenden Mikrosystems mit verstimmbaren Zylinderlinsen aus Kap. 7.1 zeigte eine begrenzte Abbildungsleistung, welche wesentlich durch Streueffekte im Immersionsöl hervorgerufen wurde. Die Umsetzung des Zoomsystems erfolgt deshalb in einer kompakteren Bauweise mit strukturierten

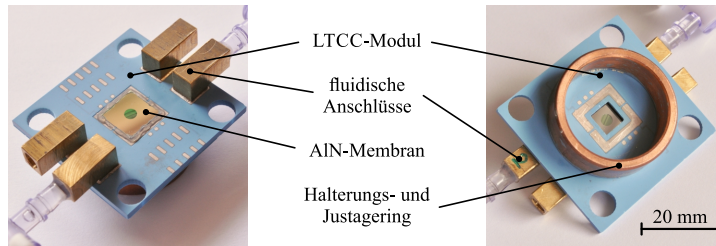


Abb. 7.7: LTCC-Modul mit einer einseitig aufgesetzten, kreisrunden AlN-Membran mit sphärischer Linsenwirkung zum Aufbau eines Zoomsystems mit verstellbarer Brennweite.

LTCC-Modulen⁵ (Low-Temperature-Cofired-Ceramics). Das vorwiegend in der Elektronik genutzte Materialsystem wird aus mehreren keramischen Schichten zu einem dichten Schichtstapel gesintert und ist ebenfalls für mikrofluidische Anwendungen geeignet [79]. Durch eine Strukturierung der wenige hundert Mikrometer dicken Grünlinge vor dem Sintern werden Kanalstrukturen und Öffnungen zur Strahldurchführung bzw. zum Haltern sowie Anschlagflächen zur Positionierung der Mikrolinsen in das Modul eingebracht. Das Aufbringen elektrischer Kontaktierungen ermöglicht außerdem das Auflöten von metallischen Fluidverbindern, durch welche die Befüllung mit Immersionsöl und eine Ansteuerung mittels externer Pumpen gewährleistet wird.

Das verwendete LTCC-Modul besitzt eine Größe von $(40 \times 40) \text{ mm}^2$ bei einer Dicke von 2 mm (siehe Abb. 7.7). In der Mitte ist eine Öffnung eingebracht, mit der sich zwei separate Druckkammern realisieren lassen. Dafür werden ein Glasplättchen als Trennung der Kammern in eine Vertiefung um die Öffnung sowie die Si-Chips mit den AlN-Membranen beidseitig auf die LTCC-Oberfläche geklebt. Durch je zwei in die Kammern führende Kanäle erfolgen die Befüllung mit Immersionsöl, Entlüftung und Druckansteuerung über die Verbinder am Rand des Modules. Die Druckbeaufschlagung der Linsen wird manuell über zwei externe Schlauchpumpen realisiert. Durch Öffnen und Schließen von Sperrventilen an den Schlauchzuleitungen werden die Linsen individuell angesteuert. Durch den kompakten Aufbau können zwei optische Elemente mit kleinem axialen Abstand zueinander positioniert werden, wodurch sich Bauraum, Bildfehler, Vignettierung und Streulicht minimieren lassen.

Zur Demonstration der Zoomfunktionalität wird zunächst nur eine Kammer pro Modul mit einer kreisrunden AlN-Membran genutzt. Dafür werden zwei Module mit einem Abstand $e' = 90 \text{ mm}$ in einer Entfernung $a'_2 = 90 \text{ mm}$ vor der Kamera positioniert. Zur Abbildung werden ein USAF-Testobjekt sowie ein Siemensstern

⁵Entworfen und zur Verfügung gestellt durch Steffen Leopold (Fachgebiet Mikromechanische Systeme, TU Ilmenau).

in der Objektebene positioniert. Eine homogene Ausleuchtung der Testobjekte wird durch eine Köhlersche Beleuchtung mit einer Halogenlampe als Weißlichtquelle sichergestellt.

7.2.3 Charakterisierung des Zoomsystems

Die abgebildeten Testobjekte in Abb. 7.8 zeigen im Vergleich zur Abbildung mit dem scannenden Demonstrator aus Kap. 7.1 ein deutlich kontrastreicheres Bild. Durch die verringerte Linsendicke kann demzufolge der Streulichteinfluss signifikant reduziert werden.

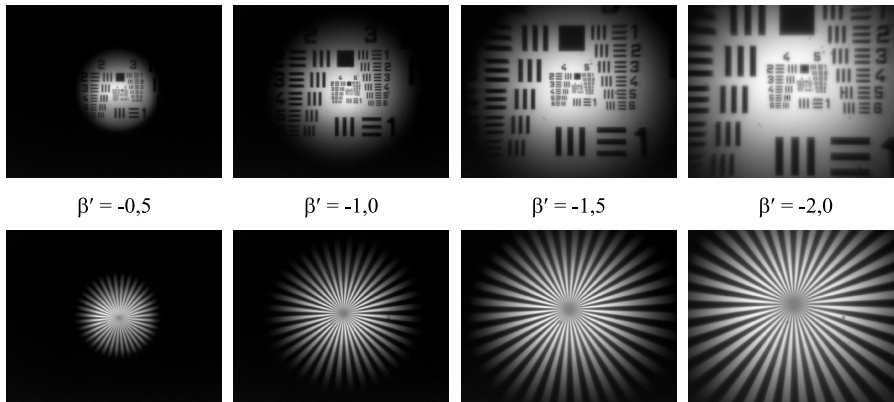


Abb. 7.8: Abbildung von USAF-Testchart und Siemensstern zur Charakterisierung der Abbildungsqualität bei unterschiedlichen Abbildungsmaßstäben für ein symmetrisches Zoomsystem mit adaptiven Linsen.

Aus den Strukturgrößen der USAF-Testcharts lässt sich der tatsächlich realisierte Abbildungsmaßstab β'_{ist} bestimmen. Dieser ist in Abb. 7.9a über den angestrebten Wert β'_{soll} aufgetragen. Die Messung zeigt eine geringfügige Verschiebung von β'_{ist} hin zu betragsmäßig größeren Werten. Diese systematische Abweichung kann durch eine Änderung der Systemabstände oder durch entsprechende Anpassung des angelegten Steuerdruckes ausgeglichen werden. Die Standardabweichung von ca. $\sigma = 1,7\%$ zur linearen Regression der Messpunkte resultiert maßgeblich aus Abweichungen bei der manuellen Druckeinstellung.

An der Sekundärachse ist die bildseitige Feldbegrenzung y'_{max} aufgetragen. Diese wurde als Radius der in der Bildebene ohne Testobjekt ausgeleuchteten Fläche⁶ ermittelt. Durch eine Verschiebung der Austrittspupille (bildseitiges Bild der ersten Linsenöffnung) weg von der Feldblende (zweite Linsenöffnung) verringert sich die Feldbegrenzung mit zunehmendem Abbildungsmaßstab. Für Werte $\beta' \geq -1$

⁶Summierung aller Pixel, mit einer Intensität von $I \geq 0,8 \cdot I_{\text{max}}$. Es wird eine rotationssymmetrische Ausleuchtung und damit kreisförmige Fläche angenommen.

kehrt sich die Blendenwirkung um (siehe Abb. 6.11), sodass die Apertur der zweite Linse als Öffnungs- und die der erste Linse als Feldblende wirkt. Der abgebildete Feldbereich bleibt in diesem Bereich idealerweise konstant.

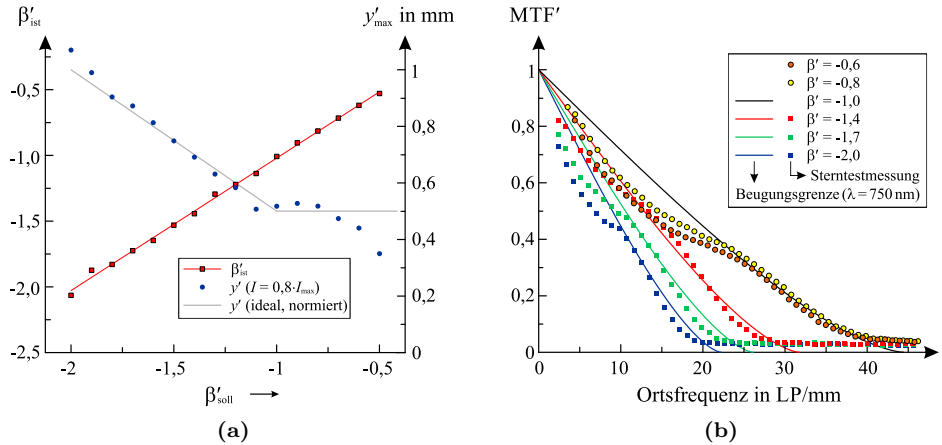


Abb. 7.9: (a) Eingestellter Abbildungsmaßstab β'_{ist} und Feldbereich y'_{max} mit einer maximalen Vignettierung von 20% über den ansteuerbaren Zoombereich und (b) Auflösungsvermögen des Zoomsystems (MTF) für ausgewählte Abbildungsmaßstäbe.

Aus den Abbildungen der Siemenssterne lassen sich die MTFs für unterschiedliche Abbildungsmaßstäbe ermitteln. In Abbildung 7.9b sind die Übertragungsfunktionen für ausgewählte β' dargestellt. Das Erreichen der Grenzfrequenz einer idealen, beugungsbegrenzten Abbildung bei einer Wellenlänge von $\lambda = 750 \text{ nm}$ zeigt, dass der Einsatz der LTCC Module zu einer verbesserten Abbildungsqualität damit zu einer Reduzierung des Streulichtes führt.

Die Verschiebung der Grenzfrequenz resultiert aus der Änderung der numerischen Apertur bei Variation der Zoomeinstellung nach Gl. (6.37). Die Blendenöffnungen im System stellen dabei die Linsen selbst mit einem Öffnungsdurchmesser von 3 mm dar. Für den vorliegenden Systemaufbau mit gleichen Abständen $-a_1$, e' und a'_2 kommt es bei $\beta' = -1$ zu einem Wechsel der öffnungsbegrenzenden Blende. Wirkt das System vergrößernd, ist die erste Linse Öffnungsblende, bei verkleinernder Wirkung die zweite. Dies führt zu einer Abhängigkeit der Austrittspupille von der Zoomeinstellung und damit zu einem Anstieg der bildseitigen numerischen Apertur bei einer Variation des Abbildungsmaßstabes von $\beta' = -2$ bis -1 . Die Kurven der MTF verschieben sich somit zu größeren Grenzfrequenzen hin.

Für Abbildungsmaßstäbe $\beta' \geq -1$ ist die Öffnung der zweiten Linse Austrittspupille. Diese bleibt somit bei Variation des Abbildungsmaßstabes konstant. Die Kurven der gemessenen MTFs sind demnach weitestgehend deckungsgleich.

7.3 Anamorphotisches Zoomsystem

Durch den rotationssymmetrischen Aufbau des Zoomsystems in Kap. 7.2 ist dessen Abbildung ebenfalls symmetrisch und damit unabhängig von der Bildorientierung. Im Gegensatz hierzu besitzen anamorphotische Systeme unterschiedliche Abbildungsmaßstäbe in horizontaler und vertikaler Bildrichtung. Deren Verhältnis wird als anamorphotischer Faktor bezeichnet. Eine häufige Anwendung finden anamorphotische Systeme im Bereich der Aufnahme und Projektion von Breitwandbildern bzw. -filmen, dem sogenannten Cinemascope-Verfahren [80]. Der Vorteil liegt in einer optimalen Ausnutzung der Abbildungsleistung bei unterschiedlichen Aspektverhältnissen des Objektes bzw. der Bildaufangebene. Ein weiteres Einsatzgebiet ist die Strahlformung von Lasern. Hierbei wird einfallendes Laserlicht auf eine Linie fokussiert oder aus unsymmetrisch emittierenden Laserquellen ein rotationssymmetrisches Strahlprofil erzeugt.

In einem klassischen anamorphotischen System werden starre Zylinderlinsen genutzt, um eine Abbildung nur in einer Richtung, dem wirksamen Schnitt, zu beeinflussen. Um eine Variation des anamorphotischen Faktors zu erreichen, erfolgt die Änderung des Abbildungsmaßstabes meist nur in einer Richtung durch Verschieben der entsprechenden Baugruppen. Eine Anpassung des Abbildungsmaßstabes in mehreren Richtungen ist dabei nicht oder nur eingeschränkt möglich, da ein Ineinanderschieben der Baugruppen verhindert werden muss.

Durch den Einsatz von Zylinderlinsen mit veränderbarer Brennweite lässt sich der Abbildungsmaßstab ohne Verschiebung einzelner Baugruppen variieren. Eine Einstellung von β'_x und β'_y ist somit unabhängig voneinander möglich. Dieser Ansatz ermöglicht eine beliebige Änderung des anamorphotischen Faktors ohne Kollision der Linsen. Das vorgestellte Systemdesign schließt dabei die Funktionalität eines symmetrischen Zoomsystems nach Kap. 7.2 ein, da durch eine angepasste Ansteuerung der Zylinderlinsen ebenfalls die Einstellung gleicher Abbildungsmaßstäbe in horizontaler und vertikaler Richtung möglich ist.

7.3.1 Entwurf und Aufbau

Die Umsetzung eines anamorphotischen Zoomsystems mit variablem Abbildungsmaßstab erfolgt, wie in Abb. 7.10a dargestellt, mit zwei Zylinderlinsenpaaren, welche 90° verdreht um die optische Achse zueinander angeordnet sind. Die Strahlablenkung geschieht nur in den wirksamen Schnitten der Linsenpaare. Somit ist eine individuelle Einstellung des Abbildungsmaßstabes in horizontaler und vertikaler Bildrichtung möglich. Der auftretende Schnittweitenversatz im unwirksamen Schnitt der Zylinderlinsen wird aufgrund der geringen Linsendicken vernachlässigt.

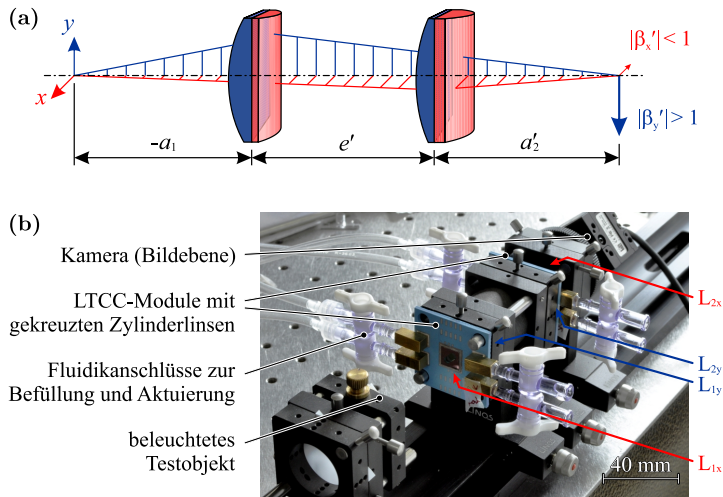


Abb. 7.10: (a) Schematischer Aufbau eines anamorphotischen Abbildungssystems mit unterschiedlichem Abbildungsmaßstab in horizontaler und vertikaler Bildrichtung. (b) Aufbau eines Demonstrationssystems aus LTCC-Modulen mit jeweils zwei um 90° verdreht angeordneten Zylinderlinsen.

Die Dimensionierung der Systemabstände a_1 , e' und a'_2 erfolgt für die jeweiligen Hauptschnitte analog zur Auslegung eines Zoomsystems nach Kap. 7.2.1. Aufgrund der Membrangeometrie ist der Verstellbereich der AlN-Membranen mit zylindrischer Profilform (Kap. 3.2.2) größer im Vergleich zu den sphärischen Linsen. Für das kollineare Systemdesign kann somit eine minimale Brennweite der Einzellinse von $\hat{f}' = 35$ mm angesetzt werden. Für die minimalen Systemabstände ergeben sich:

$$\begin{aligned} a_1 &= -52,5 \text{ mm}, \\ e' &= 52,5 \text{ mm}, \\ a'_2 &= 52,5 \text{ mm}. \end{aligned} \quad (7.2)$$

Der verwendete experimentelle Aufbau mit einem beleuchteten Testobjekt, dem verstimmbaren Zoomsystem und einer Kamera ist in Abb. 7.10b dargestellt. Die beiden um 90° zueinander verdreht angeordneten Zylinderlinsen der ersten bzw. zweiten Linsengruppe sind jeweils auf einem LTCC-Modul mit einem axialen Abstand von ca. 2 mm positioniert. Die dadurch entstehende Verschiebung der Linsen sowie die geringfügig größeren Abstände für eine verbesserte Handhabung führen zu den tatsächlichen Systemabständen $a_1 = -60$ mm, $e' = 60$ mm, $a'_2 = 64$ mm für die Linsen L_{1x} und L_{2x} (horizontale Bildrichtung) sowie $a_1 = -62$ mm, $e' = 56$ mm, $a'_2 = 66$ mm für die Linsen L_{1y} und L_{2y} (vertikale Bildrichtung).

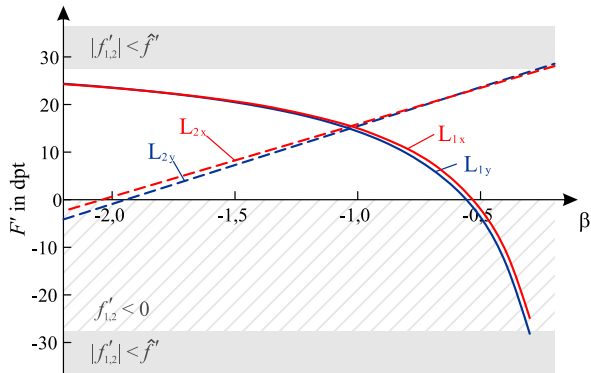


Abb. 7.11: Steuerkurven zur Einstellung des Abbildungsmaßstabes $\beta' = -2 \dots -0,5$.

In Abbildung 7.11 sind die Steuerkurven zur Einstellung des gewünschten Abbildungsmaßstabes dargestellt. Die Ansteuerung der Zylinderlinsen erfolgt individuell für die horizontale und vertikale Bildrichtung, analog dem symmetrischen Zoomsystem nach Kap. 7.2.2. Da die individuelle Abhängigkeit der Brennweite vom eingestellten Druck nicht für alle vier Linsen bekannt ist, erfolgt die Einstellung zunächst durch Vorgabe des Druckes an der ersten Linse. Der Druck an der zweiten Linse wird anhand der Bildschärfe des abgebildeten Testobjektes eingestellt. Der so erreichte Abbildungsmaßstab wird durch Messung der Bildgröße einer Teststruktur ermittelt.

7.3.2 Charakterisierung der anamorphotischen Abbildungsleistung

Die Funktionalität der anamorphotischen Abbildung wird anhand eines USAF-Testobjektes demonstriert. In Abbildung 7.12a ist die Abbildung bei symmetrischer Ansteuerung mit einem anamorphotischen Faktor von eins für unterschiedliche Abbildungsmaßstäbe dargestellt. Durch eine entsprechende Ansteuerung der Zylinderlinsen lässt sich ebenfalls jeder beliebige Abbildungsmaßstab innerhalb dieses Bereiches einstellen.

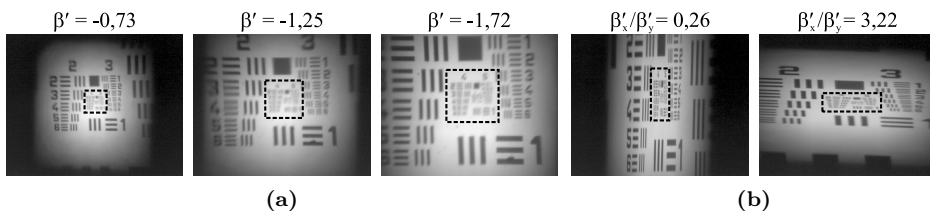


Abb. 7.12: (a) USAF-Testobjektes mit variabler Vergrößerung bei einem anamorphotischen Faktor von eins und (b) Variation des anamorphotischen Faktors.

Bei asymmetrischer Ansteuerung in Abb. 7.12b wird eine Abbildung mit maximaler Stauchung in horizontaler und Streckung in vertikaler Richtung bei einem anamorphotischen Faktor von $\beta'_x/\beta'_y = 0,26$ bzw. umgekehrt für $\beta'_x/\beta'_y = 3,22$ erreicht.

Zur Beurteilung der Abbildungsqualität wird die MTF für unterschiedliche Abbildungsmaßstäbe gemessen. Hierfür wird der Kontrastverlauf eines Siemenssterns bei symmetrischer Abbildung $\beta'_x = \beta'_y$ ausgewertet.

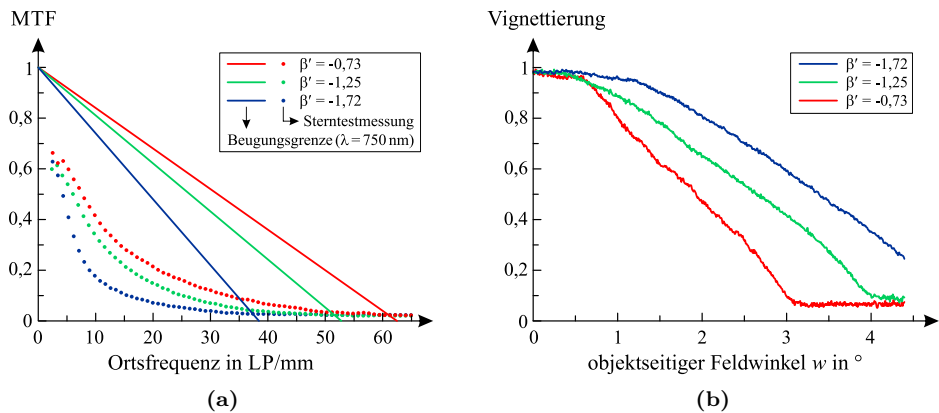


Abb. 7.13: (a) Bildseitige Modulationsübertragungsfunktion sowie (b) Vignettierung für unterschiedliche Abbildungsmaßstäbe bei symmetrischer Abbildung.

Abbildung 7.13a zeigt einen deutlichen Kontrastabfall sowie einen Offset durch Bildrauschen. Die Abbildungsqualität des anamorphotischen Systems ist somit signifikant schlechter als die des Zoomsystems mit sphärischen Linsen. Die Gründe hierfür liegen in der doppelten Anzahl der eingesetzten verstimmbaren Linsen. Insbesondere der vergrößerte Aktuierungsaufwand für alle Linsen führt dabei im vorliegenden Demonstratoraufbau durch allmählichen Druckabfall zu einer Drift der eingestellten Einzelbrennweiten. Ursächlich hierfür sind vor allem die Gasdurchlässigkeit der verwendeten Schläuche sowie undichte Verbindungselemente und Verklebungen der Si-Chips. Zudem kommt es durch den Einsatz von nicht rotationssymmetrischen Zylinderlinsen zu Abbildungsfehler für windschief durch das System laufende Strahlen.

Durch die geringe Brechkraft der verstimmbaren Linsen sind zur Realisierung des geforderten Zoombereiches relativ große Linsenabstände notwendig. Dies führt zu einer starken Vignettierung des System (siehe Abb. 7.13b). Wie beim symmetrischen Zoomsystem mit sphärischen Linsen wirken die jeweils gleichgroßen Linsenöffnungen bereits bei kleinen Feldwinkeln abschattend. Die zuneh-

mende Randabdunklung führt somit zu einem eingeschränkten Feldwinkelbereich von ca. $w = \pm 3^\circ$ für $\beta' = -0,73$ und ca. $\pm 5^\circ$ für $\beta' = -1,72$.

7.3.3 Kontrastabfall durch Fresnelverluste

Der verringerte Einfluss von Streulicht aufgrund der geringen Dicke des LTCC-Moduls und damit einer stark reduzierten Dicke des zu durchlaufenden Immersionsöls wird im Vergleich der Abbildungsqualität des scannenden Demonstrators aus Kap. 7.1 und dem Zoomsystem deutlich. Im anamorphotischen System führt die steigende Anzahl von Grenzflächen mit hohen Brechzahlunterschieden zu einem deutlichen Anstieg von Falschlicht. Für die energetische Strahldurchrechnung⁷ werden zunächst die Fresnelreflexionen an einem einzelnen LTCC-Modul bei senkrechtem Lichteinfall, ohne Berücksichtigung der Membranauslenkung und Volumenabsorption betrachtet. Ein schematischer Schnitt mit den energiereichsten Lichtpfaden ist in Abb. 7.14 dargestellt. Demnach werden insgesamt 74,8 % der Lichtmenge transmittiert. Davon fallen 97,3 % auf den direkten, abbildenden Lichtpfad. Das restliche Licht erfährt mehrfache Reflexionen an den Grenzflächen und trifft somit als Falschlicht auf die Sensoroberfläche.

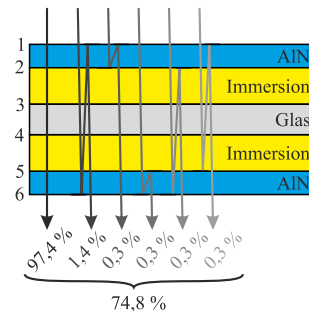


Abb. 7.14: Transmittierte Lichtanteile aufgrund von Fresnelreflexionen an den Grenzflächen des LTCC-Demonstrators.

Bei einer Anordnung mit zwei nacheinander positionierten LTCC-Modulen werden lediglich 59,8 % des einfallenden Lichtes transmittiert. Davon tragen wiederum nur 88,7 % zur Abbildung bei (53 % vom Gesamtanteil), der Rest verursacht eine signifikante Kontrastminderung.

Die Betrachtung der Fresnelverluste lässt sich aufgrund des vergleichbaren Aufbaus auch auf das Zoomsystem aus Kap. 7.2 übertragen. Die hohen Fresnelverluste sind jedoch nicht systembedingt, sondern auf die hohe Brechzahl der eingesetzten AIN-Membranen zurückzuführen. Für eine Reduktion des Falschlichts wäre demnach ein alternatives Membranmaterial oder eine Anti-Reflexionsschicht denkbar.

⁷Simulation mit energetischer Raytracing-Software ASAP®

7.4 Zusammenfassung – Adaptive Mikrosysteme

Die in Kapitel 3 charakterisierten Membranlinsen sind die Grundlage für die hier aufgebauten Demonstratorsysteme. Mit drei verstimmbaren Zylinderlinsen wurde die Funktionsweise eines lateral scannenden Mikrosystems nach Kap. 4.2 demonstriert. Dabei wurden zwei Zylinderlinsen mit einer Öffnung von $(1,5 \times 1,5) \text{ mm}^2$ zur Fokussierung und eine lateral verschobene Zylinderlinse mit $(3 \times 3) \text{ mm}^2$ Öffnung zur Erzeugung einer prismatischen Wirkung genutzt. Mit einem Aufbau aus mehreren PMMA-Ebenen mit integrierten Kanalstrukturen konnte bei einem maximalen Ansteuerdruck von $p = 200 \text{ mbar}$ ein Feldwinkel von $w = \pm 11^\circ$ bzw. eine Scanbewegung von $\delta = 2,4^\circ$ erreicht werden. Aufgrund der großen axialen Abstände der Teilkomponenten wird die Abbildungsqualität des Systems jedoch wesentlich durch Abschattung und Beugung an den Linsenaperturen sowie Falsch- und Streulicht begrenzt.

Eine Verbesserung wurde durch kompaktere Teilkomponenten (LTCC-Module) erreicht. Mit einer Anordnung aus zwei sphärisch verstimmbaren Linsen wurde zunächst ein Zoomsystem mit einem variablen symmetrischen Abbildungsmaßstab und weitestgehend beugungsbegrenzter Abbildung verwirklicht. Die Größe des abgebildeten Feldbereiches und die erzielte Auflösung konnten mit den Blendenbetrachtungen aus Kap. 6.2.4 und Kap. 6.2.5 verifiziert werden.

Darauf aufbauen wurde ein System aus zwei verstimmbaren Zylinderlinsenpaaren für eine anamorphotische Abbildung realisiert. Dieses stellt eine Erweiterung [81] zum gegenwärtigen Stand der Technik dar, da zur Veränderung des Abbildungsmaßstabes keine Verschiebung der Linsen erforderlich ist und dieser dadurch in horizontaler und vertikaler Bildrichtung individuell eingestellt werden kann.

8 Zusammenfassung

Aktive mikrooptische Bauelemente eröffnen eine Vielzahl von Möglichkeiten für den Einsatz in bestehenden und neuen Anwendungsgebieten zur dreidimensionalen Objektraumerfassung. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Verwendung verstimmbarer Bauelemente im Bereich abbildender optischer Systeme untersucht. Dabei wurden am Beispiel konkreter Systeme wie Linsen und Prismen auf Basis von Aluminiumnitrid-Membranen sowie elektrochromen Blenden die erreichbare optische Leistungsfähigkeit und die Grenzen für die optische Systemauslegung untersucht. Ausgehend von den Spezifikationen der gewählten Elemente, konnten allgemeingültige Strategien zur Auslegung und Optimierung von Zoomsystemen mit Linsen veränderbarer Brennweite, Konzepte zur Maximierung der Strahlablenkung durch verstimmbare Prismen sowie Designstrategien von Blenden zur Vergrößerung der Abbildungstiefe erarbeitet werden.

Im Gegensatz zu klassischen Optiken besitzen neuartige aktive Bauelemente meist keine Material- und Systemspezifikationen, die hinsichtlich optischer Anwendungen optimiert sind. Je nach verwendetem Aktuierungskonzept können unterschiedliche Parameter wie Langzeitstabilität, Brechzahlvariationen oder Transmissionseigenschaften die optische Leistungsfähigkeit begrenzen oder für eine sinnvolle Verwendung ungeeignet machen. Ein wesentlicher Schwerpunkt dieser Arbeit war die Berücksichtigung limitierter Verstimmbereiche von Linsenbrechkraft, Prismenwinkel und Blendenabsorption im Hinblick auf eine maximale Leistungsfähigkeit bzw. minimale Systemgröße. Zusätzliche Herausforderungen bei der Umsetzung konkreter Systeme waren der eingeschränkte Aperturdurchmesser, die Verringerung von Falsch- und Streulichteinflüssen und die Kombination von Aufbau und Verbindungstechnik mehrerer verstimmbarer Bauelemente mit teilweise unterschiedlichen Aktuierungskonzepten zur simultanen Ansteuerung aller Komponenten.

Es wurde gezeigt, dass lateral zueinander verschobene Zylinderlinsen eine prismatische, strahlablenkende Wirkung besitzen. Mit diesem Konzept konnte ein scannendes Abbildungssystem aus drei Zylinderlinsen demonstriert und charakterisiert werden.

Als ein alternativer Ansatz zur Realisierung eines scannenden Systems, wurde die Verwendung eines Prismas mit einer verkippten Prismenflanke untersucht. Mit der Zielstellung einer maximalen Strahlablenkung wurden Designstrategi-

en entworfen, welche eine Verdopplung des Verstimmungseffektes bei möglichst gleichbleibender Abbildungsqualität verwirklichen.

Neben abbildenden Elementen spielen Blenden für die Beeinflussung von Bildfehlern, Helligkeit und Abbildungstiefe eine wichtige Rolle. Durch neue Konzepte der Mikrosystemtechnik können diese in kompakter Bauweise und ohne bewegliche Teile, häufig jedoch auf Kosten der Blendenabsorption umgesetzt werden. Durch eine geometrische Modellbeschreibung konnte eine Designstrategie für ein optimales Blendendesign zum Erreichen einer maximalen Abbildungstiefe aufgezeigt werden. Die hiermit erreichbare Leistungsfähigkeit wurde durch beugungsoptische Simulationen und experimentelle Versuche an teiltransparenten Blenden verifiziert.

Für den Aufbau eines Zoomsystems aus verstimmbaren Linsen wurde, ausgehend von der Dimensionierung klassischer Vario-Objekte, die Auslegung eines Objektivs mit verstimmbarer Gesamtbrennweite realisiert. Darauf aufbauend wurde ein optisches System mit veränderlichem Abbildungsmaßstab bei konstanter Lage der Objekt- und Bildebene entwickelt. Hierbei wurde unter Berücksichtigung der maximal erreichbaren Brechkraft der Einzellinsen ein System mit minimaler Baulänge berechnet und eine Blendenbetrachtung durchgeführt. Durch den Einsatz verstimmbarer Linsen mit sphärischem Oberflächenprofil konnte dieses System umgesetzt und charakterisiert werden.

Die Verwendung von Zylinderlinsen mit verstimmbarer Brechkraft ermöglichte ebenfalls die Realisierung eines anamorphotischen Zoomsystems mit individuell einstellbaren Abbildungsmaßstäben in horizontaler und vertikaler Bildrichtung. Hierbei stellt der Einsatz verstimmbarer Elemente, deren Position nicht verändert werden muss, einen klaren Vorteil gegenüber klassischen Systemen dar. Eine Änderung des anamorphotischen Faktors durch eine unabhängige Verstimmung in beiden Bildrichtungen würde zu einer Kollision bei der Verschiebung starrer Linsen führen.

Die Mikrosystemtechnik als Schlüsseltechnologie für die Herstellung von Systemen mit kleinsten Abmessungen wird zukünftig eine immer stärkere Rolle bei der Verwirklichung komplexer und multifunktionaler Optiken spielen. Gleichzeitig stellt die geforderte optische Leistungsfähigkeit immer höhere Anforderungen an die verwendeten Materialien und Fertigungstechnologien. Die Entwicklung neuer Aktorkonzepte für aktive optische Systeme wird dabei stets ein Abwägen zwischen den technologisch und optisch bestmöglichen Systemparametern sein. Welche Herausforderungen sich dabei ergeben, wird von der jeweiligen Anwendung abhängen und Fragen hervorrufen wie: Welche Art der Ansteuerung kann realisiert werden? Welche Bauraumbeschränkungen müssen eingehalten werden? Welchen physikalischen und chemischen Beanspruchungen muss das System stand-

halten? Ist eine Biokompatibilität der Systeme gefordert? Werden gesetzliche und ethische Ansprüchen eingehalten? Wie hoch dürfen die Kosten sein? Nicht zuletzt wird und sollte man sich beim Einsatz neuartiger aktiver Optiken auch stets die Frage stellen, ob eine Verwirklichung mit klassischen optischen Systemen nicht sinnvoller wäre. Die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, dass sich technisch mögliche Lösungen des gegenwärtigen Standes der Technik mitunter im Grenzbereich für vernünftige optische Anwendungen befinden.

Bei der Auslegung der hier gezeigten Demonstratorsysteme stellen sich für künftige Weiterentwicklungen insbesondere die Forderungen größerer Verstimmbereiche der Aluminiumnitrid-Linsen und Prismen. Dies ermöglicht neben einem kompakteren Systemdesign auch die Realisierung größerer Aperturen und damit hochauflösenderer Systeme. Weitere Forderungen sind die Auswahl eines Membranmaterials, welches an die Brechzahl des verwendeten Immersionsöls angepasst oder mit einer entsprechenden Antireflexbeschichtung versehen ist, um Falschlicht zu reduzieren. Für eine besserer Einsetzbarkeit der Systeme ergeben sich zusätzliche Ansprüche wie eine Integration sämtlicher Aktorkonzepte, eine rein elektrische Ansteuerung, eine ausreichende Langzeitstabilität der aktiven Elemente, eine kompakte Kapselung des Immersionsfluids zur Reduzierung von Streulicht und ein minimaler thermischer Einfluss der Aktorik oder der Umwelt auf die verwendeten Materialsysteme.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Demonstratoren beruhen bewusst überwiegend auf der alleinigen Abbildung mit aktiven Bauelementen, wodurch eine Bewertung deren Leistungsfähigkeit ermöglicht wird. Für ein optimales Systemdesign sollte jedoch die Kombination von klassischen und aktiven Bauelemente angestrebt werden. Gelingt es, die Vorteile optimal zu nutzen und nachteilige Effekte weitestgehend zu minimieren, kann eines hybrides System mit verstimmbaren Optiken eine optimale Lösung darstellen und die Leistungsfähigkeit bisheriger Systeme deutlich übertreffen.

Anhang

A Vielstrahlinterferenz an der Planparallelplatte

Die Bestimmung der transmittierten Intensität an einer dünnen Schicht erfolgt durch die Addition der interferierenden Teilwellen, welche sich durch die Amplituden \hat{E}_i über den Absorptionsfaktor \tilde{a} , den Reflexionsfaktor \tilde{r} und den Transmissionsfaktor \tilde{t} sowie den Gangunterschied ϕ nach Gl. (2.8) ausdrücken lassen. Die folgende Berechnung beruht auf dem Ansatz nach [10], wobei zusätzlich die Absorption in der Schicht berücksichtigt wird.

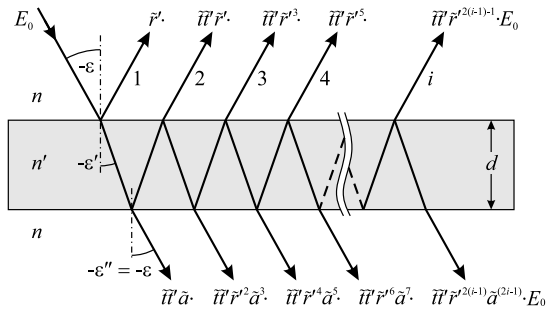


Abb. A.1: Vielstrahlinterferenz an einer Planparallelplatte der Dicke d und Brechzahl n' mit den Amplituden der sich überlagernden Teilwellen unter Berücksichtigung der Absorption in der Schicht.

Nach Abbildung A.1 gilt für die transmittierten Teilwellen

$$\hat{E}_1 = \tilde{t}' \tilde{a} \hat{E}_0 \quad (\text{A.1})$$

$$\hat{E}_2 = \tilde{t}' \tilde{r}'^2 \tilde{a}^3 \hat{E}_0 \cdot e^{-j\phi} \quad (\text{A.2})$$

$$\hat{E}_3 = \tilde{t}' \tilde{r}'^4 \tilde{a}^5 \hat{E}_0 \cdot e^{-2j\phi} \quad (\text{A.3})$$

$$\hat{E}_i = \tilde{t}' \tilde{r}'^{2(i-1)} \tilde{a}^{2(i-1)} \hat{E}_0 \cdot e^{-(i-1)j\phi}. \quad (\text{A.4})$$

Die resultierende Amplitude berechnet sich zu

$$\hat{E}_t = \sum_{i=1}^{\infty} \hat{E}_i \quad (\text{A.5})$$

$$= \tilde{t}' \tilde{a} \hat{E}_0 \sum_{i=1}^{\infty} (\tilde{a} \tilde{r}')^{2(i-1)} \cdot e^{-(i-1)j\phi}. \quad (\text{A.6})$$

Der Summenterm entspricht der geometrischen Reihe

$$\sum_{i=1}^{\infty} x^{(i-1)} = \frac{1}{1-x} \quad (\text{A.7})$$

mit $x = (\tilde{a} \tilde{r}')^2 e^{-j\phi}$, wobei $|x| < 1$ gilt. Für die resultierende Amplitude ergibt sich so

$$\hat{E}_t = \hat{E}_0 \cdot \frac{\tilde{t}' \tilde{a}}{1 - (\tilde{a} \tilde{r}')^2 \cdot e^{-j\phi}}. \quad (\text{A.8})$$

Mit den Stokes-Beziehungen

$$\tilde{t}' = 1 - \tilde{r}'^2 \quad (\text{A.9})$$

$$\tilde{r}' = -\tilde{r}' \quad (\text{A.10})$$

folgt die Beschreibung durch Reflexions- und Absorptionsfaktoren.

$$\hat{E}_t = \hat{E}_0 \cdot \frac{(1 - \tilde{r}'^2) \tilde{a}}{1 - (\tilde{a} \tilde{r}')^2 \cdot e^{-j\phi}} \quad (\text{A.11})$$

Die transmittierte Intensität wird über das Betragsquadrat $I_t \sim \hat{E}_t^2$ ermittelt.

$$I_t = \hat{E}_t \hat{E}_t^* \quad (\text{A.12})$$

$$= \hat{E}_0^2 \cdot \frac{(1 - \tilde{r}'^2)^2 \tilde{a}^2}{\left(1 - (\tilde{a} \tilde{r}')^2 e^{-j\phi}\right) \left(1 - (\tilde{a} \tilde{r}')^2 e^{j\phi}\right)}. \quad (\text{A.13})$$

Über die Eulersche Beziehung $e^{j\phi} + e^{-j\phi} = 2 \cos \phi$ folgt mit dem Reflexionsgrad $R = \tilde{r}'^2$ und dem Absorptionsgrad $A = \tilde{a}^2$

$$I_t = \hat{E}_0^2 \cdot \frac{(1 - \tilde{r}'^2)^2 \tilde{a}^2}{1 - (\tilde{a} \tilde{r}')^2 \cdot 2 \cos \phi + (\tilde{a} \tilde{r}')^4} \quad (\text{A.14})$$

$$= \hat{E}_0^2 \cdot \frac{(1 - R)^2 A}{1 - 2AR \cos \phi + (AR)^2}. \quad (\text{A.15})$$

B Aperturverlauf eines Zoomsystems aus zwei adaptiven Linsen

Die Charakterisierung der Aperturöffnung für ein System mit unendlicher Objektweite erfolgt nach Gl. (6.11) durch die Blendenzahl

$$k = \frac{f'}{D_{\text{EP}}}.$$

Ist die Blende mit dem Durchmesser D_{Apt} nach Abb. 6.3 in der Entfernung a'_P zur ersten Linse positioniert, lässt sich die Größe der wirksamen Eintrittspupille im Objektraum über den Pupillenabbildungsmaßstab β'_{P1} bestimmen. Es gilt:

$$\beta'_{\text{P1}} = \frac{D_{\text{Apt}}}{D_{\text{EP}}} = -\frac{a'_\text{P} - f'_1}{f'_1} \quad (\text{B.1})$$

$$D_{\text{EP}} = -\frac{D_{\text{Apt}} \cdot f'_1}{a'_\text{P} - f'_1}. \quad (\text{B.2})$$

Für die Brennweite der ersten Linse als Funktion der eingestellten Gesamtbrennweite f' ergibt sich nach Gl. (6.9):

$$f'_1 = \frac{e' f'}{f' - a'_2}. \quad (\text{B.3})$$

Die Blendenzahl lässt sich durch Einsetzen von Gl. (B.2) somit umformen zu:

$$k = -\frac{f' (a'_\text{P} - f'_1)}{D_{\text{Apt}} \cdot f'_1} = \frac{f' (f'_1 - a'_\text{P})}{D_{\text{Apt}} \cdot f'_1}$$

und mit Gl. (B.3) folgt

$$\begin{aligned} k &= \frac{f' (f' - a'_2) \left(\frac{e' f'}{f' - a'_2} - a'_P \right)}{D_{\text{Apt}} \cdot e' f'} \\ &= \frac{e' f' - a'_P f' + a'_2 a'_P}{e' D_{\text{Apt}}}. \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

C Strahlblenkung am Prisma

Für die Strahlblenkung an einem im Hauptschnitt um den Winkel ω gedreht angeordneten Prisma, bei dem die zweite Prismenfläche verkippbar ist ($\varepsilon_1 = \omega$) lässt sich Gl. (2.25) wie folgt formulieren

$$\delta_A = -\omega - \gamma + \underbrace{\sin^{-1} \left[n_P \cdot \sin \left[\underbrace{\gamma + \sin^{-1} \left(\frac{\sin \omega}{n_P} \right)}_{b_A} \right] \right]}_{a_A}. \quad (\text{C.1})$$

Für den Fall, dass der Prismenwinkel über eine Verkippung der ersten Prismenfläche realisiert wird ($\varepsilon_1 = \omega - \gamma$), ergibt sich für die Strahlblenkung die Beziehung

$$\delta_B = -\omega + \underbrace{\sin^{-1} \left[n_P \cdot \sin \left[\underbrace{\gamma + \sin^{-1} \left[\underbrace{\frac{\sin(\omega - \gamma)}{n_P}}_{c_B} \right]}_{b_B} \right] \right]}_{a_B}, \quad (\text{C.2})$$

Zur Vereinfachung werden die Terme in eckigen Klammern entsprechend der gewählten Anordnung A bzw. B mit $a_{A,B}$, $b_{A,B}$ und c_B substituiert.

C.1 Variation des Prismenwinkels

Wie groß die Änderung der Strahlblenkung bei Verstimmung des Prismenwinkels γ ist, folgt aus der Ableitung $\partial\delta/\partial\gamma$. Diese ergibt sich aus Gl. (C.1) für Anordnung A wie folgt

$$\frac{\partial\delta_A}{\partial\gamma} = \frac{n \cdot \cos b_A}{\sqrt{1 - a_A^2}} - 1. \quad (\text{C.3})$$

Die Ableitung für Anordnung B vereinfacht sich zu

$$\frac{\partial \delta_B}{\partial \gamma} = \frac{n \cdot \cos b_B}{\sqrt{1 - a_B^2}} \cdot \left(1 - \frac{\cos(\omega - \gamma)}{n \cdot \sqrt{1 - c_B^2}} \right). \quad (\text{C.4})$$

C.2 Variation der Prismenorientierung

Der Winkel ω beschreibt die Neigung des Prismas zur optischen Achse. Somit können über diesen Parameter sowohl die Orientierung eines verdreht angeordneten Prismas als auch die Feldabbildung beschrieben werden. Der Strahlenverlauf von Feldpunkten entspricht dabei unterschiedlichen Feldwinkeln unter denen die Strahlen auf das Prisma treffen. Welchen Einfluss eine Änderung des Einfallswinkels hat, wird durch die Ableitung $\partial \delta / \partial \omega$ beschrieben. Diese lautet für Anordnung A

$$\frac{\partial \delta_A}{\partial \omega} = \frac{\cos b_A}{\sqrt{1 - a_A^2}} \cdot \frac{\cos \omega}{\sqrt{1 - c_A^2}} - 1 \quad (\text{C.5})$$

und für Anordnung B

$$\frac{\partial \delta_B}{\partial \omega} = \frac{\cos b_B}{\sqrt{1 - a_B^2}} \cdot \frac{\cos(\omega - \gamma)}{\sqrt{1 - c_B^2}} - 1. \quad (\text{C.6})$$

Literaturverzeichnis

- [1] Granit, R.: *The Retinal Mechanism of Color Reception*. JOSA **31**(9), 570–580 (1941)
- [2] Rowe, M. H.: *Trichromatic Color Vision in Primates*. Physiology **17**(3), 93–98 (2002). – ISSN 1548–9213
- [3] Marshall, J.; Cronin, T. W.; Shashar, N. und Land, M.: *Behavioural evidence for polarisation vision in stomatopods reveals a potential channel for communication*. Current Biology **9**(14), 755–758 (1999). – ISSN 0960–9822
- [4] Kleinlogel, S. und White, A. G.: *The Secret World of Shrimps: Polarisation Vision at Its Best*. PLoS One **3**(5), e2190 (2008)
- [5] Hamanaka, K. und Koshi, H.: *An artificial compound eye using a microlens array and its application to scale-invariant processing*. Optical Review **3**(4), 264–268 (1996)
- [6] Brückner, A.; Duparré, J.; Leitel, R.; Dannberg, P.; Bräuer, A. und Tünnermann, A.: *Thin wafer-level camera lenses inspired by insect compound eyes*. Optics Express **18**(24), 24379–24394 (2010)
- [7] Levy, U. und Shamai, R.: *Tunable optofluidic devices*. Microfluidics and nanofluidics **4**(1-2), 97–105 (2008)
- [8] Sinzinger, S. und Jahns, J.: *Microoptics*. 2nd rev. and enl. ed. Weinheim: Wiley-VCH, 2003. – ISBN 3527403558
- [9] Hecht, E.: *Optik*. 4., überarb. Aufl. München and Wien: Oldenbourg, 2005. – ISBN 3486273590
- [10] Pedrotti, F. L.: *Optik für Ingenieure: Grundlagen*. 3., bearb. und aktualisierte Aufl. Berlin and Heidelberg and New York: Springer, 2005. – ISBN 3540228136
- [11] Born, M. und Wolf, E.: *Principles of optics: Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. 7th expanded ed. Cambridge and New York: Cambridge University Press, 1999. – ISBN 0521642221

- [12] Sheppard, C. und Török, P.: *Dependence of Fresnel number on aperture stop position*. JOSA A **15**(12), 3016–3019 (1998)
- [13] Haferkorn, H.: *Optik: physikalisch-technische Grundlagen und Anwendungen*. Hoboken: Wiley-VCH, 2008. – ISBN 3527403728
- [14] Krogmann, F.; Mönch, W. und Zappe, H.: *A MEMS-based variable microlens system*. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics **8**(7), S330 (2006)
- [15] Krupenkin, T.; Yang, S. und Mach, P.: *Tunable liquid microlens*. Applied Physics Letters **82**(3), 316–318 (2003)
- [16] Naumov, A. F.; Loktev, M. Y.; Guralnik, I. R. und Vdovin, G.: *Liquid-crystal adaptive lenses with modal control*. Opt. Lett. **23**(13), 992–994 (1998)
- [17] Ren, H.; Fan, Y.-H.; Gauza, S. und Wu, S.-T.: *Tunable-focus flat liquid crystal spherical lens*. Applied physics letters **84**(23), 4789–4791 (2004)
- [18] Wallrabe, U. und Draheim, J.: *Gummiauge, sei wachsam! Silikon als optisches Material*. Physik in unserer Zeit **43**(2), 84–90 (2012). – ISSN 1521–3943
- [19] Guo, Q.; Nishio, M.; Ogawa, H. und Yoshida, A.: *Optical properties of aluminum nitride*. Physical review B **55**(24), R15987 (1997)
- [20] Gerlich, D.; Dole, S. und Slack, G.: *Elastic properties of aluminum nitride*. Journal of Physics and Chemistry of Solids **47**(5), 437–441 (1986)
- [21] Cimalla, V.; Pezoldt, J. und Ambacher, O.: *Group III nitride and SiC based MEMS and NEMS: materials properties, technology and applications*. Journal of Physics D: Applied Physics **40**(20), 6386 (2007)
- [22] Andrei, A.; Krupa, K.; Jozwik, M.; Delobelle, P.; Hirsinger, L.; Gorecki, C.; Nieradko, L. und Meunier, C.: *AlN as an actuation material for MEMS applications: The case of AlN driven multilayered cantilevers*. Sensors and Actuators A: Physical **141**(2), 565–576 (2008)
- [23] Yamashita, H.; Fukui, K.; Misawa, S. und Yoshida, S.: *Optical properties of AlN epitaxial thin films in the vacuum ultraviolet region*. Journal of Applied Physics **50**(2), 896–898 (1979)
- [24] Beams, J.: *Mechanical properties of thin films of gold and silver*. Structure and properties of thin films (1959)
- [25] Leopold, S.; Polster, T.; Pätz, D.; Knoebber, F.; Ambacher, O.; Sinzinger, S. und Hoffmann, M.: *MOEMS tunable microlens made of aluminum nitride membranes*. Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS **12**(2), 023012 (2013). – ISSN 1932–5150

- [26] Yang, J.; Gaspar, J. und Paul, O.: *Fracture Properties of LPCVD Silicon Nitride and Thermally Grown Silicon Oxide Thin Films From the Load-Deflection of Long Si_3N_4 and SiO_2/Si_3N_4 Diaphragms: Microelectromechanical Systems*, *Journal of Microelectromechanical Systems* **17**(5), 1120–1134 (2008). – ISSN 1057–7157
- [27] Leopold, S.; Pätz, D.; Knoebber, F.; Ambacher, O.; Sinzinger, S. und Hoffmann, M.: *Tunable cylindrical microlenses based on aluminum nitride membranes*. *SPIE MOEMS-MEMS* **8616**, (2013)
- [28] Flügge, J.: *Die wissenschaftliche und angewandte Photographie: Das Photographische Objektiv*. Wien: Springer-Verlag, 1955
- [29] Song, C.; Nguyen, N.-T.; Asundi, A. K. und Tan, S.-H.: *Tunable micro-optofluidic prism based on liquid-core liquid-cladding configuration*. *Optics letters* **35**(3), 327–329 (2010)
- [30] Smith, N. R.; Abeyasinghe, D. C.; Haus, J. W. und Heikenfeld, J.: *Agile wide-angle beam steering with electrowetting micropisms*. *Opt. Express* **14**(14), 6557–6563 (2006)
- [31] Cheng, J. und Chen, C.-L.: *Adaptive beam tracking and steering via electrowetting-controlled liquid prism*. *Applied Physics Letters* **99**(19), 191108 (2011)
- [32] Zappe, H. P. und Duppé, C.: *Tunable micro-optics*. Cambridge and New York: Cambridge University Press, 2015. – ISBN 1107032458
- [33] Leopold, S.; Pätz, D.; Knoebber, F.; Polster, T.; Ambacher, O.; Sinzinger, S. und Hoffmann, M.: *Tunable refractive beam steering using aluminum nitride thermal actuators*. *SPIE MOEMS-MEMS* **7931**, 79310B–79310B, (2011)
- [34] Leopold, S.: *Aluminiumnitrid-Membranen für durchstimmbare refraktive Mikrooptiken*, Technische Universität Ilmenau, Dissertation, 2015
- [35] VDI-Gesellschaft Mikroelektronik, Mikrosystem- und Feinwerktechnik (Hrsg.): *MikroSystemTechnik Kongress 2015: MEMS, Mikroelektronik, Systeme 26.-28. Oktober 2015 in Karlsruhe*. 1., Neuerscheinung. Berlin: VDE VERLAG, 2015. – ISBN 978-3-8007-4100-7
- [36] Watson, E. A.: *Analysis of beam steering with decentered microlens arrays*. *Optical Engineering* **32**(11), 2665–2670 (1993)
- [37] Farn, M. W.: *Agile beam steering using phased-arraylike binary optics*. *Appl. Opt.* **33**(22), 5151–5158 (1994)

- [38] Rogoff, R.; Davies, G.; Mulkens, J.; Klerk, J. de; Oorschot, P. van; Kalmbach, G.; Wangler, J. und Rupp, W.: *Photolithography using the AERIAL illuminator in a variable-NA wafer stepper*. SPIE's 1996 International Symposium on Microlithography International Society for Optics and Photonics, 54–70, (1996)
- [39] Riesenberg, H. und Beyer, H.: *Handbuch der Mikroskopie*. Verlag Technik, 1988
- [40] Murade, C. U.; Oh, J. M.; Ende, D. van d. und Mugele, F.: *Electrowetting driven optical switch and tunable aperture*. Opt. Express **19**(16), 15525–15531 (2011)
- [41] Draheim, J.; Burger, T.; Korvink, J. G. und Wallrabe, U.: *Variable aperture stop based on the design of a single chamber silicone membrane lens with integrated actuation*. Opt. Lett. **36**(11), 2032–2034 (2011)
- [42] Müller, P.; Spengler, N.; Zappe, H. und Mönch, W.: *An Optofluidic Concept for a Tunable Micro-iris*. Microelectromechanical Systems, Journal of **19**(6), 1477–1484 (2010). – ISSN 1057–7157
- [43] Deutschmann, T. und Oesterschulze, E.: *Integrated electrochromic iris device for low power and space-limited applications*. Journal of Optics **16**(7), 075301 (2014)
- [44] Deutschmann, T. und Oesterschulze, E.: *Micro-structured electrochromic device based on poly(3,4-ethylenedioxythiophene)*. Journal of Micromechanics and Microengineering **23**(6) (2013)
- [45] Woodward, P. M.: *Probability and information theory, with applications to radar*. New York: Pergamon Press, 1953
- [46] Papoulis, A.: *Ambiguity function in Fourier optics*. J. Opt. Soc. Am **64**(6), 779–788 (1974)
- [47] Brenner, K.-H.; Lohmann, A. W. und Ojeda-Castañeda, J.: *The ambiguity function as a polar display of the OTF*. Optics Communications **44**(5), 323–326 (1983). – ISSN 0030–4018
- [48] Cathey, W. T. und Dowski, E. R.: *New Paradigm for Imaging Systems*. Appl. Opt. **41**(29), 6080–6092 (2002)
- [49] Pätz, D.; Stoebenau, S. und Sinzinger, S.: *Wave-front Coding for increased depth of field of optical systems*. DGaO Proceedings 2009. – ISSN: 1614-8436

- [50] Dowski, E. R. und Cathey, W. T.: *Extended depth of field through wave-front coding*. Applied optics **34**(11), 1859–1866 (1995)
- [51] Bradburn, S.; Cathey, W. T. und Dowski, E. R.: *Realizations of focus invariance in optical–digital systems with wave-front coding*. Appl. Opt. **36**(35), 9157–9166 (1997)
- [52] Sherif, S. S.; Cathey, W. T. und Dowski, E. R.: *Phase Plate to Extend the Depth of Field of Incoherent Hybrid Imaging Systems*. Appl. Opt. **43**(13), 2709–2721 (2004)
- [53] FitzGerrell, A. R.; Dowski, E. R. und Cathey, W. T.: *Defocus transfer function for circularly symmetric pupils*. Applied Optics **36**(23), 5796–5804 (1997)
- [54] Cargille Laboratories Inc.: *Immersion Oil Type A, Code 1248*. 55 Commerce Road, Cedar Grove, NJ 07009 USA, 16.01.2002. – Datenblatt
- [55] Dow Corning GmbH: *Sylgard[®] 184 Silicone Elastomer*. Rheingaustr. 34, 65201 Wiesbaden, 02.04.2014. – Datenblatt
- [56] Beadie, G.; Brindza, M.; Flynn, R. A.; Rosenberg, A. und Shirk, J. S.: *Refractive index measurements of poly(methyl methacrylate) (PMMA) from 0.4 – 1.6 μm* . Appl. Opt. **54**(31), F139–F143 (2015)
- [57] Schott AG: *Abbe-Diagramm $n_d - \nu_d$* . Hattenbergstraße 10, 55122 Mainz, Febr. 2016. – Glaskatalog
- [58] Knöbber, F.; Bludau, O.; Williams, O. A.; Sah, R. E.; Kirste, L.; Baeumler, M.; Leopold, S.; Pätz, D.; Nebel, C. E.; Ambacher, O.; Cimalla, V. und Lebedev, V.: *Diamond/AlN Thin Films for Optical Applications*. AIP Conference Proceedings **1292**(1), 205–208 (2010)
- [59] Zuerbig, V.; Pätz, D.; Pletschen, W.; Hees, J.; Sah, R. E.; Kirste, L.; Heidrich, N.; Cimalla, V.; Nebel, C.; Ambacher, O. und Lebedev, V.: *Piezo-actuated tunable diamond/AlN micro lenses*. The 17th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems (Transducers & Eurosensors XXVII), 2317–2320, (2013)
- [60] Zuerbig, V.; Pätz, D.; Fries, J.; Bichra, M.; Pletschen, W.; Holc, K.; Reusch, M.; Nebel, C. E.; Sinzinger, S. und Ambacher: *Tunable multisegment $SixNy/AlN$ piezo lenses for wavefront correction*. 18th International Conference on Solid-State Sensors, Actuators and Microsystems (Transducers) IEEE, 2045–2048, (2015)

- [61] Cu-Nguyen, P.-H.; Grewe, A.; Hillenbrand, M.; Sinzinger, S.; Seifert, A. und Zappe, H.: *Tunable hyperchromatic lens system for confocal hyperspectral sensing*. Opt. Express **21**(23), 27611–27621 (2013)
- [62] Hillenbrand, M.; Mitschunas, B.; Brill, F.; Grewe, A. und Sinzinger, S.: *Spectral characteristics of chromatic confocal imaging systems*. Appl. Opt. **53**(32), 7634–7642 (2014)
- [63] Hahn, U.: *Physik für Ingenieure*. München: Oldenbourg, 2007. – ISBN 9783486275209
- [64] Ojeda-Castañeda, J.; Andrés, P. und Diaz, A.: *Annular apodizers for low sensitivity to defocus and to spherical aberration*. Opt. Lett. **11**(8), 487–489 (1986)
- [65] Ojeda-Castañeda, J.; Tepichin, E. und Pons, A.: *Apodization of annular apertures: Strehl ratio*. Appl. Opt. **27**(24), 5140–5145 (1988)
- [66] Gao, X.; Fei, Z.; Zhang, F.; Yang, J.; Xu, W. und Gan, F.: *Tunable focal depth of an apodized focusing optical system*. Optical Engineering **44**(6), 063001–063001–9 (2005)
- [67] Pätz, D.; Deutschmann, T.; Oesterschulze, E. und Sinzinger, S.: *Depth of focus analysis of optical systems using tunable aperture stops with a moderate level of absorption*. Applied optics **53**(28), 6508–6512 (2014)
- [68] Yang, Q.; Liu, L. und Lang, H.: *Computation of the ambiguity function for circularly symmetric pupils*. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics **7**(8), 431 (2005)
- [69] Shannon, C. E. und Weaver, W.: *The mathematical theory of communication*. Urbana: University of Illinois Press, 1964. – ISBN 978–0252725487
- [70] IDS Imaging Development Systems GmbH: *UI-1240SE-M-GL*. Dimbacher Straße 6 - 8, 74182 Obersulm, 2014. – Datenblatt
- [71] Commission internationale de l'éclairage: *Publication CIE*. Bd. no. 18.2 (TC1.2): *The Basis of physical photometry*. Paris, France: Commission internationale de l'éclairage, 1983. – ISBN 9789290340188
- [72] Deutschmann, T.; Kortz, C.; Walder, L. und Oesterschulze, E.: *High contrast electrochromic iris*. Optics express **23**(24), 31544–31549 (2015)
- [73] Miks, A. und Novak, J.: *Analysis of two-element zoom systems based on variable power lenses*. Optics express **18**(7), 6797–6810 (2010)

- [74] Savidis, N.; Peyman, G.; Peyghambarian, N. und Schwiegerling, J.: *Non-mechanical zoom system through pressure-controlled tunable fluidic lenses*. Applied optics **52**(12), 2858–2865 (2013)
- [75] Cheng, H.; Liu, H. und Li, H.: *First-order analysis of zoom system based on variable focal power lens*. Optics express **23**(9), 12258–12264 (2015)
- [76] Pätz, D.; Leopold, S.; Knöbber, F.; Sinzinger, S.; Hoffmann, M. und Ambacher, O.: *Tunable compound eye cameras*. SPIE Photonics Europe **7716** International Society for Optics and Photonics, 77160K–77160K, (2010)
- [77] Pätz, D.; Sinzinger, S.; Leopold, S. und Hoffmann, M.: *Imaging systems with aspherically tunable micro-optical elements*. Imaging Systems and Applications Optical Society of America, ITu1E–4, (2013)
- [78] Pätz, D.; Leopold, S.; Hoffmann, M. und Sinzinger, S.: *Tunable anamorphic imaging system based on fluidic cylindrical lenses*. 2014 International Conference on Optical MEMS and Nanophotonics (OMN) IEEE, 25–26, (2014)
- [79] Gongora-Rubio, M. R.; Espinoza-Vallejos, P.; Sola-Laguna, L. und Santiago-Avilés, J. J.: *Overview of low temperature co-fired ceramics tape technology for meso-system technology (MsST)*. Sensors and Actuators A: Physical **89**(3), 222–241 (2001). – ISSN 09244247
- [80] Patent (US 1,829,634), *Taking and projection of motion pictures and films therefor*. Erfinder: Henri, C. (27. Oktober 1931)
- [81] Patent (DE102014005789), *Anamorphotisches System und seine Verwendung*. Erfinder: Pätz, D.; Leopold, S.; Sinzinger, S. und Hoffmann, M.; Anmelder: Technische Universität Ilmenau (16. April 2014)

Danksagung

Diese Arbeit wäre nicht zustande gekommen, wenn mich Professor Stefan Sinsinger nicht unterstützt und stets motiviert hätte. Seine Tür stand immer offen, wenn es knifflige Fragestellungen zu lösen galt oder auch nur formale Dinge zu klären waren. Ich danke ihm für die Möglichkeit, mich in vielfältigen Projekten aktiven optischen Bauelemente widmen zu können.

Steffen Leopold möchte ich für die Prozessierung der AlN-Schichten danken, ohne die heute kein anamorphotisches Zoomsystem existierte. Die Projektarbeit mit ihm war vielseitig, immer freundschaftlich geprägt, produktiv, auch mal frustrierend aber letztlich meist erfolgreich.

Die zahlreichen optischen Fragestellungen, die aus den Technologieentwicklungen von Verena Züribig, Fabian Knöbber und Tobias Deutschmann hervorgegangen sind, haben mich stets angespornt und zu neuen Erkenntnissen gebracht. Auch wenn wir nicht jedes Problem lösen konnten – danke dafür!

Meinen Kollegen des Fachgebietes Technische Optik gilt mein Dank für das kreative, unterstützende und freundschaftliche Umfeld.

Pascal Schley vom Fachgebiet Technische Physik 1 möchte ich für die Durchführung der ellipsometrischen Untersuchungen der AlN-Dünnschichten danken.

Mein Dank gilt auch den Aluminiumnitrid-Membranen, welche all die Strapazen wie das Herausbrechen aus den Wafern, den Transport über den Campus (und halb Deutschland), die Charakterisierung, den Einbau in diverse Demonstratorsysteme, das Befüllen mit Immersionsöl, die Versuche, auch mal etwas mehr Druck anzulegen und nicht zuletzt die zahlreichen Experimente heil überstanden haben.

Insbesondere möchte ich meiner Frau Anja danken. Du hast mich in den vergangenen Jahren nicht ständig gefragt, wann diese Arbeit endlich fertig wird und mir in den letzten Wochen die Freiräume gegeben, die ich zur Fertigstellung brauchte.