

Optische Mikrosysteme und Bauelemente für die Optofluidik

Dissertation zur Erlangung des
akademischen Grades Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

vorgelegt der Fakultät für Maschinenbau
der Technischen Universität Ilmenau

von Dipl.-Ing. Martin Amberg

1. Gutachter: Univ. Prof. Dr. rer. nat. habil. S. Sinzinger
2. Gutachter: Univ. Prof. Dr. rer. nat. habil. J. Jahns
3. Gutachter: Univ. Prof. Dr. rer. nat. habil. H. Bartelt

Tag der Einreichung: 04. Dezember 2009

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 20. April 2010

Für Carina, Alexander und Dorothee

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen Optik	5
2.1	Optische Modellbeschreibungen und Abbildungsfehler optischer Systeme	5
2.1.1	Von der Quantenoptik zur geometrischen Strahlenoptik	5
2.1.2	Mathematische Beschreibung des Strahlenmodells	7
2.1.3	Abbildungsfehler optischer Systeme	9
2.2	Mikrooptische Bauelemente	10
2.2.1	Passive optische Bauelemente zur Verwendung in planar integrierten freiraumoptischen Systemen	10
2.2.2	Profilherzeugung eines geblazten und eines quantisierten dünnen diffraktiven optischen Elements	12
2.2.3	Fertigungstechnologien mikrooptischer Komponenten	14
2.2.4	Skalare Effizienzbetrachtungen für mikrooptische Komponenten	16
2.3	Planar integrierte freiraumoptische Systeme	17
3	Hybride planar integrierte freiraumoptische Systeme	21
3.1	Einfluss der Prismenkopplung und der Verwendung sphärischer Elemente auf die optischen Eigenschaften eines PIFSO-Systems	22
3.1.1	Einfluss der Prismenkopplung	22
3.1.2	Einfluss der sphärischen „off-the-shelf“-Elemente	27
3.2	Simulationsergebnisse mit dem Programm ZEMAX™	29
3.2.1	Gittergekoppeltes System	29
3.2.2	Prismengekoppeltes System	31
3.2.3	Kombination eines prismengekoppelten Systems mit einem Koppelgitter	31
3.2.4	Systemdesign mit rückverspiegelten sphärischen Linsen und diffraktiven Korrektur-elementen	32
3.2.5	Systemdesign – Zusammenfassung	33
3.3	Betrachtung der Justier- und Fertigungsfehler	34
3.3.1	Toleranzen für die Systembetrachtungen	34
3.3.2	Toleranzen der Systeme 1 bis 3	35
3.3.3	Toleranzen der Systeme 2 und 3	37
3.3.4	Toleranzen des Systems 3	38
3.3.5	Simulationsergebnisse der Systeme mit ASAP™	40
3.3.6	Einzeltoleranzanalyse	40
3.3.7	Einfluss der Wellenlängenänderung	41
3.3.8	Analyse aller Toleranzen gleichzeitig	42
3.3.9	Einfluss der Toleranzen auf die Abbildung eines Feldes	46
3.3.10	Toleranzanalyse – Zusammenfassung	51

3.4	Fertigung und experimentelle Charakterisierung	52
3.4.1	Algorithmus zur Beschreibung von Freiformflächen für die Erstellung von Lithographiemasken	52
3.4.2	Lösungen zur Beschreibung der Isohöhenlinien	53
3.4.3	Beschreibung des Programms zur Linienfindung	54
3.4.4	PIFSO-System mit Prismenkopplung	57
3.4.5	PIFSO-System mit rückverspiegelter sphärischer Linse und diffraktiven Korrektur-elementen	62
3.5	Zusammenfassung - Hybride planar integrierte freiraumoptische Systeme	67
4	Stimmbare planar integrierte freiraumoptische Systeme	69
4.1	Grundlagen der Flüssigkristalltechnologie	69
4.1.1	Verhalten von Flüssigkristallmolekülen im elektrischen Feld	71
4.1.2	Beschreibung der Doppelbrechung	73
4.2	Modale analoge Flüssigkristallelemente	73
4.3	Optisches Design adaptiver planar integrierten freiraumoptischer Systeme	77
4.3.1	Integration einer modalen LC-Linse	78
4.3.2	Integration eines modalen LC-Prismas	80
4.4	Experimentelle Ergebnisse der adaptiven Systeme	80
4.4.1	Integration einer modalen LC-Linse	81
4.4.2	Integration eines modalen LC-Prismas	83
4.5	Zusammenfassung - Stimmbare planar integrierte freiraumoptische Systeme	84
5	Integrierte optische Pinzettensysteme	85
5.1	Einführung in die Technologie der optischen Pinzette	85
5.2	Funktionsweise der optischen Pinzette	86
5.3	Berechnung der Kräfte auf Partikel in einer optischen Pinzette	88
5.4	Prinzipieller Aufbau einer optischen Pinzette	90
5.5	Parallele Manipulation mit einer optischen Pinzette	91
5.5.1	Parallele dreidimensionale Manipulation	91
5.5.2	Parallele zweidimensionale Manipulation	94
5.5.3	Verwendung einer optischen Pinzette zur Beeinflussung der Flusseigen- schaften von Partikeln in einem fluidischen Kanal	95
5.6	Integrierte Mikrooptik für die parallele optische Manipulation	97
5.6.1	Von der Mikrofluidik zur Optofluidik	97
5.6.2	Materialeigenschaften von Polydimethylsiloxan	98
5.6.3	Integration optischer Funktionalität in die Kanalwand eines fluidischen Systems zur Manipulation von Partikeln	99
5.6.4	Herstellung der Experimentalsysteme durch Abformung in PDMS	101
5.6.5	Experimente mit integrierten diffraktiven optischen Elementen in der Ka- nalwand eines fluidischen Systems	102
5.6.6	Optofluidisches PDMS System auf Basis eines PMMA Masters	105

5.7 Zusammenfassung - Integration mikrooptischer Komponenten in einer optischen Pinzette	108
6 Zusammenfassung und Ausblick	109
Literaturverzeichnis	111
Variablen- und Abkürzungsverzeichnis	118
Anhang	122

1 Einleitung

Das Schlagwort „Lab-on-a-Chip“ hat sich im wissenschaftlichen Sprachgebrauch als Bezeichnung für ein System etabliert, welches auf Basis mikrotechnisch hergestellter Mikrofluidiksysteme eine laborähnliche Analyse sehr geringer Flüssigkeitsmengen, bis in den pI-Bereich, ermöglicht. Die Größe solcher Systeme liegt in der Größenordnung weniger Quadratmillimeter bis -zentimeter. Vor allem die Mikrotechnologie mit ihren planaren Herstellungsverfahren ermöglichte diese Miniarisierung. In den letzten Jahren hat sich dieser Systemansatz unter dem Namen „Optofluidik“ weiterentwickelt, aufgespaltet in drei Ebenen mit mikrofluidischen Kontrollelementen, Kanälen sowie optischen Komponenten. An der Schnittstelle zu den optischen Komponenten soll diese Arbeit ihren Einstieg in das Themengebiet finden. Zum einen sollen optische, teils stimmbare Mikrosysteme behandelt werden, zum anderen einzelne optische Komponenten in Verbindung mit einer sogenannten optischen Pinzette zur Manipulation von Mikropartikeln oder -organismen. Abbildung 1.1 stellt diese Schnittstelle graphisch dar.

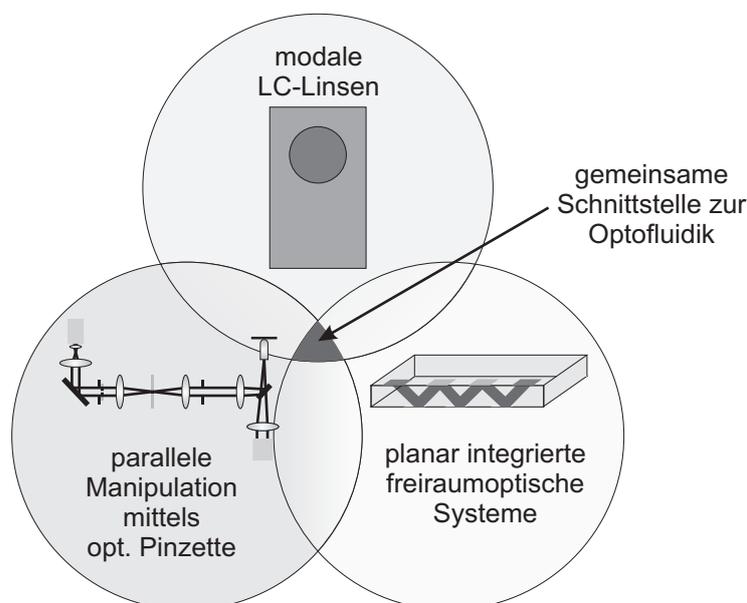


Abb. 1.1: Schnittstelle zwischen optischen Systemen, modalen Linsen und Systemen zur optischen Manipulation mit optofluidischen Systemen.

Für die optische Systemintegration gibt es neben den bekannten Wellenleitersystemen, die auf planaren Fertigungstechnologien basieren, Ansätze zur freiraumoptischen Integration. Unter diesen Systemen sind die sogenannten planar integrierten freiraumoptischen (PIFSO, engl.: planar integrated free space optics) Systeme hervorzuheben. Bei einer vollständigen diffraktiven Implementierung stellt die Strukturgröße die Grenze für die Effizienz der Systeme dar. Aufgrund der begrenzten minimalen Strukturgröße der Maskenlithographie ist die Effizienz dieser Systeme gering. Die Integration von hocheffizienten konventionellen Bauelementen, wie refraktive und rückverspiegelte Bauelemente, stellt hohe Anforderungen an die Fertigung, wie es z.B. mit Ultrapräzisionsfertigung möglich ist. Ziel dieser Arbeit ist es, als Erweiterung der optischen Hard-

ware, durch die Integration von konventionellen „off-the-shelf“ Komponenten wie Prismen oder rückverspiegelten Linsen die Gesamteffizienz dieser Systeme zu steigern. Diese Elemente können kommerziell auch in kleinen Mengen kostengünstig beschafft werden. Weiter sollen deren sich daraus ergebenden optischen Eigenschaften charakterisiert werden. Es wird sich zeigen, dass die optische Abbildung nicht ganz ohne diffraktive Elemente möglich ist. Die Tatsache aber, dass diese nur noch zur Korrektur der optischen Eigenschaften erforderlich sind, führt dazu, dass die Korrektur Elemente unter Beibehaltung der oben erwähnten Herstellungstechnologien mit einer größeren Anzahl an Phasenstufen, d. h. effizienter, hergestellt werden können. Die mit diffraktiven und konventionellen Elementen aufgebauten integrierten Systeme werden in dieser Arbeit folgend als hybride Systeme bezeichnet. Durch die weiterhin planare Systemauslegung bleiben trotz der Integration konventioneller Bauelemente die Schnittstellen z. B. zur planaren Mikrofluidik erhalten. Die hier beschriebenen planar integrierten Systeme sind allesamt statisch. Wiederum auf Basis der planaren Fertigungstechnologien können verstimmbare Flüssigkristalllinsen hergestellt werden. Diese Plattform bietet eine gute Grundlage für die Verbindung von integrierten Systemen und modalen Linsen. Nicht nur für Anwendungen im Bereich der Mikromanipulation, wie es hier als Motivation in der Arbeit ausgelegt wird, sondern auch in der Nachrichtentechnik kann dies von Interesse sein. So könnten mit den robusten PIFSO-Systemen z. B. einzelne Kanäle geschaltet, beziehungsweise eine automatische Justierung durchgeführt werden.

In der Biotechnologie oder Medizintechnik finden optische Pinzetten Anwendung in der Mikromanipulation, z. B. für die künstliche Befruchtung. Hierbei kann ein Mikropartikel mittels eines Laserstrahls gefasst und in seiner Lage im Fluidsystem verändert werden. Im Rahmen der Manipulation mit einer optischen Pinzette finden mikrotechnologisch hergestellte diffraktive optische Elemente Anwendung bei der Strahlteilung bzw. -formung. Meist werden diese Komponenten in einem vorgeschalteten optischen System in das Gesamtsystem eingebracht. Durch die Integration dieser Elemente in die Kanalwände mikrofluidischer Systeme können die entsprechenden Arbeitsplattformen in ihrem benötigten Volumen reduziert werden und somit dem „Lab-on-a-Chip“ Gedanken angenähert werden. Diese Arbeit fasst die aktuellen Forschungsarbeiten zusammen, um danach die eigenen Arbeiten zur Integration anzuschließen.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich folgendermaßen. Kapitel 2 befasst sich mit den erforderlichen Grundlagen zur Mikrooptik. Diese umfassen allgemeine optische Bauelemente, wie sie in planar integrierten freiraumoptischen Systemen zum Einsatz kommen, skalare Effizienzbetrachtungen diffraktiver Elemente und die Fertigungstechnologien für diese. Weiter wird die optische Modellbeschreibung behandelt und zum Abschluss des Kapitels eine Einführung in die planar integrierten freiraumoptischen Systeme gegeben.

Hybride planar integrierte freiraumoptische Systeme sind der Schwerpunkt von Kapitel 3. Die Einflüsse der Integration konventioneller refraktiver oder reflektiver Bauelemente in die PIFSO-Plattform werden in der paraxialen Theorie behandelt. Daran schließt sich die Diskussion der Raytracingergebnisse der vorgeschlagenen Systemkonfigurationen an. Für diese Systeme folgt ei-

ne Toleranzanalyse, bevor mittels Laborversuchen die optischen Eigenschaften demonstriert und das erforderliche Programm zur Maskendatenerzeugung für die diffraktiven Korrekturlemente vorgestellt wird.

Ziel der Arbeit ist es zudem den Aufbau verstimmbarer PIFSO-Systeme zu demonstrieren. Dies ist Thema in Kapitel 4. Zu Beginn des Kapitels werden kurz die Grundlagen der Flüssigkristalltechnologie erklärt. Daran schließt sich die Überleitung zu den in dieser Arbeit verwendeten modalen Flüssigkristallelementen an. Das Integrationsprinzip wird danach zuerst in Raytracingsimulationen verifiziert und anschließend mittels Experimenten die praktische Umsetzung demonstriert.

Die Manipulation von Mikropartikeln mittels sogenannter optischer Pinzetten ist Gegenstand des Kapitels 5 dieser Arbeit. Zu Beginn wird der Leser kurz in die geschichtliche Entwicklung eingeführt, um danach genauere Details über den Aufbau eines solchen Systems und die Kraftentstehung in einer Falle zu erfahren. Mit diesen Grundlagen können die vorgestellten eigenen Arbeiten zur Integration optischer Elemente in die Kanalwand eines mikrofluidischen Systems leichter verstanden und eingeordnet werden.

Mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick in Kapitel 6 findet die Arbeit ihren Abschluss.

2 Grundlagen Optik

Diese Arbeit befasst sich mit mikrotechnologisch hergestellten Komponenten für optische Systeme. In diesem Kapitel wird in Abschnitt 2.1 der Gültigkeitsbereich der geometrischen Strahlenoptik für die Berechnung optischer Systeme eingegrenzt und auf die Abbildungsfehler dritter Ordnung eingegangen. Mikrooptische Komponenten, die für die Herstellung integrierter optischer Systeme benötigt werden, sind Bestandteil des Abschnitts 2.2. Auf diese Systeme bezieht sich Abschnitt 2.3 des Kapitels zur Vorstellung der sogenannten „planar integrierten freiraumoptischen Systeme“.

2.1 Optische Modellbeschreibungen und Abbildungsfehler optischer Systeme

In dieser Arbeit werden die PIFSO-Systeme mit dem Strahldurchrechnungsprogramm ZEMAX™ berechnet. Dieser Abschnitt wird die Ableitung des Strahlenmodells beschreiben und auf die Einschränkungen eingehen, die damit verbunden sind. Weiter werden die Grundlagen der Berechnung auf Basis des Strahlenmodells erläutert und Abbildungsfehler vorgestellt, die mit diesem Modell bestimmt werden können. Abschnitt 2.1.1 behandelt die optischen Modelle ausgehend vom Quantenmodell, über den elektromagnetischen Ansatz des Wellenmodells zum Strahlenmodell, auch geometrische Optik genannt. In Abschnitt 2.1.2 werden die mathematischen Beschreibungen und Gesetzmäßigkeiten behandelt, um im Abschnitt 2.1.3 mit den Abbildungsfehler zu schließen.

2.1.1 Von der Quantenoptik zur geometrischen Strahlenoptik

Abbildung 2.1 gibt eine Übersicht über die unterschiedlichen optischen Modelle. Beginnend bei der allumfassenden Beschreibung für alle bekannten optischen Phänomene, der Quantenoptik, auf die im Folgenden jedoch nicht näher eingegangen wird.

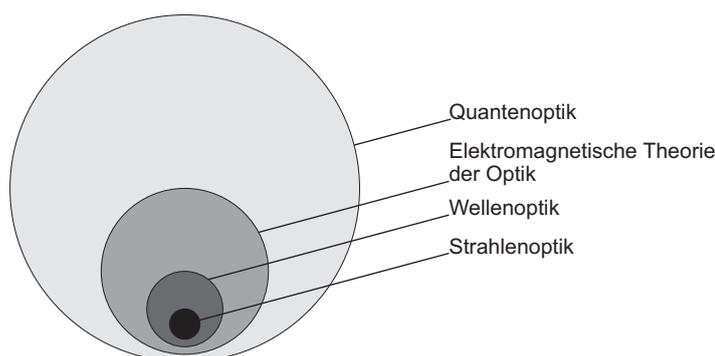


Abb. 2.1: Graphische Darstellung der optischen Modelle. Die Quantenoptik beschreibt die optischen Phänomene komplett und schließt die elektromagnetische Beschreibung mit ein. Die Wellenoptik ist eine skalare Approximation, die wiederum einen kleineren Gültigkeitsbereich hat als die elektromagnetische Beschreibung. Eine weitere Näherung ist die Strahlenoptik (nach (1)).

Das elektromagnetische Modell beschreibt gegenüber der Quantenoptik einen eingeschränkten Teil der Eigenschaften des Lichts. Basis ist die elektromagnetische Eigenschaft des Lichts, wonach

Licht sich in Form zweier gekoppelter Vektorfelder ausbreitet: Zum einen das elektrische $\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)$ und zum anderen das magnetische Feld $\mathcal{H}(\mathbf{r}, t)$, jeweils als Funktion der Ortes \mathbf{r} und der Zeit t . Beide Vektorfelder erfüllen im Freiraum partielle Differentialgleichungen, die als Maxwell'sche Formeln bezeichnet werden und hier für homogene isotrope Nichtleiter dargestellt sind:

$$\nabla \times \mathcal{H} = \epsilon_0 \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathcal{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathcal{E} = 0 \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathcal{H} = 0 \quad (4)$$

mit der elektrischen ($\epsilon_0 \approx (1/36\pi) \cdot 10^{-9}$) und magnetischen ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$) Permeabilität als Konstanten. Mit den Maxwell'schen Gleichungen ist es möglich einen Großteil der optischen Phänomene mathematisch zu erfassen. Die Wellengleichung (5) ist eine notwendige Bedingung für \mathcal{E} und \mathcal{H} , um die Maxwell'schen Gleichungen zu erfüllen (1):

$$\nabla^2 u - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \quad (5)$$

In Formel (5) steht die skalare Funktion $u = u(\mathbf{r}, t) = a(\mathbf{r}) \cos(2\pi\nu t + \phi(\mathbf{r}))$ mit der Amplitude $a(\mathbf{r})$, der Phase $\phi(\mathbf{r})$ und der Frequenz ν jeweils für die einzelnen Komponenten \mathcal{E}_x , \mathcal{E}_y und \mathcal{E}_z bzw. für \mathcal{H}_x , \mathcal{H}_y und \mathcal{H}_z . Die Beschreibung optischer Phänomene mit der Wellengleichung wird als Wellenoptik bezeichnet. Mit diesem Ansatz ist es möglich, neben der Reflexion und der Brechung, wie es auch das Strahlenmodell kann (siehe unten), auch die Interferenz- und Beugungserscheinungen zu beschreiben. Die Wellenfunktion $u(\mathbf{r}, t)$ kann als komplexe Funktion $U(\mathbf{r}, t)$ beschrieben werden:

$$U(\mathbf{r}, t) = a(\mathbf{r}) \exp(j\phi(\mathbf{r})) \exp(j2\pi\nu t) \quad (6)$$

$$U(\mathbf{r}, t) = U(\mathbf{r}) \exp(j2\pi\nu t) \quad (7)$$

mit der zeitunabhängigen komplexen Amplitude $U(\mathbf{r}) = a(\mathbf{r}) \exp(j\phi(\mathbf{r}))$. Die komplexe Wellenfunktion $U(\mathbf{r}, t)$ erfüllt wie die Wellenfunktion $u(\mathbf{r}, t)$ die Wellengleichung (5). Durch Substitution von $U(\mathbf{r}, t) = U(\mathbf{r}) \exp(j2\pi\nu t)$ in der Wellengleichung erhält man die Helmholtzgleichung:

$$(\nabla^2 + k^2) U(\mathbf{r}) = 0 \quad (8)$$

mit der Wellenzahl $k = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{\omega}{c}$. Im homogenen Medium gibt es zwei elementare Lösungen der Helmholtzgleichung (8). Dies sind die ebene Welle und die Kugelwelle. Die ebene Welle wird beschreiben durch die komplexe Wellenfunktion

$$U(\mathbf{r}) = A \exp(-j\mathbf{k}\mathbf{r}) = A \exp(-j(k_x x + k_y y + k_z z)) \quad (9)$$

und die Kugelwelle mit

$$U(\mathbf{r}) = \frac{A}{r} \exp(-j\mathbf{k}\mathbf{r}) \quad (10)$$

jeweils mit der Amplitude A . Mit einer weiteren Vereinfachung der Wellenoptik, wenn die Abmaße der Strukturen viel größer als die Wellenlänge sind, gelangt man zur Beschreibung des optischen

Systems mit der Strahlenoptik. Hier wird die Wellenlänge λ als infinitesimal angenommen. Bei einem Lichtstrahl handelt es sich in diesem Modell um einen Strahl, der auf einer Wellenfront $U(\mathbf{r})$, d. h. auf einer Front mit konstanter Phase $\phi(\mathbf{r}) = \text{konst.}$, senkrecht steht. Es handelt sich bei einem Lichtstrahl, beschrieben durch den Vektor \mathbf{k} , somit um den Gradienten der Wellenfront $U(\mathbf{r})$:

$$\mathbf{k} = \nabla U(\mathbf{r}) \quad (11)$$

Diese Beschreibung reicht aus, um auf Basis des Reflexions- und des Brechungsgesetzes optische Systeme zu berechnen. Die Strahlen geben nur noch Auskunft über Ort \mathbf{r} und Richtung \mathbf{k} . Beugung und Interferenz sind in diesem Modell nicht mehr beschreibbar. Dennoch kann über eine Fourierentwicklung das Winkelspektrum eines DOE bestimmt werden und somit auch die Ausbreitungsrichtung \mathbf{k} nach dem Element. Für diesen Ansatz gilt, dass sich die Phasenstruktur des Elements nur schwach ändern darf. In einem strahlenoptisch berechneten System kann die Intensität nur über die Dichte der Strahlen in einem vorgegebenen Volumen dargestellt und analysiert werden kann.

2.1.2 Mathematische Beschreibung des Strahlenmodells

Der Abschnitt soll mit einem Zitat von Kidger, einem weltweit anerkannten Optikdesigner, begonnen werden (2):

„Raytracing gibt praktisch keine diagnostischen Informationen, die hilfreich sind zu verstehen, warum eine Linse einen bestimmten Abbildungsfehler hat oder nicht. Noch gibt es eine Aussage darüber, welche Parameter geändert werden müssen, um diesen Abbildungsfehler zu minimieren.“

Diese Aussage beschreibt sehr knapp aber präzise den Nutzen der folgenden Abschnitte. Die Ergebnisse der Strahlendurchrechnung können dem Optikentwickler nur dazu dienen, Hinweise auf die Eigenschaften des Systems zu erhalten. Auch wenn der Großteil der Rechenarbeit heutzutage ein Rechenprogramm durchführt, muss er seine eigene Erfahrung nutzen, das System zu optimieren.

Ergebnis des Abschnitts 2.1.1 war, dass das Strahlenmodell nur eine Information über den Ort \mathbf{r} und die Richtung \mathbf{k} des Strahls liefert. Abbildung 2.2 zeigt ein Beispiel für einen beliebigen Strahl, der ausgehend von \mathbf{r}_0 , sich im freien Raum in Richtung \mathbf{k} ausbreitet. Im Abstand $z = z_1$ ist sein neuer Ort \mathbf{r}_1 . Dieser berechnet sich nach Gleichung (12)(3) .

$$\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_0 + |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0| \frac{\mathbf{k}}{|\mathbf{k}|} \quad (12)$$

Ein optisches System besteht nun nicht nur aus dem Freiraum, sondern beinhaltet auch optische Elemente wie Spiegel und Linsen. Eine solche Grenzfläche eines optischen Elements soll im Punkt $z = z_1$ angenommen werden. Als Funktion des Normalenvektors $\mathbf{n}_{\mathbf{r}_1}$ auf der Oberfläche des Elements an der Stelle \mathbf{r}_1 ändert sich die Strahlrichtung nach der Schnittstelle \mathbf{k}_{aus} als Funktion

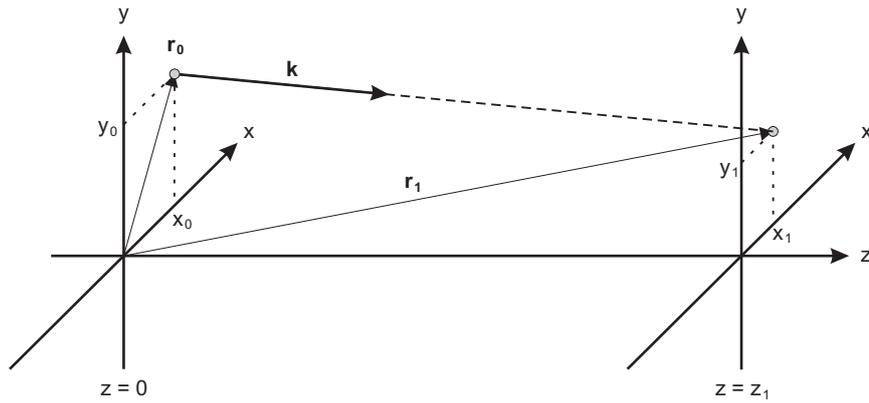


Abb. 2.2: Graphische Darstellung eines Strahls, der sich ausgehend vom Ort \mathbf{r}_0 in der Ebene $z = 0$, im Freiraum in Richtung \mathbf{k} ausbreitet. Seine neue Koordinate in der Ebene $z = z_1$ ist \mathbf{r}_1 (3).

der Richtung des einfallenden Strahls \mathbf{k}_{ein} .

$$\mathbf{k}_{\text{aus}} = \mathbf{k}_{\text{ein}} + \mathbf{k}_{\text{Element}} \quad \text{mit} \quad \mathbf{k}_{\text{Element}} = f(\mathbf{n}, \mathbf{r}_1) \quad (13)$$

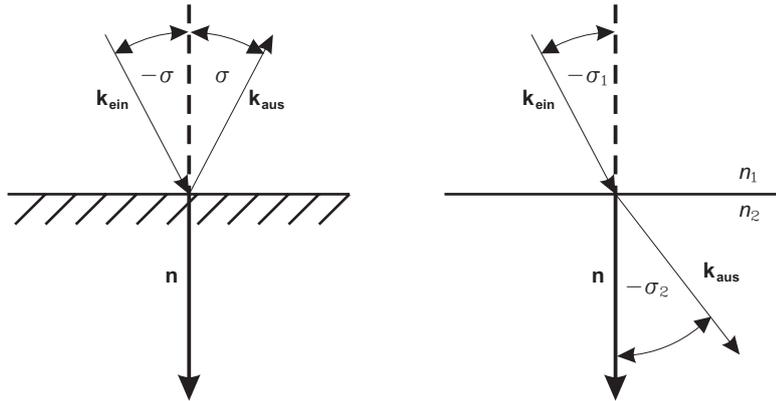


Abb. 2.3: Geometrie für vektorielles a) Reflexionsgesetz und b) Brechungsgesetz.

Der Richtungsvektor \mathbf{k}_{aus} berechnet sich für die Reflexion (siehe Abb. 2.3a) nach Gl. (14) (4)

$$\mathbf{k}_{\text{aus}} = \mathbf{k}_{\text{ein}} - 2(\mathbf{k}_{\text{ein}} \mathbf{n}) \mathbf{n} \quad (14)$$

und für die Brechung nach Gl. (15) (4)

$$\mathbf{k}_{\text{aus}} = \frac{n_1}{n_2} \mathbf{k}_{\text{ein}} - \mathbf{n} \left\{ \frac{n_1}{n_2} (\mathbf{n} \mathbf{k}_{\text{ein}}) - \sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} [1 - \mathbf{n} \mathbf{k}_{\text{ein}}^2]} \right\} \quad (15)$$

Werden im Strahlenmodell nur achsnaher Strahlen und infinitesimal Winkel zur optischen Achse mit der Eigenschaft $\sin \phi_P = \phi_P$ angenommen, so spricht man vom paraxialen Gebiet. Dieses Gebiet ist in der Theorie abbildungsfehlerfrei, d. h. die Abbildung ist ideal und ähnlich.

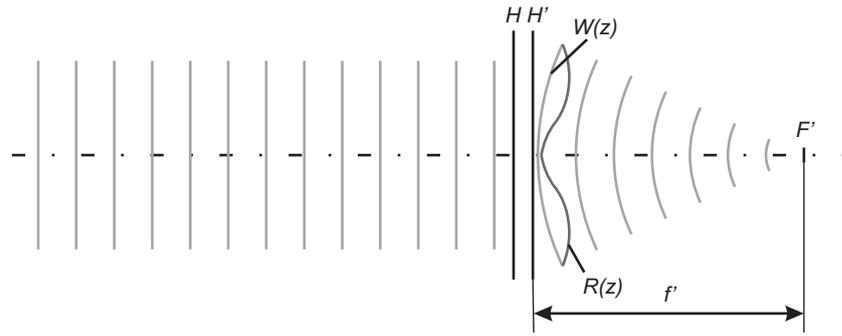


Abb. 2.4: Abbildungsfehler einer Linse (nach (3)).

2.1.3 Abbildungsfehler optischer Systeme

Die optische Abbildung ist, abgesehen vom paraxialen Gebiet, nicht ideal und ähnlich, d. h. es treten Fehler in der idealisierten Abbildung auf. Im Terminus der Optik werden diese als Aberrationen bezeichnet. Als wellenoptische Abbildungsfehler $\Psi(x, y)$ werden in der Optik Phasenfronten $R(x, y)$ bezeichnet, die von der idealen Phasenfront $W(x, y)$ abweichen (siehe Abb. 2.4):

$$\Psi(x, y) = W(x, y) - R(x, y) \quad (16)$$

Nach Formel (11) sind optische Strahlen als \mathbf{k} -Vektoren definiert, die senkrecht auf einer Phasenfront stehen. Sind nun die Phasenfronten deformiert $R(x, y)$, so ändert sich auch die Richtung der \mathbf{k} -Vektoren, was zur Folge hat, dass diese die Gauß'sche Bildebene nicht mehr an der idealen Position durchstoßen. Die Abweichung der Durchstoßkoordinaten vom idealen Durchstoßpunkt (Bezugsstrahl) wird als Querabweichung $\zeta(x, y)$ bezeichnet. Die sich daraus ergebenden Fehler beeinflussen auf zwei Weisen die Abbildung. Zum einen wird die Abbildung unscharf, zum anderen verformen sie das Bild. Für eine unscharfe Abbildung sind sphärische Aberration, Koma und Astigmatismus verantwortlich, für die Verformung die Bildfeldwölbung und Verzeichnung. Diese Abbildungsfehler werden als Bildfeldfehler dritter Ordnung oder Seidel'sche Aberrationen bezeichnet, da die Reihenentwicklung nach Gl. (17) des $\sin \phi_P$ nicht, wie im paraxialen Gebiet, nach dem ersten Glied, sondern nach dem zweiten Glied abgebrochen wird.

$$\sin \phi_P = \phi_P - \frac{\phi_P^3}{3!} + \frac{\phi_P^5}{5!} - \frac{\phi_P^7}{7!} + \dots \quad (17)$$

Wie aus der Reihenentwicklung ersichtlich wird, sind die Abbildungsfehler dritter Ordnung nicht die einzigen auftretenden Fehler, da der Sinus des Winkel ϕ_P mit höheren Termen weiter entwickelt wird. Ist die Wellenfrontabweichung stetig, so kann diese als zweidimensionale Superposition von Polynomen, die die einzelnen Abbildungsfehler beschreiben, dargestellt werden. Die Aberrationen $\Psi(x, y)$ sind nach Kingslake (5):

$$\Psi(x, y) = A(x^2 + y^2)^2 + By(x^2 + y^2) + C(x^2 + 3y^2) + D(x^2 + y^2) + Ey + Fx + G \quad (18)$$

mit den in Tabelle 2.1 zusammengefassten Koeffizienten der einzelnen Aberrationen.

Tab. 2.1: Abbildungsfehler dritter Ordnung.

A	:	Koeffizient der sphärischen Aberration
B	:	Koeffizient der Koma
C	:	Koeffizient des Astigmatismus
D	:	Koeffizient des Defokus
E	:	Koeffizient der Verkippung um die x -Achse
F	:	Koeffizient der Verkippung um die y -Achse
G	:	Koeffizient einer Konstanten

2.2 Mikrooptische Bauelemente

In diesem Abschnitt wird eine Übersicht über verschiedene passive optische Bauelemente gegeben. Alle aufgeführten Elemente können in PIFSO-Systemen verwendet werden. Deshalb werden anschließend die möglichen Herstellungsverfahren diskutiert sowie skalare Effizienzabschätzungen der Bauelemente betrachtet.

2.2.1 Passive optische Bauelemente zur Verwendung in planar integrierten freiraumoptischen Systemen

Optische Bauelemente lassen sich in drei Kategorien unterscheiden:

- **refraktive** Elemente, die auf Grundlage der Brechung nach dem Snellius'schen Gesetz an einer Grenzfläche zwischen zwei Medien auf den optischen Strahlengang einwirken,
- **reflektive** Elemente, die nach dem Reflexionsgesetz den Strahlengang beeinflussen, und
- **diffraktive** optische Elemente (DOE), die auf Grundlage der Beugung, bedingt durch die Periodizität der Struktur, den Strahlengang beeinflussen.

Die in der Literatur beschriebenen PIFSO-Systeme benötigen für ihre Funktionalität Bauelemente zur Strahlablenkung, Strahlteilung und Fokussierung. Alle diese Funktionalitäten lassen sich als refraktive, reflektive oder diffraktive Bauelemente ausführen. Diese Ausführungsarten sind in Abb. 2.5 einzeln aufgeführt.

Die Fokussierung wird in der refraktiven Optik durch sphärische Oberflächenprofile (Abb. 2.5a) ausgeführt. In der reflektiven Ausführung (Abb. 2.5b) erfolgt die Fokussierung ebenfalls mit sphärischen Profilen, wobei sich die Radien für eine gleiche Brennweite im Vergleich zu einer refraktiven Linse unterscheiden. Die diffraktive Implementierung (Abb. 2.5c), basierend auf Gitterstrukturen, mit einer zum Rand der Linse hin kleiner werdenden Gitterperiode. Somit wird die einfallende Strahlung am Rand der Linse stärker gebeugt und auf den gleichen Punkt hinter dem Element abgelenkt, wie die weniger stark gebeugten Anteile im Innenbereich der Linse.

Die Strahlablenkung kann mit allen drei diskutierten Prinzipien ausgeführt werden. In einem refraktiven System wird die Strahlablenkung durch ein Prisma (Abb. 2.5d), im reflektiven Sys-

tem durch einen gekippten Spiegel (Abb. 2.5e) und im Fall der diffraktiven Implementierung mit einem Gitter (Abb. 2.5f) ausgeführt.

Die Strahlteilung in z. B. zwei Strahlungsarme erfolgt refraktiv mit einem Prisma (Abb. 2.5g), reflektiv mit einem entsprechend dem Prisma ausgerichteten Spiegel (Abb. 2.5h) und diffraktiv wiederum mit einem optischen Gitter (Abb. 2.5i).

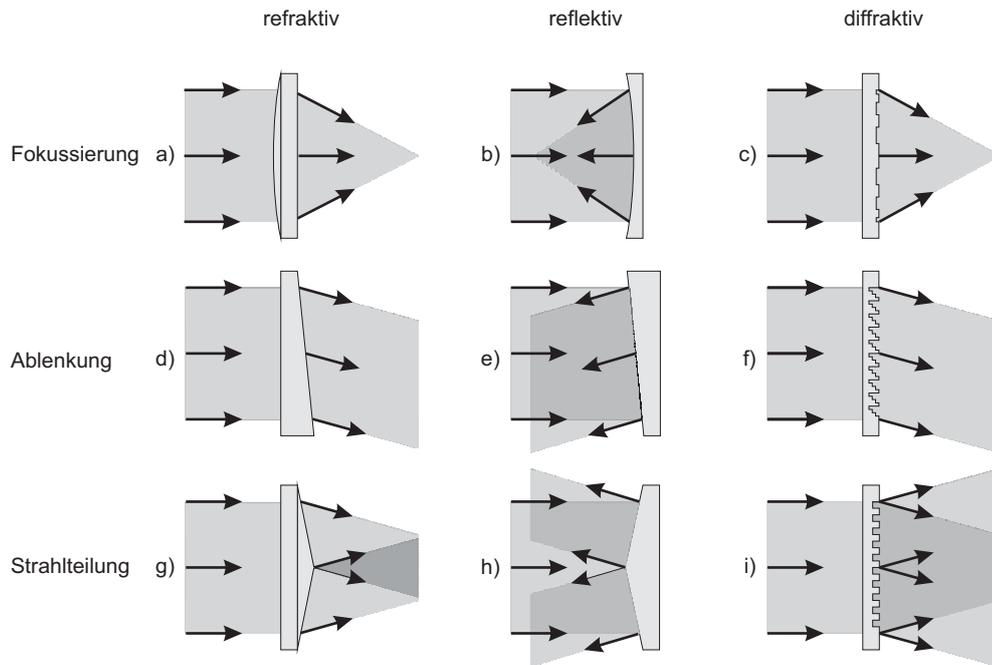


Abb. 2.5: Optische Wirkprinzipien unterteilt nach Fokussierung, Ablenkung und Teilung der einfallenden optischen Strahlung für refraktive, reflektive und diffraktive Bauelemente.

Die oben beschriebenen Funktionalitäten der refraktiven und diffraktiven Bauelemente können auf unterschiedliche Arten realisiert werden. Refraktive Bauelemente können als Gradientenindexstrukturen (GRIN), deren Brechzahl δn im Volumen gezielt verändert wird, bzw. als Oberflächenprofile ausgeführt werden. Diffraktive Bauelemente können als geblazte, holographisch optische Elemente (HOE) oder quantisierte Elemente mit Oberflächenprofil gefertigt werden.

In der Gruppe der DOEs (siehe Abb. 2.6) sind in Bezug auf Effizienz und optische Eigenschaften die geblazten Strukturen die idealen Elemente. Diese bestehen entweder aus einem periodischen, analogen Oberflächenprofil oder einem Element mit einer periodischen, kontinuierlichen Brechzahländerung. Das gewünschte Oberflächenprofil wird als Funktion der Wellenlänge und der Brechzahl des verwendeten Materials in Stufen unterteilt und auf eine Höhe limitiert. Das Profil bleibt zwischen den einzelnen Sprungstellen erhalten. Grundlage für dieses Verfahren ist die Wellennatur des Lichts, wobei die Phase der Strahlung im Abstand der Wellenlänge gleich ist. Diese Strukturen sind mit einer aufwändigen und kostspieligen Fertigung verbunden, so dass diese durch sogenannte quantisierte Oberflächenprofile angenähert werden (siehe Abschnitt 2.2.2).

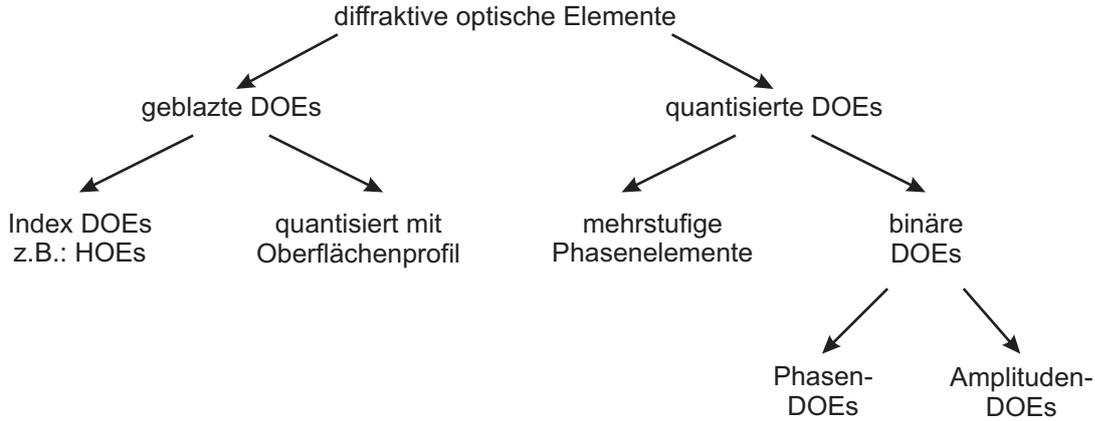


Abb. 2.6: Unterteilung der diffraktiven Elemente in geblazte und quantisierte DOEs (nach (3)).

Die einfachste und kostengünstigste Annäherung sind binär quantisierte DOEs, die entweder als Phasen- oder Amplitudenstruktur ausgeführt werden können. Bei Phasenstrukturen wird ein zweistufiges Oberflächenprofil in das Substrat übertragen. Je nach Anzahl der Phasenstufen und einer somit besseren Anpassung an das analoge, ideale Phasenprofil wird die Integration diffraktiver Bauelemente mit einer steigenden Effizienz möglich. Jedoch erhöht sich der Fertigungsaufwand. Bezüglich der Quantisierung wird eine Behandlung der skalaren Effizienzbetrachtung in Abschnitt 2.2.4 vorgenommen. Im Falle der Amplitudenstruktur wird auf dem Substrat eine neue, die Amplitude beeinflussende Schicht erzeugt. Diese Amplitudenstrukturen haben gegenüber Phasenelementen eine geringe Effizienz, da eine Amplitudenbeeinflussung nur in Zusammenhang mit einer Amplitudenschwächung durchgeführt werden kann.

2.2.2 Profilerzeugung eines geblazten und eines quantisierten dünnen diffraktiven optischen Elements

Die Phasenfunktion $\phi_{\text{DOE}}(x, y)$ eines DOEs wird durch die einfallende $\phi_{\text{in}}(x, y)$ und ausfallende $\phi_{\text{out}}(x, y)$ Phasenfunktion der Strahlung beschrieben. Dabei berechnet sich die ausfallende Phasenfunktion aus der Addition der einfallenden Phasenfunktion und der Phasenfunktion des diffraktiven Elements (6):

$$\phi_{\text{out}}(x, y) = \phi_{\text{in}}(x, y) + \phi_{\text{DOE}}(x, y) \quad (19)$$

Durch Umformung kann $\phi_{\text{DOE}}(x, y)$ berechnet werden

$$\phi_{\text{DOE}}(x, y) = \phi_{\text{out}}(x, y) - \phi_{\text{in}}(x, y) \quad (20)$$

Die in dieser Arbeit verwendeten diffraktiven Elemente werden durch eine polynomische Phasenfunktion beschrieben (2)

$$\phi_{\text{DOE}}(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sum_m \sum_n a_{mn} x^m y^n \quad (21)$$

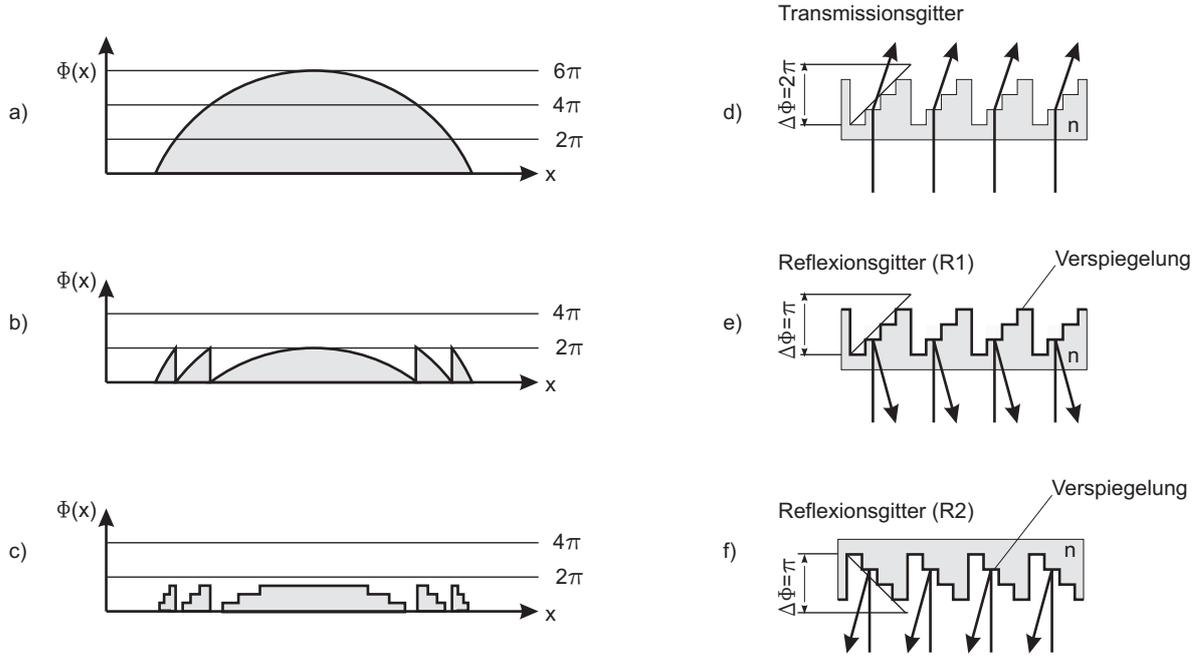


Abb. 2.7: a) Phasenprofil einer refraktiven Linse, b) geblaztes Phasenprofil moduliert auf 2π , c) auf vier Phasenstufen quantisiertes Phasenprofil. Prinzipskizzen für die Veranschaulichung der unterschiedlichen Ätztiefen für unterschiedliche Beleuchtungssituationen d) ein transmittierendes DOE e) ein reflektierendes DOE (Reflexion im Substrat) und f) ein reflektierendes DOE (Reflexion in Luft) (3).

und die Koeffizienten a_{mn} mit dem Optikdesignprogramm ZEMAXTM berechnet.

Zur Erzeugung des dünnen diffraktiven Elements wird die Phasenfunktion auf ein Vielfaches der Wellenlänge ($m_{\text{mod}} \times 2\pi$) quantisiert. Dieser Schritt ist aufgrund der Periodizität der einfallenden Strahlung $U(z)$ möglich:

$$U(z) = a(z)e^{i\phi(z)} = a(z)e^{i\phi(z)+2\pi} \quad (22)$$

Dies wird als Modulation auf $m_{\text{mod}} \times 2\pi$ bezeichnet. Für die Herstellung eines in der $m = 1$. Beugungsordnung ideal geblazten dünnen diffraktiven Elements ist der maximale Phasensprung $\Delta\phi = 2\pi$ und in der weiteren Diskussion der Wert $m = 1$. Das Phasenprofil des quantisierten Elements wird mathematisch beschrieben mit

$$\phi_Q(x, y) = [\phi_{\text{DOE}}(x, y) + \phi_0] \bmod 2\pi \quad (23)$$

Die Dicke h_{max} , die eine Phasenverzögerung von 2π erzeugt, ist nicht nur abhängig von der Designwellenlänge λ_0 , sondern auch von den Brechzahlen des Substratmaterials n_m und des umgebenden Mediums n_u . Weiter geht in die Unterscheidung die Anwendung als Transmissions- oder als Reflexionselement mit ein. Drei Struktur厚ken müssen unterschieden werden: Die Dicke eines Transmissionselements $h_{\text{max}}^{\text{trans}}$ bzw. die Dicke eines Reflexionselements im Substrat $h_{\text{max}}^{\text{refl1}}$ oder in Luft $h_{\text{max}}^{\text{refl2}}$ (3). Die Abbildungen 2.7d-f zeigen die entsprechenden Geometrien für die Transmissions- und Reflexionselemente. Um in diesen Anordnung eine Phasenverzögerung von

$\Delta\phi$ zu erhalten berechnen sich die Strukturiefen zu

$$h_{\max}^{\text{trans}} = \frac{\Delta\phi}{2\pi} \frac{\lambda_0}{n_m - n_u} \quad (24)$$

$$h_{\max}^{\text{refl1}} = \frac{1}{2} \frac{\Delta\phi}{2\pi} \frac{\lambda_0}{n_m} \quad (25)$$

$$h_{\max}^{\text{refl2}} = \frac{1}{2} \frac{\Delta\phi}{2\pi} \lambda_0 \quad (26)$$

Wird aus fertigungstechnischen Gründen die diffraktive Struktur nicht als geblazte Struktur hergestellt (vgl. Kap. 2.2.3), sondern als binäres oder mehrstufiges Element, berechnen sich die Strukturiefen h für eine logarithmische Maskensequenz als Funktion des Ätzschnittes N_{Aetz} für die drei Anwendungsfälle zu (3):

$$h_{N_{\text{Aetz}}}^{\text{trans}} = \frac{1}{2^{N_{\text{Aetz}}}} \frac{\lambda_0}{(n_m - n_u)} \quad (27)$$

$$h_{N_{\text{Aetz}}}^{\text{refl1}} = \frac{1}{2^{(N_{\text{Aetz}}+1)}} \frac{\lambda_0}{n_m} \quad (28)$$

$$h_{N_{\text{Aetz}}}^{\text{refl2}} = \frac{1}{2^{(N_{\text{Aetz}}+1)}} \lambda_0 \quad (29)$$

2.2.3 Fertigungstechnologien mikrooptischer Komponenten

Im Bereich der Fertigungstechnologien für refraktive und reflektive Komponenten kann auf eine Anzahl unterschiedlicher Verfahren zurückgegriffen werden. Im Bereich der refraktiven Optik, sind die klassischen Verfahren das Schleifen und Polieren der Oberfläche. Bei der refraktiven Mikrooptik wird z. B. ein sogenannter Reflowprozess (7) oder die Grautonlithographie (6) angewendet. Im Reflowprozess wird ein lithographisch hergestellter Lackzylinder thermisch geschmolzen. Durch die Oberflächenspannung bildet sich ein sphärisches Oberflächenprofil aus. Mittels der dadurch möglichen Vorstrukturierung des Lackzylinders durch Laserlithographie können auch asymmetrische Oberflächenprofile erzeugt werden (8; 9). Die Grautonlithographie ermöglicht die Erzeugung eines sphärischen Profils durch sich analoge ändernde Belichtungsintensitäten im verwendeten Photolack und der sich somit ergebenden unterschiedlichen Löslichkeit des Lacks während des Entwickelns. Im Bereich der Infrarotanwendungen hat sich die spanende Herstellung durch Ultrapräzisionsdiamantdrehen sowohl im klassischen refraktiven als auch im mikrooptischen, z. B. refraktive Mikrolinsenarrays, durchgesetzt (10; 11). Mit steigender Fertigungsqualität entwickelt sich diese Technologie für den visuellen Bereich auch für die Systemintegration. Die spanend hergestellten Oberflächen sind aufgrund des hohen Fertigungsaufwands oftmals Masterstrukturen in Metall. Diese können mit einem Abformprozess in hoher Stückzahl repliziert werden. Aber auch die direkte Strukturierung in Kunststoff entwickelt sich immer weiter (12).

Für die Herstellung von Gradientenindex-Linsen kann auf keine dieser Technologien zurückgegriffen werden, da nicht das Oberflächenprofil sondern der Brechungsindex $n(x, y, z)$ des Materials verändert wird. GRIN-Linsen mit hoher Numerischer Apertur ($NA \geq 0,5$) werden z. B. durch Silberionenaustausch in einem Spezialglas hergestellt, das eine Verfärbung im sichtbaren Spektrum

vermeidet. GRIN-Linsen mit niedriger Numerischer Apertur ($NA \leq 0,2$) werden durch Lithium-Ionenaustausch hergestellt (13–16).

Die Herstellung von DOEs basiert meist auf den planaren Fertigungstechnologien der Halbleiterindustrie. Die Herstellung wird in zwei Fertigungsschritte unterteilt, den Lithographieprozess und den Strukturierungsprozess. Der Lithographieprozess umfasst die Strukturierung der Maskierungsschicht auf Basis serieller, direktschreibender Verfahren (Elektronenstrahl-, Ionenstrahl- und Laserlithographie), durch parallele, abbildende, maskenbasierte Belichtung (Chrommasken-, Grautonlithographie) oder der Strukturierung mittels holographischer Lithographie (holographische Masken- oder Interferenzlithographie). Neben der binären Strukturierung (zwei Phasenstufen) durch direktschreibende Verfahren und Chrommaskenlithographie können auch mehrstufige (direktschreibende Verfahren) und analoge (Grauton- und holographische Lithographie) Oberflächen erzeugt werden.

Aufgrund mehrmaligen Durchlaufens der Lithographie- und Strukturierungsprozesse ist es auch mit Maskentechnologie möglich, mehrstufige Elemente zu fertigen. Aus wirtschaftlichen Gründen hat sich für diese Anwendung die logarithmische Maskenfolge (3; 6) gegenüber der disjunktiven linearen und konjunktiven linearen Maskenfolge durchgesetzt (17). Das logarithmische Verfahren ermöglicht die Herstellung von N Phasenstufen mit $\log_2 N$ Lithographie- und Strukturierungsschritten (siehe Abb. 2.8).

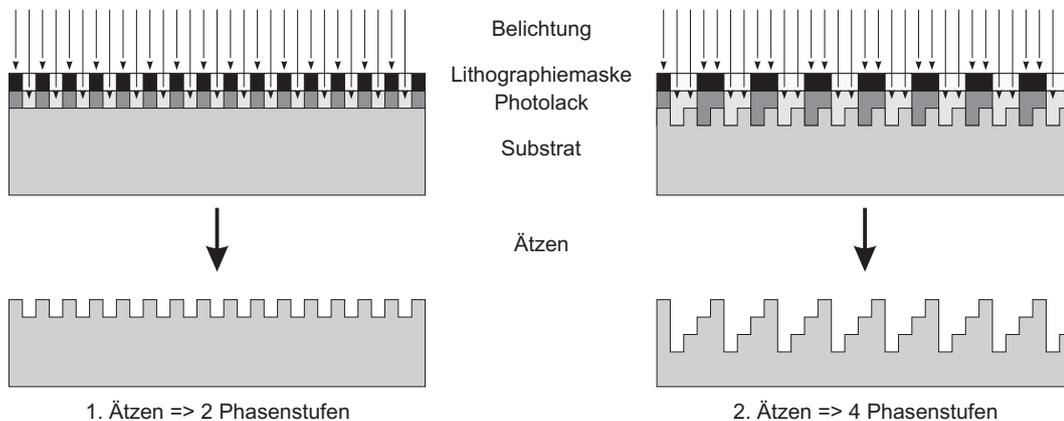


Abb. 2.8: Herstellung eines vierstufigen Phasenelementes durch eine logarithmische Maskenfolge.

Die maskierte Schicht wird im Strukturierungsprozess mit einem physikalischen, chemischen oder kombinierten physikalisch-chemischen Wirkprinzip strukturiert. Hierfür stehen unterschiedliche Technologien zur Verfügung, die entweder Material abscheiden oder abtragen (18). Abscheidende Verfahren eignen sich hervorragend zur Herstellung von Amplitudenstrukturen wogegen Phasenstrukturen meistens durch abtragende Verfahren hergestellt werden. Von besonderem Interesse für optische Anwendungen sind Verfahren, welche die Struktur der Maskierung anisotrop, d. h. mit gerichteter Ätzrichtung senkrecht zur Oberfläche in den Wafer übertragen. Dabei können

entweder Prozesseigenschaften, z. B. reaktives Ionenätzen (RIE), oder die Materialeigenschaften, z. B. die Kristallstruktur eines Siliziumwafers, ausgenutzt werden.

Ultrapräzisionsdreh- und -fräsprozesse (19) sowie UV-Laserablationsprozesse (20) zur Herstellung von DOEs erweitern das Technologieportfolio um Prozesse unabhängig von planaren Fertigungstechnologien der Mikrotechnologie.

2.2.4 Skalare Effizienzbetrachtungen für mikrooptische Komponenten

Die Effizienz mikrooptischer Komponenten kann auf Basis der skalaren Beugungstheorie abgeschätzt werden. In den folgenden Betrachtungen wird von ideal hergestellten Komponenten ausgegangen, die keine fertigungsbedingten Fehler, wie z. B. abweichende Ätztiefe oder ungenaue Justage der einzelnen Ebenen für die verschiedenen Ätzschritte zueinander, aufweisen (21–23). Bei diesen Fehlern kann davon ausgegangen werden, dass die Intensität der Strahlung in der gewünschten Beugungsordnung geringer und in den ungewünschten größer wird. Außerdem werden auch Fresnelverluste bei Medienübergängen vernachlässigt, da sie für alle in dieser Arbeit eingesetzten Elemente annähernd gleich sind.

Die Effizienz eines N -stufigen Elements berechnet sich nach (24) als Funktion der Anzahl an Phasenstufen N zu

$$\eta_N = \left(\frac{\sin(\pi/N)}{(\pi/N)} \right)^2 \quad (30)$$

Die mit Gl. (30) berechneten Effizienzen N -stufiger Elemente sind in Abb. 2.9 dargestellt. Deutlich wird der schnelle Anstieg bei der Steigerung von $N = 2$ zu $N = 4$ Phasenstufen. Der Grund hierfür ist, dass für $N = 2$ das Phasenprofil symmetrisch ist und ein symmetrisches Beugungsbild in den $\geq \pm 1$. Beugungsordnungen liefert. Dagegen ist für Phasenprofile mit $N \geq 3$ das Gitterprofil unsymmetrisch. Dies wirkt sich auch auf das Beugungsbild aus und die Intensität in der Designbeugungsordnung steigt mit größer werdender Anzahl von Phasenstufen N .

Der Übergang von konstant periodischen Strukturen mit der Periode Λ zu einer diffraktiven Linse ist möglich, indem die Linsen in kleine Intervalle in radialer Richtung unterteilt werden und in diesen von einer konstanten Gitterperiode ausgegangen wird. Diese Gitterperiode wird zum Rand des Elements hin kleiner, so dass die Anzahl der Phasenstufen N , mit der eine Linse über den kompletten Bereich gefertigt werden kann, nur von der erforderlichen Gitterperiode am Rand des Elements und der minimalen Strukturgröße s_{\min} der Herstellungstechnologie abhängig ist. Diese Annahme wird auch in den in Kap. 3.2 durchgeführten Effizienzvergleichen der Systemansätze mit dem Wert $s_{\min} = 1 \mu\text{m}$ angewendet. Alle Elemente werden mit der Anzahl an Phasenstufen betrachtet, mit denen sie komplett ausgeführt werden können.

Dieser Annahme steht der Ansatz gegenüber, dass bedingt durch das Phasenprofil, die größeren Gitterperioden in den Zentren der Linsen liegen. Diese können mit einer höheren Anzahl an Phasenstufen N ausgeführt werden als die Perioden am Rand. Auf diese Grundlage stüt-

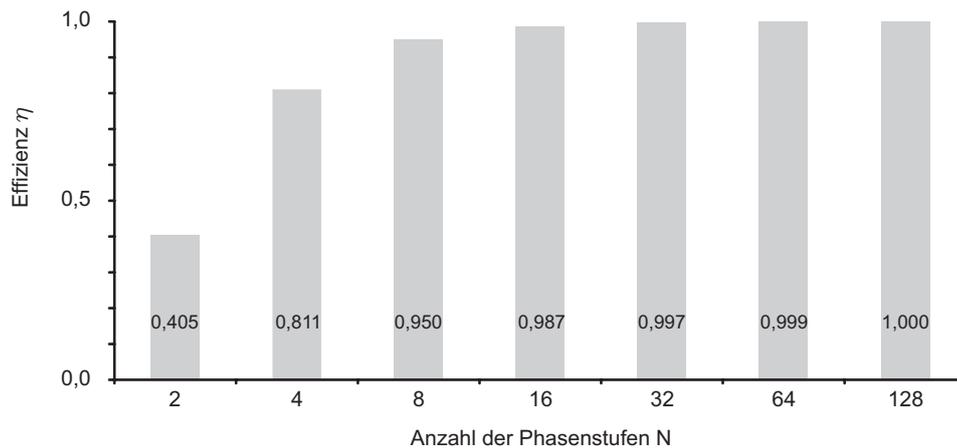


Abb. 2.9: Skalar berechnete Effizienzen in der Designbeugungsordnung für ein N -stufiges diffraktives Phaselement.

zen sich die Arbeiten (25; 26), welche die maximale Effizienz einer Linse unter der Annahme berechnen, dass die Perioden des DOEs immer mit der maximalen Anzahl an möglichen Phasenstufen N ausgeführt werden. Fertigungstechnische Gesichtspunkte werden in diesen Arbeiten nicht berücksichtigt (siehe Kap. 2.2.3).

2.3 Planar integrierte freiraumoptische Systeme

In vielen technischen Bereichen spielt die Miniaturisierung der Systeme eine große Rolle. Dies spiegelt sich meistens in den Namen mit dem Zusatz Mikro-, z. B. Mikroelektronik, wieder. Ausschlaggebend dafür war die Einführung der Fertigungstechnologien zur Herstellung elektronischer Bauelemente (27; 28). Diese Technologien wurden auf andere Disziplinen mit der Einschränkung angewendet, dass die Fertigungsverfahren wie in der Mikroelektronik planar sind. Dies geschah auch im Bereich der Optik mit dem Ziel, die Systeme zu miniaturisieren und zu integrieren. Neben der Miniaturisierung ist vor allem die Kombination mit z. B. elektronischen Bauelementen als Sender- oder Empfängermodule von Interesse.

Im Bereich der Optik müssen zwei unterschiedliche Integrationsmethoden unterschieden werden: Die Wellenleitung und die integrierte Freiraumoptik. Die Anwendung von Wellenleitern nutzt durch eine laterale Brechzahlvariation und Schichtung der Strukturen die Möglichkeiten der planaren Fertigungstechnologie sehr gut aus. Sie sind kein Bestandteil der Arbeit, weshalb auf diese Technologie nicht weiter eingegangen werden soll. Für weiterführende Information wird auf die Literatur (29) verwiesen.

Im Bereich der integrierten Freiraumoptik sollen folgende drei Ansätze hervorgehoben werden. Die am weitesten verbreitete Herangehensweise bei der Miniaturisierung ist die aus der Makrowelt bekannten Prinzipien mit neuen Techniken kleiner zu produzieren. Für die Optik wird dies in (30) als „Mikrobank“ vorgestellt. Mittels planarer Fertigungstechnologien werden die optischen

Elemente auf der Substratoberfläche erzeugt und anschließend senkrecht aufgestellt (vgl. Abb. 2.10a). Die Position der Elemente kann aufgrund der submikrometergenauen Fertigung der Halter schon während des Maskenlayouts sehr genau festgelegt werden. Die größten Einschränkungen der Mikrobank ergeben sich aus der Stabilität der Elemente und der Sensitivität gegenüber Umwelteinflüssen.

Unter dem Titel „Stacked planar optics: an application of the planar microlens“ (31) wurde 1982 der erste Ansatz präsentiert, ein optisches System planar zu integrieren. Das optische System setzt sich, wie in Abb. 2.10b dargestellt, aus mehreren gestapelten Glaswafern zusammen. Die Grenzflächen der einzelnen Wafer können genutzt werden, um an diesen Stellen optische Funktionselemente in das Glas zu strukturieren. Anschließend müssen die einzelnen Wafer zueinander justiert werden. Die Nachteile des Prinzips sind der hohe Fertigungsaufwand der einzelnen Grenzschichten und die nach der Fertigung nötige Justage des Systems. Demgegenüber bietet dieses Prinzip im hohen Integrationsgrad des Systems einen Vorteil.

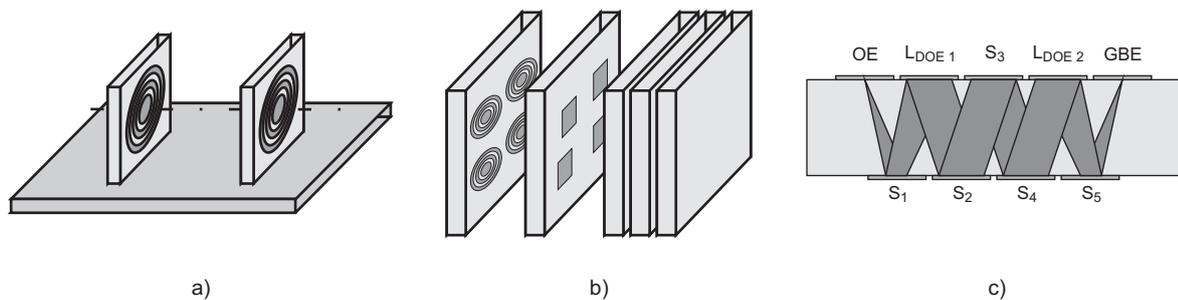


Abb. 2.10: Prinzipien der optischen Systemintegration a) Mikrobank b) gestapelte planare Optik und c) planar integriertes freiraumoptisches System.

Der dritte Ansatz, der in dieser Arbeit ausführlicher diskutiert und weiterentwickelt wird, ist die Integration „planar integrierten freiraumoptischen Systeme“. Diese wurden das erste Mal 1989 von J. Jahns vorgeschlagen (32). Abbildung 2.10c stellt ein solches System graphisch dar. Die PIFSO-Systeme kombinieren die Vorteile der klassischen Freiraumoptik und der planaren Fertigungstechnologie. Das Konzept ist, das optische System in einem dicken, optisch transparenten Wafer zu integrieren. Für die diffraktiv demonstrierten Systeme kam meistens das mittels RIE gut strukturierbare Quarzglas zur Verwendung. Durch die Weiterentwicklung der Ultrapräzisionsbearbeitung können z. B. auch Kunststoffe (12; 33) oder Metalle (34; 35) eingesetzt werden. Die passiven optischen Bauelemente, diffraktiv (36–39) oder konventionell (12; 33–35; 40; 41), sind auf der Substratoberfläche aufgebracht. Diese werden effizient verspiegelt (42), so dass das Licht im System auf einer Zick-Zack-Bahn verläuft. Durch den schrägen Lichteinfall auf die optischen Bauelemente tritt vor allem Astigmatismus in den Systemen auf. Dieser kann durch ein Linsendesign korrigiert werden, bei dem die Brennweite in zwei Achsen der Randbedingung angepasst sind. Aufgrund der kleinen Aperturwinkel können die Bildfehler Koma und sphärische Aberration vernachlässigt werden. Verzeichnung tritt aufgrund der Anwendung von Spiegeln im

System nur an den Koppelstellen auf (43). Zur Einkopplung werden Elemente in Transmission verwendet, die das Licht unter dem Ausbreitungswinkel in das System ablenken.

Der diffraktive Ansatz verbindet somit die Vorteile der oben genannten optischen Systemintegrationen. Es kann mit den bekannten planaren Fertigungstechnologien hergestellt und durch die Anordnung aller Komponenten auf einer Substratoberfläche können alle optischen Elemente gleichzeitig gefertigt werden. Die parallele Fertigung der Strukturen, die sich auf einer Lithographiemaske befinden, ermöglicht eine zweidimensionale Justage mit einer Genauigkeit im Submikrometerbereich. Die Justage findet somit schon während der Maskengestaltung am Rechner statt. Nach der Fertigung müssen die Systeme nicht weiter justiert werden und können sofort nach der hybriden Integration z. B. der optoelektronischen Bauelemente eingesetzt werden. Diese kompakte Bauweise und die Eigenschaft, dass sich das Licht im Substrat ausbreitet, ermöglichen es, Systeme zu bauen, die von äußeren mechanischen und thermischen Einflüssen sehr gering beeinflusst werden und auch gegen Verunreinigungen sehr widerstandsfähig sind. Die planen Oberflächen der Systeme ermöglichen eine einfache Anknüpfung an z. B. optoelektronische Bauteile, die mit planaren Fertigungstechnologien erzeugt werden, oder mechanischen Faserstecker (43). Durch die Verwendung der Flip-Chip Bondtechnologie ist es möglich, diese zusätzlichen Bauteile wiederum mit submikrometer Präzision auf dem planar-optischen System zu justieren, da die ursprünglichen Justagemarken für die Herstellung der passiven optischen Elemente genutzt werden können. Im Vergleich zu den oben erwähnten gestapelten Systemen ist die Fertigung eines Systems sehr viel kostengünstiger. Für die kostengünstige Massenproduktion kann auf Fertigungstechnologien zurückgegriffen werden, die den Stückpreis eines einzelnen Systems in den Cent-Bereich drücken. Hierzu sind z. B. unterschiedliche Replikationstechniken bekannt, welche die Abformung der oberflächenstrukturierten optischen Komponenten erlauben. Den Vorteilen steht vor allem der Nachteil gegenüber, dass durch die Reduzierung der Ebenen, in denen ein optisches Element eingefügt werden kann (Substratoberfläche) im Bereich des Optikdesigns Freiheitsgrade verloren gehen.

In einer Vielzahl von Veröffentlichungen wurde gezeigt, dass diese PIFSO-Systeme sehr gute optische Eigenschaften aufweisen. Deren Funktionsfähigkeit für optische Interconnects, Relaysysteme und Sicherheitstechnik wurde demonstriert (43–46). In aktuellen Veröffentlichungen wurde das Prinzip der „Stacked planar optics“ wieder aufgegriffen und mit dem Ansatz der PIFSO-Systeme kombiniert. So wurden Systeme entworfen, die mehr als ein optisch integriertes System enthalten und die Vorteile beider Ansätze zur Anbindung an die Wellenleiteroptik und optischen Fasern (47) ermöglicht.

Die vollständig diffraktive Implementierung der optischen Bauelemente bildet eine gute Basis der Systeme. DOEs bieten die nötigen Designfreiheitsgrade und können sowohl als fokussierende, strahlablekende und strahlteilende Komponenten auf einer Technologiebasis hergestellt werden können. Der großen Anzahl an Freiheitsgraden und der guten optischen Qualität der strukturierten Bauelemente steht diesen die geringe Effizienz gegenüber. Im folgenden Abschnitt soll

dies näher erläutert werden, wobei als Fertigungstechnologie die Maskenlithographie mit einer minimalen Strukturgröße von $s_{\min} = 1 \mu\text{m}$ angenommen wird. Dies ist ein Wert, der von guten Maskalignern problemlos erreicht werden kann. Andere Technologien ermöglichen kleinere Strukturgrößen, z. B. die Elektronenstrahlithographie, stehen aber nicht überall zur Verfügung und sind im Vergleich zur Maskenlithographie aufwändiger.

3 Hybride planar integrierte freiraumoptische Systeme

Die Einführung in die Theorie der PIFSO-Systeme (siehe. Abschnitt 2.3) zeigte die Vorteile des diffraktiven Systemansatzes vor allem in Bezug auf Integration und optische Abbildungsqualität auf. Leider weisen sie in der diffraktiven Ausführung ein hohes Defizit in der begrenzten Systemeffizienz auf. Dies ist bedingt durch die minimale Strukturgröße der Maskenlithographie. Dieser Nachteil kann durch den Aufbau als hybrides System, d. h. die Integration konventioneller und diffraktiver Bauelementen, minimiert werden.

Im folgenden Kapitel werden grundlegende Überlegungen zur Steigerung der Systemeffizienz durch die Integration von konventionellen „off-the-shelf“ Elementen wie rückverspiegelte Linsen und Prismen untersucht. Dies geschieht sowohl in Bezug auf die theoretischen Grundlagen (Abschnitt 3.1) als auch auf die Ergebnisse der Simulation mittels Raytracing (Abschnitt 3.2). Die in Abb. 3.1a-d dargestellten Systeme werden in diesem Kapitel analysiert:

- rein diffraktives System (Abb. 3.1a)
- prismengekoppeltes System mit rückverspiegelten diffraktiven, astigmatisch korrigierten Linsen (Abb. 3.1b)
- kombiniertes prismen-gittergekoppeltes System mit rückverspiegelten diffraktiven, astigmatisch korrigierten Linsen (Abb. 3.1c)
- prismengekoppeltes System mit rückverspiegelten sphärischen Linsen sowie diffraktiven Freiformkorrektur-elementen (3.1d)

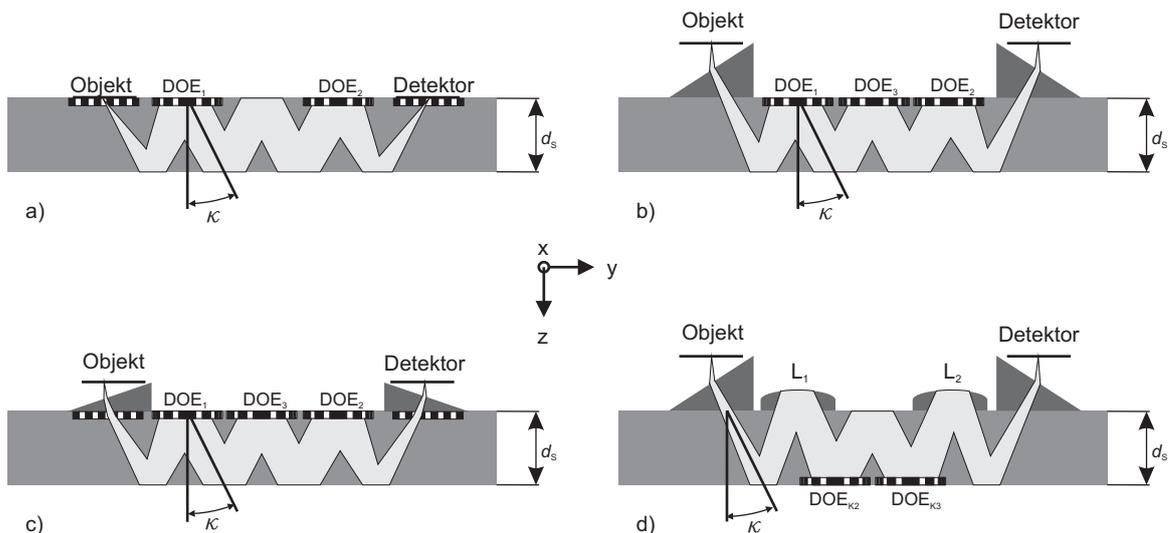


Abb. 3.1: Prinzipdarstellungen der Systeme: a) rein diffraktives System, b) prismengekoppeltes System mit rückverspiegelten diffraktiven, astigmatisch korrigierten Linsen, c) kombiniertes prismen-gittergekoppeltes System mit rückverspiegelten diffraktiven, astigmatisch korrigierten Linsen und d) prismengekoppeltes System mit rückverspiegelten sphärischen Linsen sowie diffraktiven Freiformkorrektur-elementen.

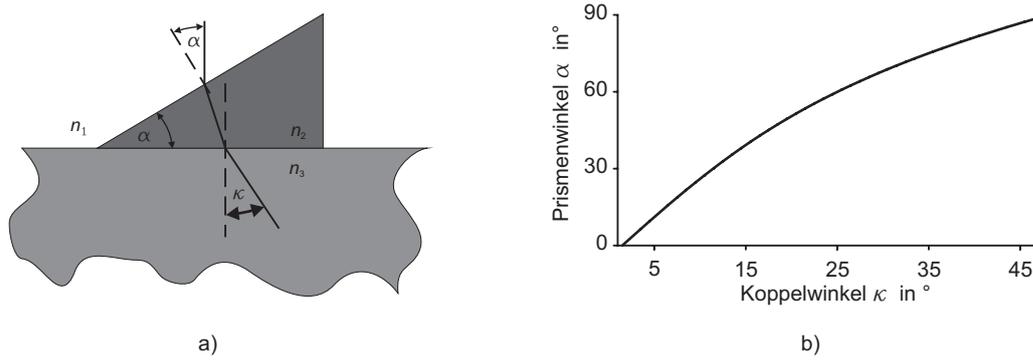


Abb. 3.2: a) Deklaration der Winkel, b) Berechnung des Prismenwinkel α für den Fall $n_1 = 1$ und $n_2 = n_3 = n$.

Das Kapitel wird abgerundet durch eine Toleranzanalyse (Abschnitt 3.3) und zwei Demonstratorsysteme (Abschnitt 3.4). Durch die Demonstratoren wird sowohl die Kopplung mittels Prismen als auch die Korrektur der Abbildungsfehler mit diffraktiven Freiformkorrekturflächen gezeigt.

3.1 Einfluss der Prismenkopplung und der Verwendung sphärischer Elemente auf die optischen Eigenschaften eines PIFSO-Systems

3.1.1 Einfluss der Prismenkopplung

Zuerst soll der Prismenwinkel α in Abhängigkeit des Koppelwinkels κ bestimmt werden (vgl. Abb. 3.2). Der Ausdruck für den Prismenwinkel α berechnet sich im allgemeinen Fall für unterschiedliche Brechungsindizes der Materialien des Umgebungsmediums n_1 , des Prismenmaterials n_2 und des Substratmaterials n_3 aus Gleichung (31). Dieser Gleichung liegt die Voraussetzung zu Grunde, dass die Lichtquelle senkrecht zur Substratoberfläche abstrahlt.

$$\tan(\alpha) = \frac{\frac{n_3}{n_2} \sin(\kappa)}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_3}{n_2} \sin(\kappa)\right)^2 - \frac{n_1}{n_2}}} \quad (31)$$

Für die Annahme, dass das Umgebungsmedium des Systems Luft ($n_1 = 1$) und das Prisma aus dem gleichen Material wie das Substrat gefertigt wird ($n_2 = n_3 = n$), vereinfacht sich der Ausdruck zu:

$$\tan(\alpha) = \frac{\sin(\kappa)}{\sqrt{1 - \sin^2(\kappa) - \frac{1}{n}}} \quad (32)$$

Ausgangsbasis für die Untersuchungen des Einflusses der Prismenkopplung auf das System ist ein klassischer planar integrierter 4f-Aufbau, wie er schon für die Einführung in die Thematik in Abb. 2.10c vorgestellt wurde. Entfaltet stellt sich das System wie in Abb. 3.3a dar. Es handelt sich um ein afokales System, d. h. die Brennpunkte F'_1 und F_2 fallen zusammen. Die Objektebene (OE) steht in der Brennebene F_1 des Systems (Objektweite a_1 entspricht Brennweite f_1) und wird in die Brennebene F'_2 (Bildweite a'_2 entspricht Brennweite f'_2) abgebildet. Hier befindet sich somit die Gauß'sche Bildebene (GBE). Der Abbildungsmaßstab β' für das System ist aufgrund

der Afokalität eine Funktion der Brennweiten f'_1 und f'_2 :

$$\beta' = -\frac{f'_2}{f'_1} = \frac{\text{NA}}{\text{NA}'} \quad (33)$$

mit NA und NA' als objekt- und bildseitige Numerische Apertur des Systems. Für ein planar integriertes 4f-System ergibt sich aufgrund der Geometrie $|f_1| = |f'_1| = |f_2| = |f'_2| = f$ ein fester Abbildungsmaßstab $\beta' = -1$. Abbildung 3.3b zeigt die Verschiebung der GBE, wenn die Objektebene um F_1 verschoben wird. Ist $|a_1| > |f_1|$ so ergibt sich eine Bildlage von $|a'_2| < |f'_2|$ und umgekehrt.

Der Einfluss der Prismenkopplung auf das Abbildungsverhalten eines Systems kann wie folgt erklärt werden. Für die ersten Betrachtungen wird die Annahme getroffen, dass die Objektpunkte $(x, y) = (x, 0)$ in der Brennebene F_1 eines idealen 4f-Systems stehen. Abbildung 3.3c zeigt die Situation in der die Objektebene über dem Koppelprisma liegen. Alle Strahlen, die von Objektpunkten mit der Koordinate $(x, y) = (x, 0)$ ausgehen, sind blau eingezeichnet. Die Objektpunkte befinden sich genau im Fokus der Linse L_1 des Systems. Objektpunkte mit einer y-Koordinate $y > 0$ sind grün eingezeichnet und mit $y < 0$ rot. Der Abstand zwischen Objektebene und Prismenfläche berechnet sich in Abhängigkeit des Prismenwinkels α und der y-Koordinate des Objektpunktes:

$$z_{y>0} = z_{y=0} - \Delta z = z_{y=0} - y \tan(\alpha) \quad (34)$$

und

$$z_{y<0} = z_{y=0} + \Delta z = z_{y=0} + y \tan(\alpha) \quad (35)$$

Durch die Integration der Prismen zur Ein- und Auskopplung wird die Geometrie des Systems verändert. Die sich daraus ergebenden Einflüsse können anhand der Abb. 3.3c und d erklärt werden. Die Strahlung, ausgehend von den Objektpunkten, wird nach einem unterschiedlich langen optischen Weg in z-Richtung durch den Luft-Glas-Übergang in das System hineingebrochen. Die Länge des optischen Weges ist abhängig von der y-Koordinate des Objektpunktes. Als Referenz dient die Entfernung z für die y-Koordinate $y = 0$. Der Wert für Δz ergibt sich als Funktion des Prismenwinkels α zu $\Delta z_{max} = y_{max} \cdot \tan \alpha$. Entfaltet entspricht die Koppelstelle der Darstellung in Abb. 3.3d. Zum einfacheren Verständnis wurden die Feldpunkte auf die optische Achse reduziert. Die Medienübergänge für die Koordinaten $y = 0$, $y = -y_{max}$ und $y = y_{max}$ sind als farbige Trennlinien in den Abständen z_0 , $z_0 - \Delta z$ und $z_0 + \Delta z$ eingezeichnet. Für alle Objektpunkte breiten sich die Strahlen unter der gleichen Numerischen Apertur im System aus. Durch die unterschiedliche Entfernung z zum Medienübergang und nach Reduzierung dessen aus dem Ersatzsystem zeigt sich, dass nur noch der Objektpunkt für $y = 0$ im Fokus \widetilde{F}'_1 steht. Alle anderen Objektpunkt sind um den Wert $\Delta z' = f(y)$ um den Brennpunkt \widetilde{F}'_1 verschoben.

$$\begin{aligned} \Delta z' &= \widetilde{z}_y - \widetilde{z}_{y=0} \\ &= \frac{\tan u_1 \cdot \Delta z}{u_2} \end{aligned} \quad (36)$$

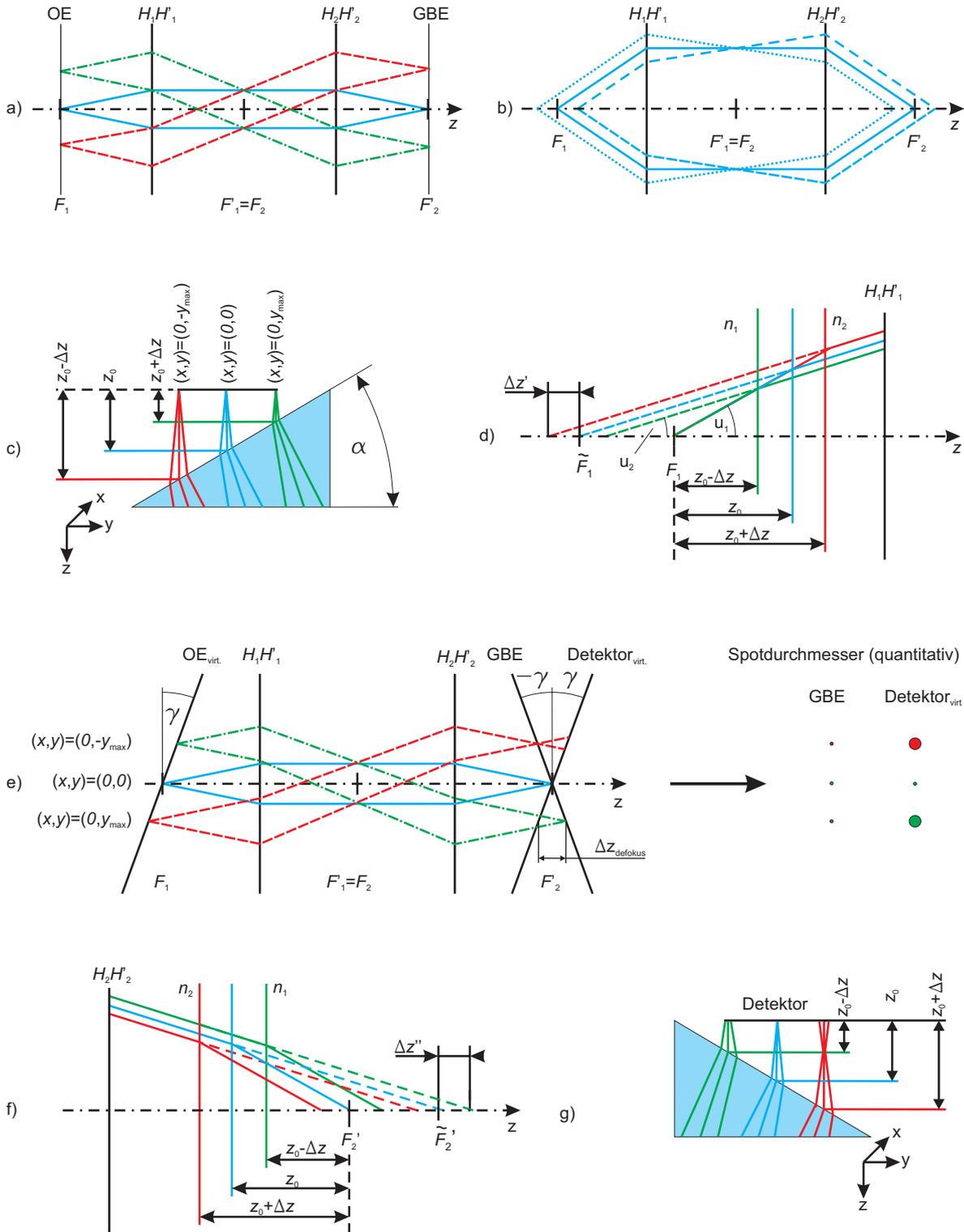


Abb. 3.3: Darstellungen zur Erklärung des Einfluss der Prismenkopplung auf die Abbildung mit einem 4f-System.

mit $u_1 = \sin^{-1}(\text{NA})$ und $u_2 = \sin^{-1}(\text{NA}/n)$. Über eine Tangensbeziehung kann die Verkippung γ der Objektebene gegenüber der Linse L_1 mit

$$\gamma = \arctan \frac{\Delta z'_{y_{max}}}{y_{max}} \quad (37)$$

berechnet werden. Werden die obigen Betrachtungen zur Verkippung der OE auf die Auskoppel-seite angewendet, zeigt sich, dass die virtuelle Detektorebene ebenfalls um den Winkel γ verkippt ist. Dies führt zu einem entfalteten Ersatzsystem wie es in Abb. 3.3e dargestellt ist. Die virtuellen Objekt- und Detektorebenen sind jeweils um den Winkel γ gegenüber den Linsen L_1 und L_2 verdreht. Unter Verwendung der oben diskutierten Abbildungseigenschaften eines 4f-Systems mit einer Verschiebung der Objektebene um die Brennebene F_1 (vgl. Abb. 3.3b) herum, zeigt sich, dass die GBE nicht mit der Detektorebene zusammenfällt. Die Gaußsche Bildebene ist in diesem Fall um den Winkel $-\gamma$ zur optischen Achse verdreht. Dies bewirkt, dass alle Objektpunkte, außer dem Achspunkt $(x, y) = (x, 0)$, mit einer positiven bzw. negativen Defokussierung auf dem Detektor abgebildet werden. Über die Verkippung γ und die y -Koordinate des Objektpunkts y berechnet sich der Defokus $\Delta z_{\text{Defokus}}$ zu:

$$\Delta z_{\text{Defokus}} = 2y \tan \gamma \cdot \quad (38)$$

Abbildung 3.3f und g zeigen detailliert die Verhältnisse bei der Auskopplung auf. Objektpunkte mit der Eigenschaft $(x, y) = (x, y > 0)$ (grüne Linie) werden nach einem längeren Weg im Substrat aus dem System herausgebrochen und um $\Delta z'$ nach \widetilde{F}'_2 fokussiert. Mit Prisma ist dies in Abb. 3.3g dargestellt.

Das afokale System mit den Brennweiten $f'_1 = f'_2 = f'$ bedingt, dass trotz der Verkippung der Objektebene und des Detektors keine Verzeichnung auftritt und eine Abbildung mit dem Maßstab $\beta' = -1$ vorliegt.

Die Systemintegration mit Prismenkopplung ist aufgrund der Bauhöhe der Prismen nicht in einer idealen 4f-Geometrie möglich. Dem planaren Gedanken nach werden diese auf die Oberfläche eines Substrats der Dicke d_S aufgesetzt. In diesem Fall ist die Objektweite a_1 größer als die Brennweite f_1 (vgl. Abb. 3.3b) und der Brennpunkt F_1 befindet sich genau am Übergang zwischen Prisma und Substrat. Somit ändert sich die Lage der Gaußschen Bildebene

$$a_1 > f_1 \Rightarrow a'_2 < f'_2$$

und

$$a_1 < f_1 \Rightarrow a'_2 > f'_2$$

wie in Abb. 3.3b dargestellt ist. Zunächst wird der Fall ohne Verkippung der Objektebene betrachtet. Soll für ein solches System die Symmetrie wieder hergestellt werden ($a_1 = a'_2$), kann dies mit einer weiteren Linse L_3 erfolgen, welche in die gemeinsame Brennebene von F'_1 und F_2

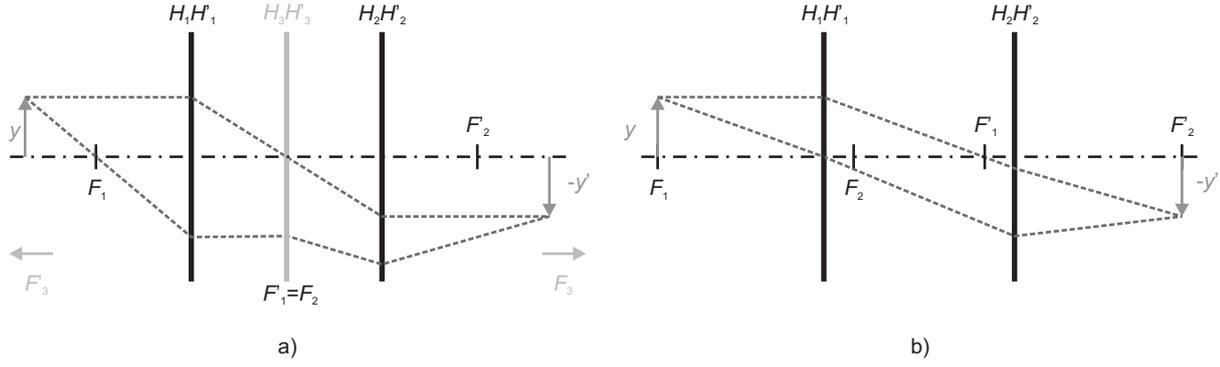


Abb. 3.4: Wiederherstellung der symmetrischen Systemgeometrie durch a) Integration einer Feldlinse L_3 in der gemeinsamen Brennebene von F_1' und F_2 mit erhaltener Afokalität des Systems und b) durch Änderung der Brennweiten der Linsen L_1 und L_2

in das System eingebracht wird (siehe Abb. 3.4a). Nach (48) kann die Brennweite f_3' der Linse nach

$$f_3' = \frac{f^2}{2f - a_1 - a_2'} \quad (39)$$

und aufgrund der gewünschten Symmetrie mit $a_1 = a_2' = a$ nach

$$f_3' = \frac{f^2}{2f - 2a} \quad (40)$$

berechnet werden. Ist $f > a$ muss eine positive Linse ($f_3' > 0$) in das System integriert werden, für den Fall $f < a$ eine negative Linse ($f_3' < 0$). Durch die Integration bleibt der afokale Charakter des Systems bestehen und durch die Korrektur mit Linse L_3 bleibt sowohl die Symmetrie als auch der Abbildungsmaßstab nach Gleichung (33) bestehen. Eine weitere Möglichkeit ist, für den Fall eines symmetrischen Systems mit einem Abbildungsmaßstab $\beta' = -1$ die Afokalität aufzugeben und die Linsen L_1 und L_2 entsprechend der Objektlagen anzupassen ($-a_1 = -f_1$ und $a_2' = f_2'$). Dies hat zur Folge, dass aufgrund der festen Geometrie im Substrat die Brennpunkte F_1' und F_2 nicht mehr zusammenfallen und für eine schräge Objektebene der Abbildungsmaßstab nicht mehr konstant ist.

Aus den obigen Betrachtungen stellt sich die Frage, ob ein Ausweg die Änderung des Abbildungsmaßstabes zu $\beta' = 1$ sein könnte. Somit sollte sich die GBE mit der Detektorebene decken. Für den Fall, dass ein Objekt mit der Objektweite $a = 2f$ vorliegt wird dieses mit $\beta' = -1$ abgebildet. Der Abbildungsmaßstab $\beta' = 1$ kann somit durch eine 8f-Anordnung realisiert werden. Wird in einer solchen Anordnung die virtuelle Objektebene einbezogen, so zeigt sich, dass für das Feld der Abbildungsmaßstab nicht konstant ist. Dies wird deutlich anhand der paraxialen Beziehung (Formel (41)), für die allgemein in Abhängigkeit von f und a der Abbildungsmaßstab berechnet werden kann:

$$\beta' = -\frac{f}{a - f} \quad (41)$$

In diesem Fall ist β' für eine variierende Objektweite a nicht mehr konstant und es zeigt sich, dass durch die Abbildung mit der zweiten Linse L_2 der Effekt noch verstärkt wird. Die Detektorebene fällt annähernd mit der Gaußschen Bildebene zusammen, allerdings liegt ein stark verzeichnetes und leicht gewölbtes Bild vor. Abbildung 3.5 verdeutlicht diesen Zusammenhang.

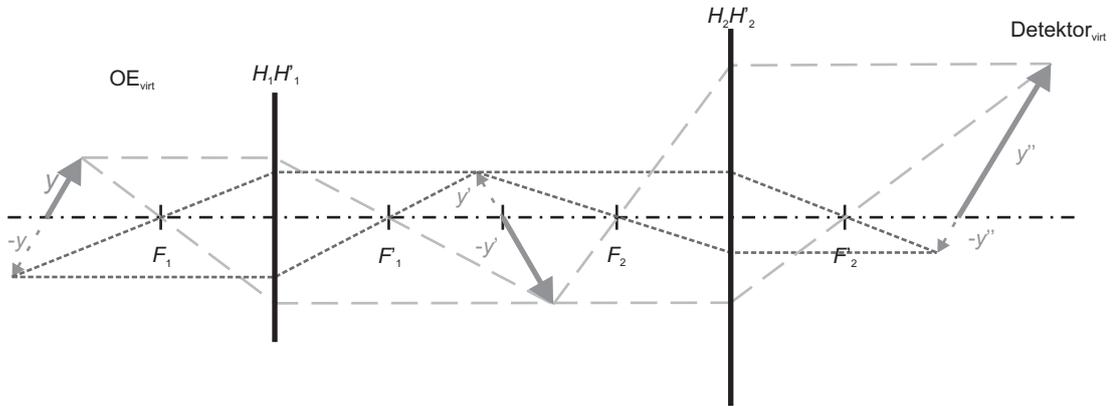


Abb. 3.5: Abbildung einer verkippten Objekts (virtuelle Objektebene in den obigen Betrachtungen) mit einem 8f-System.

Aus diesen Zusammenhängen lässt sich weiter ableiten, dass ein prismengekoppeltes 4f-System mit astigmatisch korrigierten, diffraktiven Linsen nur eine in x-Richtung ausgedehnte Linie für eine vor der Optimierung ausgewählte y-Koordinate ideal auf die GBE abbilden kann. Mit Integration einer Feldlinse L_3 für das komplette Objektfeld bleibt der Abbildungsmaßstab β' erhalten. Im Falle der Abbildung mit nur zwei Linsen L_1 und L_2 kommt es bei einer Änderung des Abstands a_1 zur Verzeichnung. Eine Korrektur für das ganze Feld durch Integration der Linse L_3 in das System ist nicht möglich, da zum einem für $y > 0$ eine positive und für $y < 0$ eine negative Linse erforderlich wäre.

Weiter zeigt sich, dass das optische Design mit Prismenkopplung mit einem möglichst geringen Prismenwinkel ausgeführt werden sollte um die Defokussierung des Feldes zu minimieren. In (49) wird die Möglichkeit der Kombination eines Prismas mit einem Koppelgitter vorgeschlagen. Im Abschnitt 3.2.2 wird dies anhand von Raytracingergebnissen diskutiert. Die besten Ergebnisse aus Sicht der optischen Abbildung können erzielt werden, wenn nicht ein Prisma, sondern eine Mikroprismenarray verwendet wird (41). Dies führt eine geringe Schnittweitenänderung und somit eine geringe Defokussierung in das optische System ein (40). In diesem Fall kann durch Abschattung an den Flanken der Prismen kein ganzes Feld mehr abgebildet werden..

3.1.2 Einfluss der sphärischen „off-the-shelf“-Elemente

Für die Auslegung von Linsen in PIFSO-Systeme gibt es eine Reihe von Veröffentlichungen die das Thema der Astigmatismuskorrektur ausführlich behandeln u.a. (32; 43; 50; 51). Für ein integriertes 4f-System müssen die beiden Linsen L_1 und L_2 aufgrund des schrägen Lichteinfalls

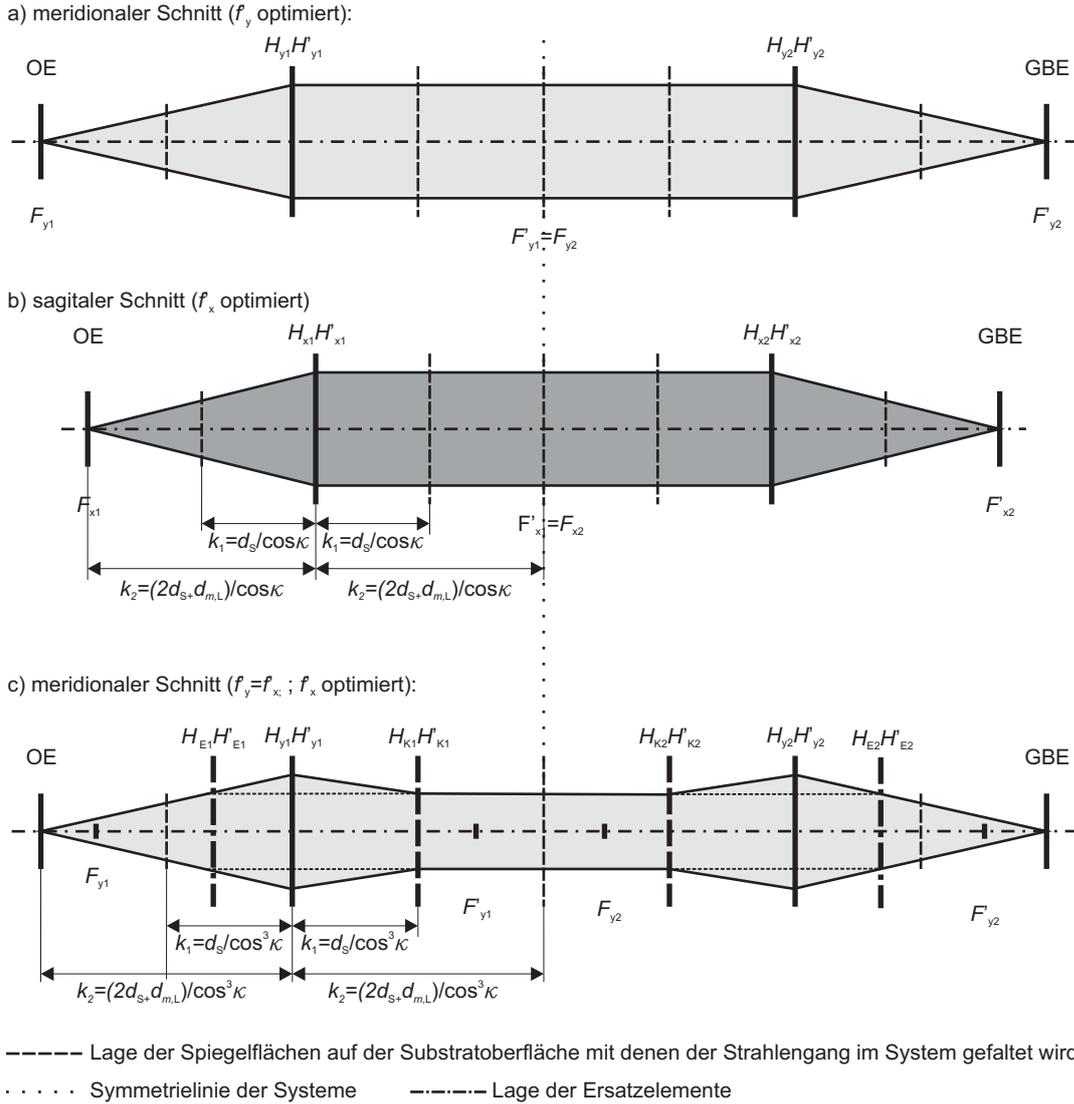


Abb. 3.6: Darstellung eines entfalteten 4f-Systems mit unterschiedlichen Brennweiten in meridionalen und sagitalen Schnitt.

auf die Linsen astigmatisch korrigiert werden. Abbildung 3.6a und b zeigen diesen Zusammenhang. Der meridionaler Schnitt bezieht sich auf die Brennweiten f_{y1} und f_{y2} und der sagitale Schnitt auf die Brennweiten f_{x1} und f_{x2} . Die Darstellung ist symmetrisch um die zusammenfallenden Brennpunkte F'_{y1} und F_{y2} aufgebaut. Es ergeben sich folgende Zusammenhänge, wobei die Substratdicke d_s und Mittendicke der refraktiven Linse $d_{m,L}$ beachtet werden müssen:

$$f_y = \frac{(2d_s + d_{m,L})}{\cos^3 \alpha} \quad \text{und} \quad f_x = \frac{(2d_s + d_{m,L})}{\cos \alpha} \quad (42)$$

Im Falle der Integration sphärischer Linsen ($f'_x = f'_y$) ändert sich das System entsprechend Abb. 3.6c unter der Annahme, dass die Brennweite f'_x nach Formel (42) als optimiert angenommen wird. In diesem Fall muss mit zusätzlichen optischen Elementen in den Ebenen der Spiegelfläche korrigiert werden. Die Ebene, die symmetrisch im System liegt, d. h. die Ebene in der F'_{x1} und

F_{x2} liegen, wäre nach obiger Diskussion ausreichend um das System mit einer Feldlinse zu korrigieren, Steht diese Ebene aus fertigungstechnischen Gründen nicht zur Verfügung, muss auf die verspiegelten Flächen auf der Systemunterseite ausgewichen werden. In diesen beiden Ebenen werde die Korrekturlemente L_{K1} und L_{K2} angeordnet und die Brennweite bestimmt, so dass die Objektebene in die Bildebene abgebildet wird. In diesem Fall ist die Afokalität wiederum nicht mehr gegeben, da das Ersatzsystem aus L_{E1} und L_{E2} besteht. Das Elemente L_{E1} entspricht der Linse L_1 und L_{E2} der Linse L_2 in Abb. 3.4b.

3.2 Simulationsergebnisse mit dem Programm ZEMAX™

Nach der Behandlung der theoretischen paraxialen Zusammenhänge im vorhergehenden Abschnitt sollen in diesem Abschnitt die Ergebnisse der Strahlendurchrechnung für die unterschiedlichen Systemgeometrien vorgestellt und besprochen werden. Dies ist in Tab. 3.1 zusammengefasst. Die ZEMAX™ Systemgeometrien sind im Anhang der Arbeit zu finden.

Die Systementwürfe sind alle für die Fertigung mittels planare Fertigungstechnologien ausgelegt, d. h. alle Systemoberflächen, auch die Objekt- und Detektorebene sind parallel zu den Oberflächen des Glassubstrates ausgerichtet. Der Abstand der beiden Ebenen zur Substratoberfläche ist im Design so klein wie möglich gehalten und für beide Ebenen zur Wahrung der Symmetrie gleich groß. Der Ursprung des Koordinatensystems $(x, y) = (0, 0)$ befindet sich immer in der Mitte der Objektebene. Um die Systemqualität zu beurteilen, werden die Spotbilder der Objektpunkte eines $2 \times 2 \text{ mm}^2$ großen Objektfeldes beurteilt. Die Objektpunkte sind lokalisiert an den Stellen

$$(x, y) = \begin{pmatrix} 1, 1 & 1, 0 & 1, -1 \\ 0, 1 & 0, 0 & 0, -1 \\ -1, 1 & -1, 0 & -1, -1 \end{pmatrix} \quad (43)$$

Um die Abbildungsqualität besser beurteilen zu können, sind alle Systeme für die gleiche Substratdicke $d_{\text{Substrat}} = 12 \text{ mm}$, die gleiche objektseitige Numerische Apertur $NA = 0,05$, den gleichen Abbildungsmaßstab $\beta' = -1$, die gleiche Designwellenlänge $\lambda_0 = 632,8 \text{ nm}$ und die gleiche Objektfeldgröße ($2 \times 2 \text{ mm}^2$) ausgeführt. Der Koppelwinkel ist mit $\kappa = 11,77^\circ$ ausgelegt. Im Fall der Integration verspiegelter refraktiver Linsen in das System wird dieser auf $\kappa = 20,03^\circ$ erhöht. Dies ergibt sich aus einem Prismenwinkel von 45° . Somit kann etwas mehr Bauraum für die Integration der verspiegelten Linsen geschaffen werden.

Für den Vergleich der Systemeffizienzen werden die skalaren Werte aus Abschnitt 2.2.4 angewendet. Aufgrund der Tatsache, dass für die in den Systemdesigns auftretenden Einfallswinkel die Fresnelverluste nahezu gleich sind, werden diese in den Effizienzabschätzungen vernachlässigt.

3.2.1 Gittergekoppeltes System

Dieses rein diffraktiv implementierte System, bestehend aus zwei diffraktiven Linsen und zwei Koppelgittern, entspricht einem reinen 4f-System. Die Summe der Abstände zwischen Bildebene und erster Linse (DOE_1) und zweiter Linse (DOE_2) und Objektebene ist gleich dem Abstand

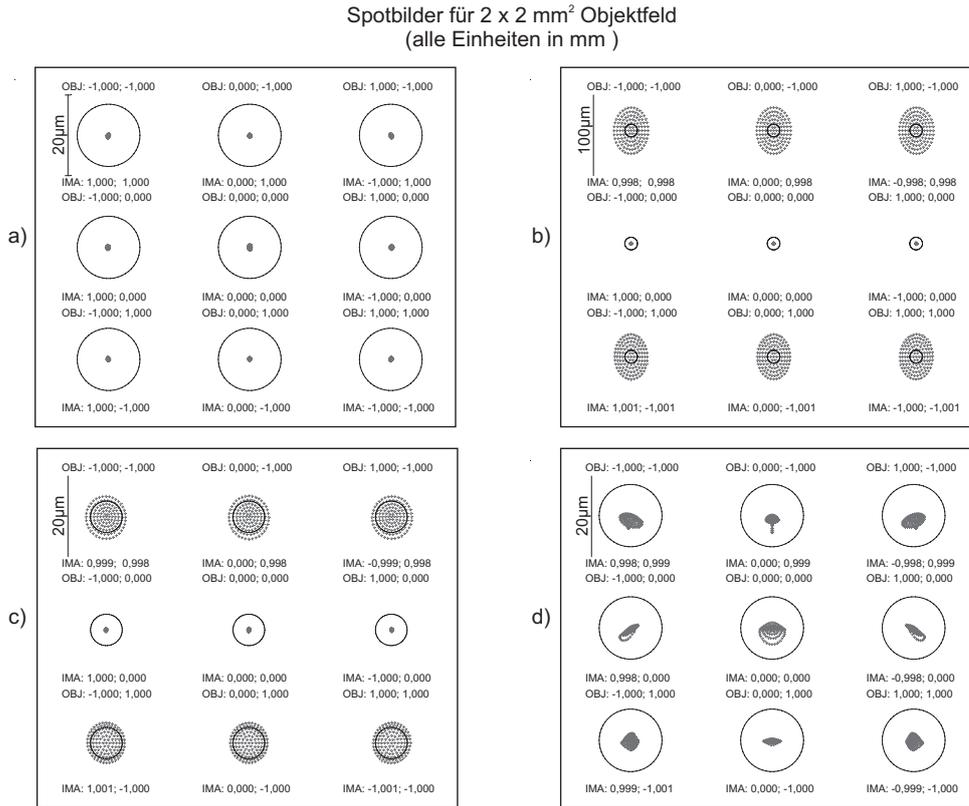


Abb. 3.7: Spotbilder mit eingezeichneten Airydurchmesser (schwarzer Kreis um die Spotbilder) neun ausgewählte Objektpunkte für ein a) gittergekoppeltes 4f-System, b) prismengekoppeltes System, c) kombinierte gitter-/ prismengekoppeltes System und d) hybrides gittergekoppeltes System mit verspiegelten refraktiven Linsen und diffraktiven Elementen zur Korrektur.

e der beiden Linsen zueinander. Somit treten im optischen Design keine Symmetrieverletzungen auf. Entsprechend gut sind die optischen Eigenschaften des Systems für ein ausgedehntes Objektfeld. Für die oben aufgeführten Systemparameter beträgt die benötigte Gitterperiode $\Lambda = 2,13 \mu\text{m}$. Das Gitter kann in diesem Fall nur als binäre Struktur ausgeführt werden, da die minimale Strukturgröße in dieser Arbeit mit $s_{\min} = 1 \mu\text{m}$ angesetzt wird. Abbildung 3.7a zeigt die neun Spotdiagramme für das komplette Bildfeld. Der RMS-Radius der Spotbilder ist im Durchschnitt $r_{\text{RMS}} \leq 1,5 \mu\text{m}$ beginnend bei $r_{\text{RMS}} = 1,2 \mu\text{m}$ im Ursprung des Koordinatensystems bis hoch zu $r_{\text{RMS}} = 1,9 \mu\text{m}$ in den Ecken des Bildfeldes. Diese Berechnungen sind Raytracingergebnisse und vernachlässigen sowohl Beugungseffekte als auch Abbildungsfehler durch Substrattoleranzen (siehe Kap. 3.3). Der Airyradius beträgt nach ZEMAXTM für dieses System ca. $r_A = 7,5 \mu\text{m}$. Die Spotbilder zeigen, dass durch die Verwendung diffraktiver Linsen mit unterschiedlichen Brennweiten in x- und y-Richtung der Astigmatismus sehr gut korrigiert werden kann. Der Abbildungsmaßstab des Systems ist $\beta' = -1$.

Der guten optischen Abbildungsleistung des Systems steht die geringe Effizienz des rein diffraktiv implementierten Systems gegenüber. In diesem System können die Linsen als maximal vierstufige Elemente ($\eta_{\text{DOE}} = 0,81$) und die Koppelgitter nur binär ($\eta_{\text{G}} = 0,41$) implementiert werden. Für

die Reflexionsbeschichtung wird $\eta_{\text{R}} = 0,98$ angesetzt (42). Es errechnet sich eine theoretische Gesamteffizienz von

$$\begin{aligned}\eta &= \eta_{\text{G}}^2 \cdot \eta_{\text{DOE}_{1,2}}^2 \cdot \eta_{\text{R}}^7 \\ &= 0,405^2 \cdot 0,811^2 \cdot 0,98^7 \\ &= 0,094\end{aligned}$$

3.2.2 Prismengekoppeltes System

Um die Gesamteffizienz des Systems zu steigern, werden die Koppelgitter durch refraktive Prismen ausgetauscht. Nach obigen Berechnungen werden die Durchmesser der Spotbilder mit $y \neq 0$ größer. Die Spotbilder für die neun ausgewählten Objektpunkte sind in 3.7b dargestellt. Die Abweichung von der idealen 4f-Geometrie kann durch eine dritte diffraktive Linse (DOE_3) in der Systemmitte (48) korrigiert werden.

Um den Koppelwinkel $\kappa = 11,77^\circ$ durch Verwendung des refraktiven Prismas zu erhalten, muss der Prismenwinkel α in Abhängigkeit von der Designwellenlänge und dem Prismenmaterial angepasst werden. Für das folgende Experiment wurden Prismen aus BK7 verwendet. Daraus ergibt sich ein Prismenwinkel $\alpha = 32,83^\circ$ für die Ein- und Auskopplung. Die Verwendung von BK7 für die Prismen ändert grundsätzlich nichts an den obigen theoretischen Betrachtungen. Es muss nur ein weiterer Materialübergang mit Brechung berücksichtigt werden, der für die Abschätzungen aber fast vernachlässigbar ist, da der Unterschied der Brechzahlen für BK7 ($n_{\text{BK7}} = 1,51$) und Quarzglas ($n_{\text{SiO}_2} = 1,47$) sehr gering ist. Sollen die Systeme abgeformt werden ist beim Design für Substrat und Prismen auf ein einheitliches Material zu achten. Das Raytracing bestätigt die obigen paraxialen Vorbetrachtungen. Objektpunkte mit einer positiven y-Koordinate und einem somit längeren Weg im Prisma werden erst hinter der Bildebene fokussiert und umgekehrt. Der Astigmatismus ist in diesen Systemen wiederum gut korrigiert. Für die gut korrigierten Objektpunkte (vgl. Abb. 3.7b) mit der y-Koordinate $y = 0$ beträgt der RMS-Radius der Spots unter Vernachlässigung der Beugung $r_{\text{RMS}} = 0,5 \mu\text{m}$ und für die maximal betrachtete y-Feldkoordinate $y = 1$ bzw. $y = -1$ der RMS-Radius $r_{\text{RMS}} = 19 \mu\text{m}$. Der Airyradius ist für dieses Systemdesign $r_{\text{A}} = 7,7 \mu\text{m}$. Der Abbildungsmaßstab des Systems ist $\beta' = -1$. Den größeren RMS-Radien für ein zweidimensionales Feld steht, im Vergleich zu einem gittergekoppelten System, die Steigerung der Gesamteffizienz des Systems um den Faktor sechs gegenüber. Anstelle der binären Gitter ($\eta_{\text{G}} = 0,41$) treten die Prismen ($\eta_{\text{P}} = 1$). Die zusätzlich in das System eingebrachte diffraktive Linse ist sehr schwach und kann mit acht Phasenstufen ($\eta = 0,95$) gefertigt werden:

$$\begin{aligned}\eta &= \eta_{\text{P}}^2 \cdot \eta_{\text{DOE}_{1,2}}^2 \cdot \eta_{\text{DOE}_3} \cdot \eta_{\text{R}}^7 \\ &= 1^2 \cdot 0,811^2 \cdot 0,95 \cdot 0,98^7 \\ &= 0,542\end{aligned}$$

3.2.3 Kombination eines prismengekoppelten Systems mit einem Koppelgitter

Die Spotdurchmesser in Abb. 3.7b für ein prismengekoppeltes System sind für Objektpunkte mit der y-Koordinate $y \neq 0$ nicht befriedigend. Um eine bessere Abbildungsqualität zu errei-

chen, muss die Änderung der Schnittweite für Feldpunkte minimiert werden. Dies kann entweder durch die Verwendung mehrerer Prismen, d. h. eines Prismenarrays, oder die Minimierung des Prismenwinkels erfolgen. Das Ziel der Untersuchungen sind kostengünstige und effiziente Systeme. Deshalb soll der Prismenwinkel minimiert werden. Die Verringerung dessen ist durch die Kombination eines Koppelprismas mit einem effizienten mehrstufigen Gitter möglich. Unter der Annahme eines Gitters der Periode $\Lambda = 4 \mu\text{m}$ kann dieses als vierstufiges Element ausgeführt werden und der benötigte Prismenwinkel beträgt nur noch $\alpha = 15,52^\circ$ bei einem Koppelwinkel von $\kappa = 11,77^\circ$. Wie schon beim rein prismengekoppelten System, erfolgt die Abbildung mit insgesamt drei diffraktiven Linsen DOE_1 , DOE_2 und DOE_3 . Die Korrektur des Astigmatismus ist auch in diesem System sehr gut gelungen. Der RMS-Radius der Spots von Objektpunkten mit den maximalen y-Koordinaten $y = \pm 1$ beträgt ca. $r_{\text{RMS}} = 7,5 \mu\text{m}$ und konnte damit auf ca. 2/5 des Wertes eines prismengekoppelten Systeme reduziert werden. Das Spotdiagramm in Abb. 3.7c zeigt, dass die Spotbilder für Feldpunkte mit der Koordinate $y \neq 0$ fast innerhalb des eingezeichneten Airyradius $r_A = 7,7 \mu\text{m}$ liegen. Der Abbildungsmaßstab wird nahezu ideal mit $\beta' = -1$ erreicht. Der verbesserten Abbildungsqualität steht eine geringere Gesamteffizienz im Vergleich zu einem prismengekoppelten System gegenüber:

$$\begin{aligned} \eta &= \eta_P^2 \cdot \eta_G^2 \cdot \eta_{\text{DOE}_{1,2}}^2 \cdot \eta_{\text{DOE}_3} \cdot \eta_R^7 \\ &= 1^2 \cdot 0,811^2 \cdot 0,811^2 \cdot 0,95 \cdot 0,98^7 \\ &= 0,357 \end{aligned}$$

3.2.4 Systemdesign mit rückverspiegelten sphärischen Linsen und diffraktiven Korrektur-elementen

Für die Integration der rückverspiegelten sphärischen „off-the-shelf“-Linsen mit einem Durchmesser $d_L = 12 \text{ mm}$ muss auf der Substratoberfläche (vgl. Abb. 3.1d) Bauraum geschaffen werden. Dies kann durch die Vergrößerung des Koppelwinkels κ erreicht werden. Dem „off-the-shelf“-Ansatz folgend wurden deshalb handelsübliche Prismen mit einem Prismenwinkel $\alpha = 45^\circ$ ausgewählt. Für das Prismenmaterial BK7 ergibt sich ein Koppelwinkel $\kappa = 20,03^\circ$. Für das optische Design einer beugungsbegrenzten Abbildung mit $\beta' \approx -1$ zeigte sich während des Optimierungsprozesses, dass es ausreichend ist, sowohl die Radien der Linsen L_1 und L_2 als auch die diffraktiven Korrektur-elemente DOE_{K2} und DOE_{K3} freizugeben. Die paraxialen Grundbetrachtungen in Abschnitt 3.1 zeigten, dass parabolische Korrektur-elemente mit unterschiedlichen Brennweiten in x- und y-Richtung nicht ausreichend sind. Eine schrittweise Erweiterung des Phasenprofils mit Freigabe der Terme, die der dritten Ordnung entsprechen ($\phi = a_3x^2 + a_5y^2 + a_6x^3 + a_7x^2y + a_8xy^2 + a_9y^3$, vgl. Definition in ZEMAX™ Abschnitt 2.2.2) ergibt ein beugungsbegrenztes Spotbild für das komplette Objektfeld. Dabei wird nahezu $\beta' = -1$ beibehalten. Die RMS-Radien als Ergebnis des Raytracings ohne Berücksichtigung der Beugungseffekte liegen im Bereich $r_{\text{RMS}} = 0,4 \dots 1,8 \mu\text{m}$ und der Airyradius ist $r_A = 7,7 \mu\text{m}$. Die Spotbilder sind in Abb. 3.7d zum Vergleich mit den anderen Systemen dargestellt. Somit steigt die Gesamteffizienz des Systems erheblich und bietet gleichzeitig eine gute Abbildungsqualität im Vergleich zu einem rein diffraktiven System. Allerdings wurde das symmetrische System aufgrund der

unterschiedlichen Korrekturerelementen aufgegeben.

$$\begin{aligned}
 \eta &= \eta_{\text{P}}^2 \cdot \eta_{\text{L}_1, \text{L}_2}^2 \cdot \eta_{\text{DOE}_{\text{K}_2, \text{K}_3}}^2 \cdot \eta_{\text{R}}^7 \\
 &= 1^2 \cdot 1^2 \cdot 0,95^2 \cdot 0,98^7 \\
 &= 0,783
 \end{aligned} \tag{44}$$

3.2.5 Systemdesign – Zusammenfassung

Die Tabelle 3.1 fasst obigen Ergebnisse nochmals zusammen. Alle vorgestellten Systemvarianten bilden das Objektfeld entweder ideal mit dem Abbildungsmaßstab $\beta' = -1$ oder mit einer vernachlässigbaren Abweichung davon $\beta' \approx -1$ ab. Weiter werden die Objektfelder eines rein diffraktiven System und des prismengekoppelten Systems mit rückverspiegelten und diffraktiven Linsen beugungsbegrenzt abgebildet. Die Variante einer kombinierten Gitter-Prismenkopplung erfüllt dies annähernd. Ein prismengekoppeltes System erfüllt diese Bedingung für die Abbildung einer Linie.

Der Vergleich der Systemeffizienzen zeigt, dass in diesem Fall Systeme mit konventionellen Komponenten ihre Vorteile haben. Von einem rein diffraktiv implementierten System zu einem prismengekoppelten System mit rückverspiegelten Linsen beträgt die Steigerung der Effizienz mehr als das achtfache. Allerdings ist in diesem Fall eine Korrektur der Abbildung mit diffraktiven Korrekturerelementen erforderlich.

Auf Basis der hier erzielten Ergebnisse sind je nach Einsatzgebiet hybride Systeme eine attraktive Alternative zur rein diffraktiven Implementierung. Im folgenden Abschnitt wird das Toleranzverhalten dieser Systeme untersucht, um eine genaueres Bild der Leistungsfähigkeit des hybriden Ansatzes zu erhalten.

Tab. 3.1: Vergleich der vorgestellten Systeme.

System	Effizienz	beugungsbegrenzte Abbildung	β'	Phasenfunktion der DOEs $\phi = a_3x^2 + a_5y^2$
Gitterkopplung	0,094	Feld	-1	ja
Prismenkopplung	0,542	Linie	-1	ja
Gitter-/Prismenkopplung	0,357	\approx Feld	≈ -1	ja
Prismenkopplung mit verspiegelten ref. Linsen	0,783	Feld	≈ -1	nein

3.3 Betrachtung der Justier- und Fertigungsfehler

Aufgrund von Toleranzen sind die betrachteten PIFSO-Systeme bezüglich der Abbildungsleistung nicht so gut, wie berechnet. Das perfekte System gibt es grundsätzlich nicht, dennoch kann diesem sehr Nahe gekommen werden. Dies ist aber mit einem hohen Maß an Justier- bzw. Fertigungsgenauigkeit verbunden. Grundsätzlich gilt, dass mit steigender Anforderung an die Genauigkeit des Systems auch die Herstellungskosten steigen. In der Herstellung von Mikrosystemen gilt deshalb der Grundsatz der kostenoptimierten Fertigung: So genau wie nötig. Somit ist es für die Fertigung unabdingbar, akzeptable Toleranzbereiche für jede einzelne Lage- und Formabweichung zu kennen, so dass das Gesamtsystem nach der Herstellung in einem vorgeschriebenen Toleranzbereich seine Funktion erfüllt.

In Kapitel 3.2 wurden drei verschiedene Systeme vorgestellt, die durch die Verwendung konventioneller Bauelemente eine höhere Gesamteffizienz aufweisen. In diesem Abschnitt sollen zwei dieser Systeme zu einem bisher als „Stand der Technik“ angesehenen rein diffraktiven System bezüglich der Toleranzen untersucht werden. Somit kann ein weiteres wichtiges Urteil über den Ansatz der Integration refraktiver Bauelemente in PIFSO-Systeme gefällt werden: Ist es möglich, diese Systeme mit vertretbarem Aufwand herzustellen.

So weit wie möglich werden die Systeme immer direkt miteinander verglichen. Dies ist für alle drei Systeme aber nur für eine Toleranz der Substratdicke $\Delta d_{\text{Substrat}}$, Auftritt eines Substratkeilwinkelfehlers $\Delta \alpha_{\text{Substrat}}$ und Abweichung von der Designwellenlänge $\Delta \lambda$ möglich. Die Bauteiltoleranzen und Justierfehler konventioneller Linsen und Prismen treten nur für hybride System auf. Ein allgemeiner Vergleich ist mit Hilfe der sogenannten Monte-Carlo-Simulationen möglich. In diesem Fall werden alle Toleranzen gleichzeitig mittels eines Zufallsprinzips variiert. Fertigungsfehler der diffraktiven Elemente werden für alle Systeme vernachlässigt. In diesem Fall wird angenommen, dass bei der Fertigung die Periode der Elemente ideal wird und Fehler in Bezug auf Ätztiefe und Füllfaktor lediglich Einfluss auf die Effizienz haben.

3.3.1 Toleranzen für die Systembetrachtungen

Die in den folgenden Abschnitten behandelten Toleranzen der untersuchten Systeme werden einzeln in ihrer geometrischen Form diskutiert. Die Zusammenfassung der Ergebnisse der AS-AP™ Raytracingsimulationen und eine Diskussion der Werte erfolgt in Abschnitt 3.3.5. Folgende Systembezeichnungen werden für die drei untersuchten Systeme verwendet:

- **System 1:** rein diffraktives PIFSO-System (vgl. Abb. 3.1a)
- **System 2:** prismengekoppeltes PIFSO-System (vgl. Abb. 3.1b)
- **System 3:** prismengekoppeltes PIFSO-System mit rückverspiegelten Linsen und diffraktiven Korrektur-elementen (vgl. Abb. 3.1d)

3.3.2 Toleranzen der Systeme 1 bis 3

Die verwendeten Glassubstrate sind mit zwei geometrischen Toleranzen behaftet, die für die Betrachtung mit herangezogen werden: Die Dickentoleranz $\Delta d_{\text{Substrat}}$ (Abb. 3.8a) und der Substratkeilwinkelfehler $\Delta\alpha_{\text{Substrat}}$ (Abb. 3.8b).

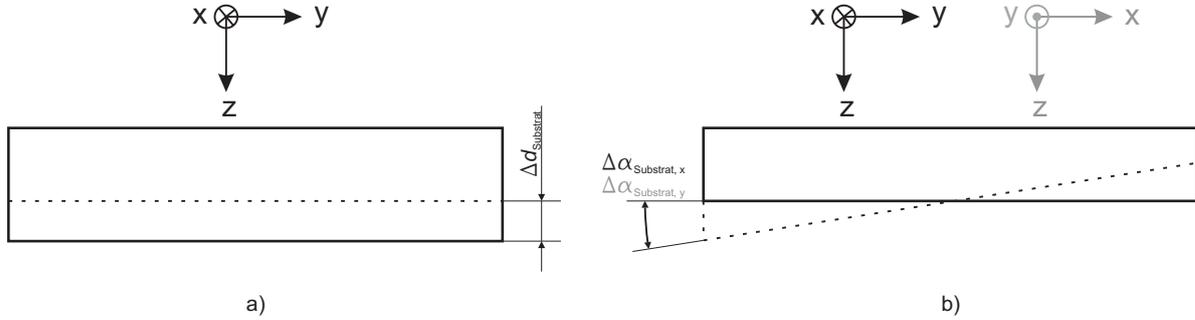


Abb. 3.8: Substrattoleranzen: a) Dickentoleranz $\Delta d_{\text{Substrat}}$ und b) Substratkeilwinkelfehler $\Delta\alpha_{\text{Substrat}}$.

Die Dickentoleranz der Substrate $\Delta d_{\text{Substrat}}$ wird von dem Hersteller (52) mit $\Delta d_{\text{Substrat}} = \pm 0,1$ mm angegeben. Aufgrund der Fertigungsbedingungen in der RIE-Anlage am ZMN können Wafer bis zu einer maximalen Dicke von 2 mm prozessiert werden. Daraus folgt, dass alle Systeme aus einem Stapel von Glaswafern aufgebaut sind: Zwei strukturierte Wafer mit 1 mm Dicke auf der Ober- und Unterseite des Systems und zwei Wafer mit 5 mm Dicke dazwischen. Daraus folgt eine maximale Dickentoleranz des Systems von

$$\Delta d_{\text{S}} = 4 \cdot \Delta d_{\text{Substrat}} = 4 \cdot (\pm 0,1) = \pm 0,4 \text{ mm} \quad (45)$$

Im Vergleich zu einem freiraumoptischen System entspricht dies einer Stauchung oder Dehnung des Systems. Dies bedeutet, dass die Elemente nicht mehr exakt im Abstand der Brennweiten stehen, sondern die Abstände verändern sich mit einem konstanten Faktor. Das daraus folgende Problem der Schnittweitenänderung ist theoretisch in Kap. 3.1.1 anhand der Prismenkopplung behandelt. Durch die Ausbreitung des Lichts im Substrat auf einer Zickzackbahn zwischen den beiden Oberflächen –insgesamt sind es sieben Reflexionen– wirkt sich der Fehler additiv aus. Der Aufbau des Systems aus vier Wafern hat eine große maximale Abweichung von der Nenndicke zur Folge. Nach Angaben des Herstellers liegt eine Gleichverteilung der Wahrscheinlichkeitsverteilung $\sigma(\Delta d_{\text{Substrat}})$ des Dickenfehlers im Toleranzbereich eines jeden Wafers vor, unabhängig von dessen Nenndicke d_{Substrat} .

Sind die beiden Oberflächen eines Glaswafers nicht parallel zueinander, wird dies als Substratkeilwinkelfehler $\Delta\alpha_{\text{Substrat}}$ bezeichnet. Dieser beträgt nach Herstellerangaben maximal $\Delta\alpha_{\text{Substrat}} = \pm 0,05^\circ$. Die Addition ergibt einen Gesamtkeilwinkelfehler des Systems von

$$\Delta\alpha_{\text{S}} = 4 \cdot \Delta\alpha_{\text{Substrat}} = 4 \cdot (\pm 0,05^\circ) = \pm 0,2^\circ \quad (46)$$

Dieser Fehler besitzt, aufgrund des mehrmaligen Durchlaufes des Substrates eine additive Wirkung und verstärkt sich somit durch die mehrmaligen Reflexionen. Für die Systeme wird dieser

Fehler für zwei Extrema untersucht: Zum einen eine Verkippung um die x-Achse $\Delta\alpha_{S,x}$, zum anderen um die y-Achse $\Delta\alpha_{S,y}$ der Systeme.

Die dritte gemeinsam betrachtete Variable, für die die drei betrachteten Systeme toleranzbehaftet sind, ist eine Änderung der Wellenlänge λ . Die Systeme sind alle für die Wellenlänge $\lambda_{\text{Design}} = 632,8 \text{ nm}$ berechnet worden. Um diesen Wert herum wurde ein Bereich definiert, der untersucht wird. Der Bereich um λ_{Design} erstreckt sich von $\lambda_{\text{min}} = 530 \text{ nm}$ bis $\lambda_{\text{max}} = 730 \text{ nm}$ und wird in $\Delta\lambda = 10 \text{ nm}$ Schritten unterteilt. Gründe für eine Änderung der Wellenlänge in der späteren Anwendung kann der Wunsch sein, mit mehreren Wellenlängen im System zu arbeiten. Wellenlängendriffs durch Erwärmung oder Fertigungstoleranzen der Quelle können kleinere Abweichungen von der Designwellenlänge zur Folge haben. Die unterschiedlichen Einflüsse einer Wellenlängenänderung $\Delta\lambda$ sind in Abb. 3.9 aufgeführt.

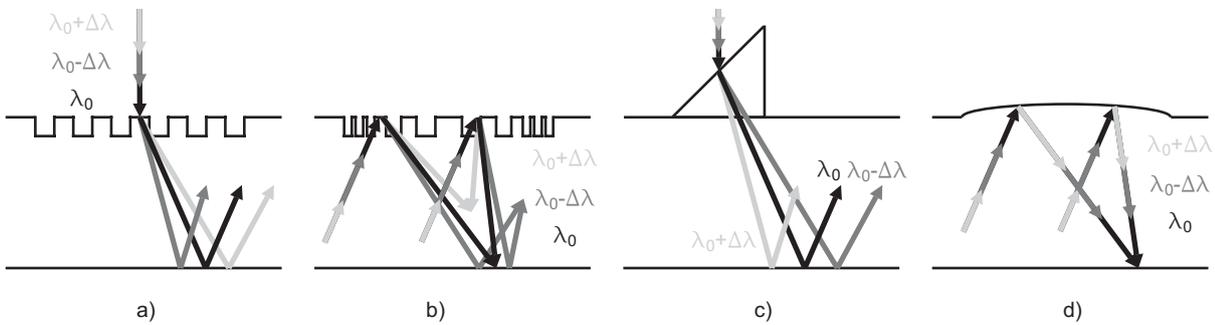


Abb. 3.9: Einfluss der Wellenlängenänderung bei der Verwendung von a) diffraktiven Gittern b) diffraktiven Linsen c) refraktiven Prismen und d) Spiegeln.

Wird mittels eines diffraktiven Gitters Licht in das System eingekoppelt, ist der Koppelwinkel κ (vgl. Abb. 3.1) unter anderem eine Funktion der Wellenlänge und wird über die Gittergleichung beschrieben:

$$n_2 \sin \kappa = n_1 \sin u_1 + m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (47)$$

Daraus folgt, dass abweichend von der Designwellenlänge $\lambda = \lambda_{\text{Design}} + \Delta\lambda$ der Koppelwinkel κ für langwelligeres Licht größer wird und umgekehrt (Abb. 3.9a). Somit trifft die Strahlung für $\lambda = \lambda_{\text{Design}} + \Delta\lambda$ unter einem flacheren Winkel und nicht mehr zentral auf dem nachfolgenden optischen Element auf. In Abb. 3.9b ist der Einfluss bei einer verspiegelten diffraktiven Linse, wie sie in diesen Systemen vorkommt, eingezeichnet. Wie im Fall der Koppelgitter ändert sich der Beugungswinkel im gleichen Verhältnis. Somit ist die Brennweite der diffraktiven Linse f_{diff} für langwelligeres Licht kürzer als für die Designwellenlänge und umgekehrt. Dies hat bei festen geometrischen Anordnungen zur Folge, dass es wiederum zu Schnittweitenänderungen und somit zu einem Defokus in der Bildebene kommt.

Wird mittels eines Prismas in das System eingekoppelt (Abb. 3.9c), so kann aus dem Snelliusschen Brechungsgesetz die Änderung des Koppelwinkels bestimmt werden:

$$n_1 \sin u_1 = n_2 \sin \kappa \quad (48)$$

Die Brechzahl eines Materials ist abhängig von der Wellenlänge (Dispersion). Mit langwelliger werdender Strahlung fällt die Brechzahl ab und somit ergibt sich aus Gl. (48), dass für eine kleiner werdende Brechzahl des Substratmaterials n_2 der Koppelwinkel größer wird.

Die Spiegelung an planen oder gekrümmten Spiegelflächen hat keinen Einfluss auf die Abbildung in Bezug auf Änderungen der Wellenlänge (Abb. 3.9d). Das Reflexionsgesetz

$$\epsilon_1 = \epsilon_2 \quad (49)$$

beschreibt, dass unabhängig von der Wellenlänge der Einfallswinkel ϵ_1 gleich dem Reflexionswinkel ϵ_2 zur Oberflächennormalen ist.

3.3.3 Toleranzen der Systeme 2 und 3

Diese beiden Systeme haben neben den obigen Toleranzen noch jene gemeinsam, die durch die Prismen eingebracht werden. Sowohl die geometrischen Abweichungen als auch die Toleranzen bezüglich der Justierung auf der Oberfläche sind zu berücksichtigen.

Der Keilwinkelfehler des Prismas $\Delta\alpha_P$ (vgl. Abb. 3.10a) kann aus den Datenblatt entnommen werden. Der maximale Fehler beträgt $\Delta\alpha_{P,\max} = \pm 0,05^\circ$. Wie auch die Wellenlängenabweichung kann diese Toleranz mittels des Brechungsgesetzes (48) untersucht werden. Durch den Fehler ($\Delta\alpha_P$) ändert sich der Einkoppelwinkel κ und somit die Ausbreitung im Substrat.

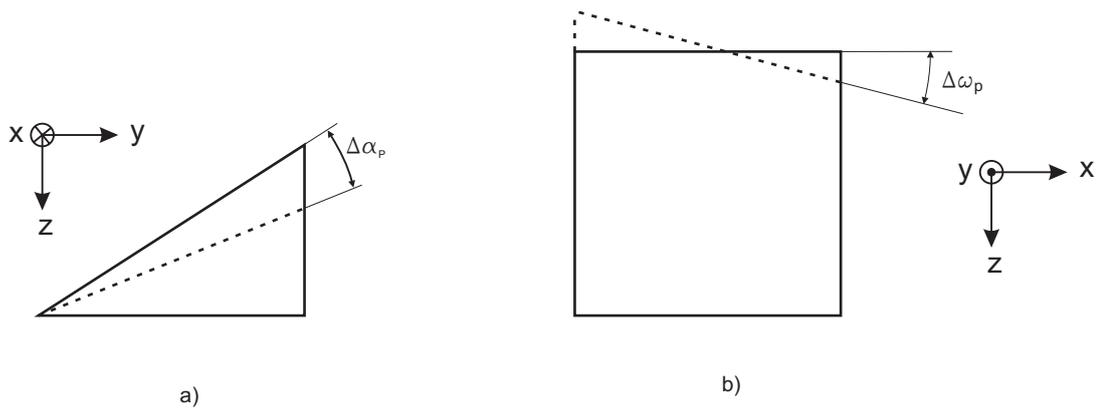


Abb. 3.10: Abweichungen von der Idealform der Prismen: a) Winkelfehler des Prismas $\Delta\alpha_P$ und b) Verkippung der Koppelfläche $\Delta\omega_P$.

Die Verkippung der Koppelfläche um den Winkel $\Delta\omega_P$ in Abb. 3.10b ist nicht aufgeführt und nach Aussage des Herstellers so gering, dass sie vernachlässigt werden kann. Wichtige Faktoren,

die mit größeren Toleranzen in die Simulation aufgenommen wurden, sind die geometrischen Abweichungen der Lage des Prismas auf dem Substrat. Neben den Verschiebungen um Δy_P und Δx_P mit einem angenommenen Werten von Δx_P bzw. $\Delta y_P = \pm 0,1$ mm kommt noch eine mögliche Drehung um die z-Achse um den Winkel ζ hinzu. Aufgrund der Breite von 5 mm der Prismen wurde der Winkel mit $\zeta = 0,05^\circ$ angenommen. Die Verschiebung der Prismen in x-Richtung hat im Bereich der betrachteten Toleranzen keinen Einfluss auf die Abbildungsqualität des Systems. Dagegen hat eine fehlerhafte Lage in y-Richtung eine Änderung der Einkoppelposition in das System zur Folge. Somit verläuft die Strahlung mit einem Versatz in y-Richtung im Substrat. Die Verdrehung der Prismen ändert die Ausbreitungsrichtung der Strahlen, ausgehend von den Objektpunkten, um einen kleinen Winkel in x- und in y-Richtung.

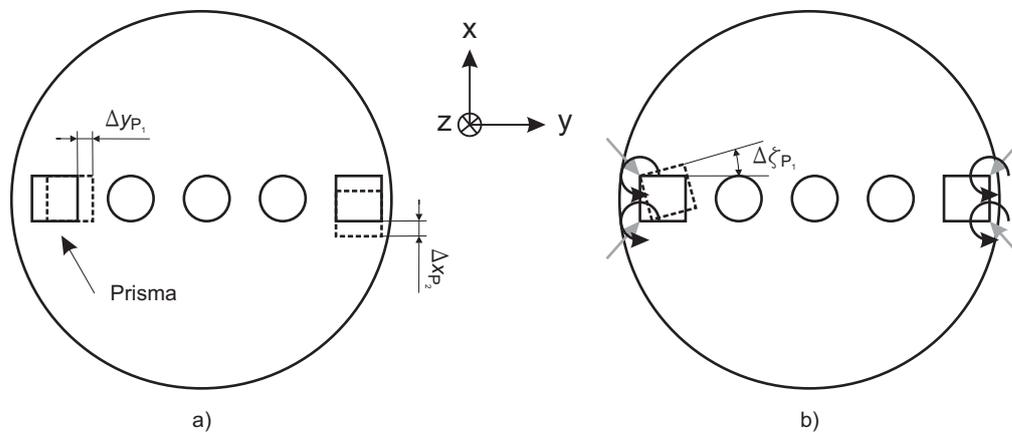


Abb. 3.11: Abweichungen von der optimalen Anordnung der Prismen: a) Lagefehler in x- und y-Richtung und b) Verdrehung der Prismen an vier ausgewählten Ecken.

3.3.4 Toleranzen des Systems 3

Zusätzlich zu den refraktiven Prismen kommen bei diesem System noch die rückverspiegelten Linsen hinzu. Die geometrischen Toleranzen der Linse sind der Dickenfehler Δd_L , der nach Katalogangaben maximal $\Delta d_L = \pm 0,1$ mm beträgt, und die Abweichung Δr_L des Istradius vom Nennradius mit $\pm 1,5\%$ Abweichung und Zentrierungsfehler der Linse Δx_{dez} bzw. Δy_{dez} . Sowohl die Dickenänderung als auch die Abweichung vom Nennradius haben beide den gleichen Einfluss auf das System. Das optische System kann, je nach positiver oder negativer Änderung, als gestreckt oder gestaucht betrachtet werden. Dies hat wiederum eine Schnittweitenänderung zur Folge. Der Zentrierungsfehler wird in der Einzeltoleranzanalyse nicht weiter behandelt, geht aber später in die Monte-Carlo-Analyse mit ein. Er wird mit der Lagetoleranz der Linse auf der Substratoberfläche mit dem maximalen Wert $\Delta x_L = \Delta y_L = \pm 0,1$ mm kombiniert. Die Verschiebung der Linse in x- und y-Richtung hat zur Folge, dass die Strahlen die Linsen nicht an den berechneten Stellen treffen und es somit zu Abbildungsfehlern kommt. Der Radius der Linsen ist 53,26 mm und somit die maximale Abweichung $\Delta r_L = 0,8$ mm.

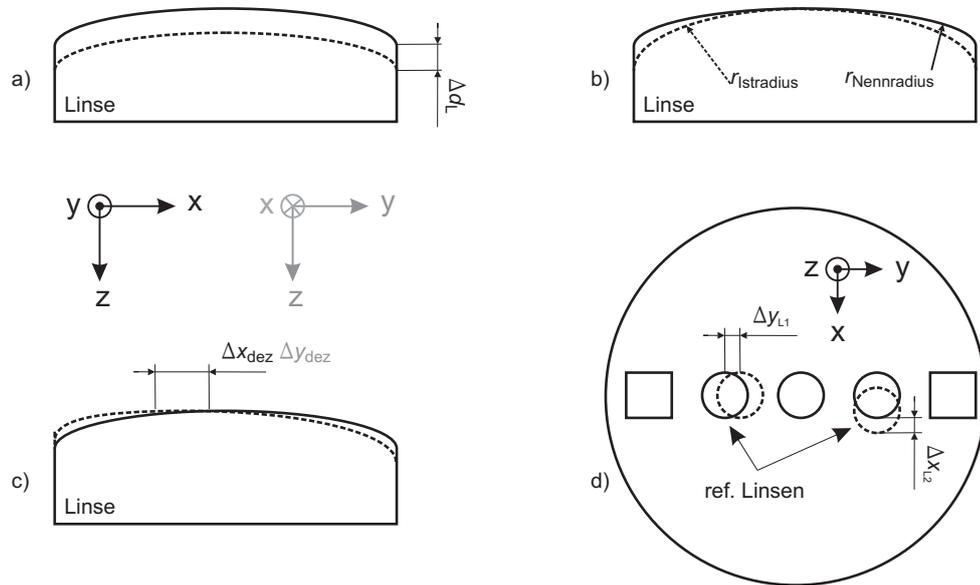


Abb. 3.12: Toleranzen einer refraktiven Linse: a) Dickenfehler Δd_L , b) Abweichung des Istradius vom Nennradius Δr_L , c) Zentrierungsfehler der Linse Δx_{dez} und Δy_{dez} und d) Lagefehler auf der Substratoberfläche Δx_L und Δy_L .

Tabelle 3.2 fasst nochmals alle in den folgenden Abschnitten betrachteten Systemtoleranzen zusammen.

Tab. 3.2: Zusammenfassung der untersuchten Toleranzen.

Bezeichnung	maximaler Toleranzwert	Beschreibung	System		
			1	2	3
Δd_S	$\pm 0,4$ mm	Dickenfehler des Systems	x	x	x
$\Delta \alpha_{Substrat}$	$\pm 0,2^\circ$	Keilwinkelfehler des Systems	x	x	x
$\Delta \alpha_P$	$\pm 0,05^\circ$	Keilwinkelfehler der Prismen	-	x	x
$\Delta x_P, \Delta y_P$	$\pm 0,1$ mm	Lagefehler der Prismen in x- oder y-Richtung	-	x	x
$\Delta \zeta$	$\pm 0,05^\circ$	Verdrehung der Prismen	-	x	x
Δd_L	$\pm 0,1$ mm	Dickenfehler der ref. Linse	-	-	x
Δr_L	$\pm 0,8$ mm	Abweichung vom Nennradius der refr. Linsen ($r = 53,26$ mm)	-	-	x
$\Delta x_L, \Delta y_L$	$\pm 0,1$ mm	Lagefehler der ref. Linsen in x- oder y-Richtung	-	-	x
$\Delta \lambda_{LQ}$	± 100 nm	Wellenlängenänderung der Lichtquelle	x	x	x

3.3.5 Simulationsergebnisse der Systeme mit ASAP™

In den folgenden beiden Abschnitten werden drei der betrachteten Systeme mit dem Raytracingprogramm ASAP™ untersucht. In Abschnitt 3.3.6 wird der Einfluss jeder einzelnen Toleranz auf die Abbildungsqualität betrachtet. Weiter werden in Abschnitt 3.3.8 alle Toleranzen im System kombiniert. Dies geschieht unter der Berücksichtigung der Wahrscheinlichkeitsverteilung im Toleranzbereich. Die optische Qualität der Systeme wird anhand folgender Parameter für den Achspunkt der Systeme in Abhängigkeit auftretender Systemtoleranzen bestimmt:

- RMS-Wert des Spotradius
- Die Abweichung des Zentralendurchstoßpunktes eines Spots in x- und y-Richtung (ΔC_x und ΔC_y)

Für die Simulationen wurden die Linsen als ideal-abbildende Elemente und der Reflexionsgrad der Spiegelflächen mit 100% Reflektivität angenommen. Oberflächenrauigkeiten oder Einschlüsse im Substrat wurden vernachlässigt. Ein Ziel der Arbeit ist es, eine Aussage über die geometrisch optischen Eigenschaften in Bezug auf die Abbildungsqualität unter Berücksichtigung der geometrischen Toleranzen zu erhalten.

3.3.6 Einzeltoleranzanalyse

In diesem Abschnitt sollen die Toleranzwerte hervorgehoben werden, die einen besonders großen Einfluss auf die Bewertungsparameter haben. Für eine komplette Behandlung aller Fehler wird auf (53) verwiesen. Die drei untersuchten Systemvarianten sind darauf optimiert, ein $2 \times 2 \text{ mm}^2$ großes Objektfeld mit einer guten optischen Qualität abzubilden.

In Bezug auf den RMS-Durchmesser der Spots sind vor allem die Systemdickenfehler Δd_S und die Abweichung der Radien Δr_L der aufgesetzten verspiegelten refraktiven Linsen L_1 und L_2 entscheidend. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.13a und b dargestellt. Im Fall der Variation von $\Delta d_{\text{Substrat}}$ zeigt sich, dass die Zunahme des RMS-Radius für alle drei Systemvarianten linear mit dem Fehler zunimmt. Die maximalen RMS-Radien liegen in einem Bereich von ca. $34 \mu\text{m}$ bis $38 \mu\text{m}$. Auffallend ist, dass das Minimum des RMS-Radius für System 3 bei einem Wert $\Delta d_S \approx -0,015 \text{ mm}$ liegt. Der Grund hierfür ist, dass alle Systeme auf das komplette Feld optimiert worden sind und nicht auf den hier betrachteten Feldpunkt im Ursprung der Objektebene. Ein weiterer Fehler, der in Bezug auf den RMS-Radius der Spots hervorgehoben werden soll, ist die Linsenradienvariation Δr_L . Hier sind maximale Radien zwischen $12 \mu\text{m}$ und $16 \mu\text{m}$ bestimmt worden, je nach positiver oder negativer Änderung des Linsenradius.

Die Lage des zentralen Durchstoßpunktes ΔC_x und ΔC_y ist vor allem von dem Systemkeilwinkelfehler $\alpha_{S,x}$ bzw. $\alpha_{S,y}$ abhängig, der in allen drei Systemvarianten auftritt. Die maximale Verschiebung für $\alpha_{S,y} = 0,2^\circ$ beträgt $\Delta C_{xS3} \approx 625 \mu\text{m}$ für System 3. Für System 1 und 2 ist die maximale Verschiebung $\Delta C_{xS1} \approx 500 \mu\text{m}$ bzw. $\Delta C_{xS2} \approx 600 \mu\text{m}$ (vgl. Abb. 3.14a). Als weitere Beispiele sollen noch die Verschiebung des Prismas P_1 in y-Richtung bei System 2 und 3 sowie

die Verschiebung der Linsen L_1 in x-Richtung bei System 3 diskutiert werden. In den Vorüberlegungen zu dieser Arbeit bestand die Annahme, dass die in das System eingebrachten Prismen sehr genau auf dem Substrat justiert werden müssen. Für die beiden prismengekoppelten Systeme 2 und 3 zeigt sich jedoch, dass im Vergleich zum Einfluss des Systemkeilwinkelfehlers dieser Bewertungsparameter sehr klein ($\Delta C_{x,yS2,S3} < 25 \mu\text{m}$) ist (Abb. 3.14b). Bei der Fertigung von System 3 ist vielmehr darauf zu achten, dass die beiden Linsen mit geringer Lagetoleranz justiert werden. Im Fall der maximalen Abweichung $\Delta x_{L_{\max}}$ von der Ideallage tritt eine Verschiebung von $\Delta C_{xS3} = 250 \mu\text{m}$ ein. Das Diagramm in Abb. 3.14b zeigt diesen Zusammenhang.

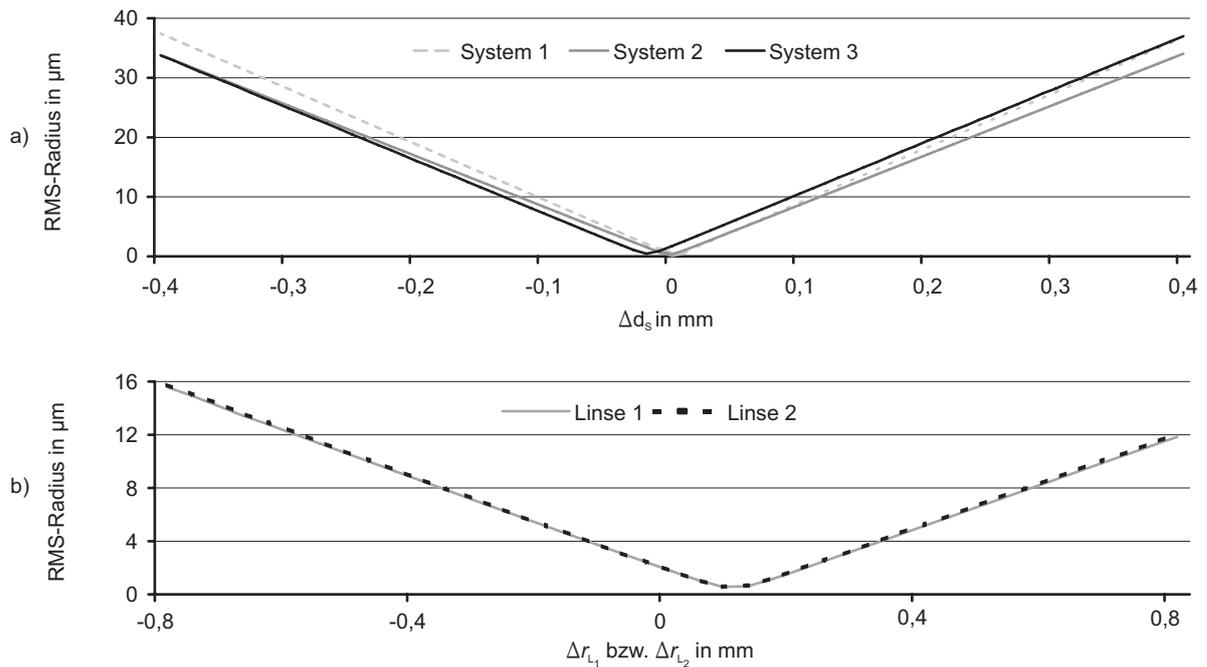


Abb. 3.13: a) RMS-Radius in Abhängigkeit von der Substratdickenvariation Δd_s , b) RMS-Radius in Abhängigkeit von der Variation der Linsenradien der Linse 1 Δr_{L_1} und Linse 2 Δr_{L_2} .

3.3.7 Einfluss der Wellenlängenänderung

Ein rein diffraktives Element ist in seiner optischen Leistung stark von der Wellenlänge der einfallenden Strahlung abhängig. Zwar treten Farbfehler auch in einem refraktiven System auf, doch im Vergleich dazu, ist die Empfindlichkeit auf eine Wellenlängenänderung im refraktiven Fall geringer. Oberflächenspiegel, wie z. B. die rückverspiegelten Linsen L_1 und L_2 in System 3, sind frei von Farbfehlern. Die Diagramme in Abb. 3.15a und b zeigen die Ergebnisse für den RMS-Radius und die Änderung der Lage des zentralen Durchstoßpunktes für ein betrachtetes Wellenlängenintervall von $\lambda = 530 \text{ nm} \dots 730 \text{ nm}$. Die Abbildung in System 1 und System 2 erfolgt durch diffraktive Linsen. Abgesehen von einer leichten astigmatischen Form des Spots in System 2 sind die Werte der RMS-Radien ähnlich. Die Verwendung der beiden rückverspiegelten Linsen L_1 und L_2 zur Abbildung in System 3, die nur noch durch schwache diffraktive Elemente

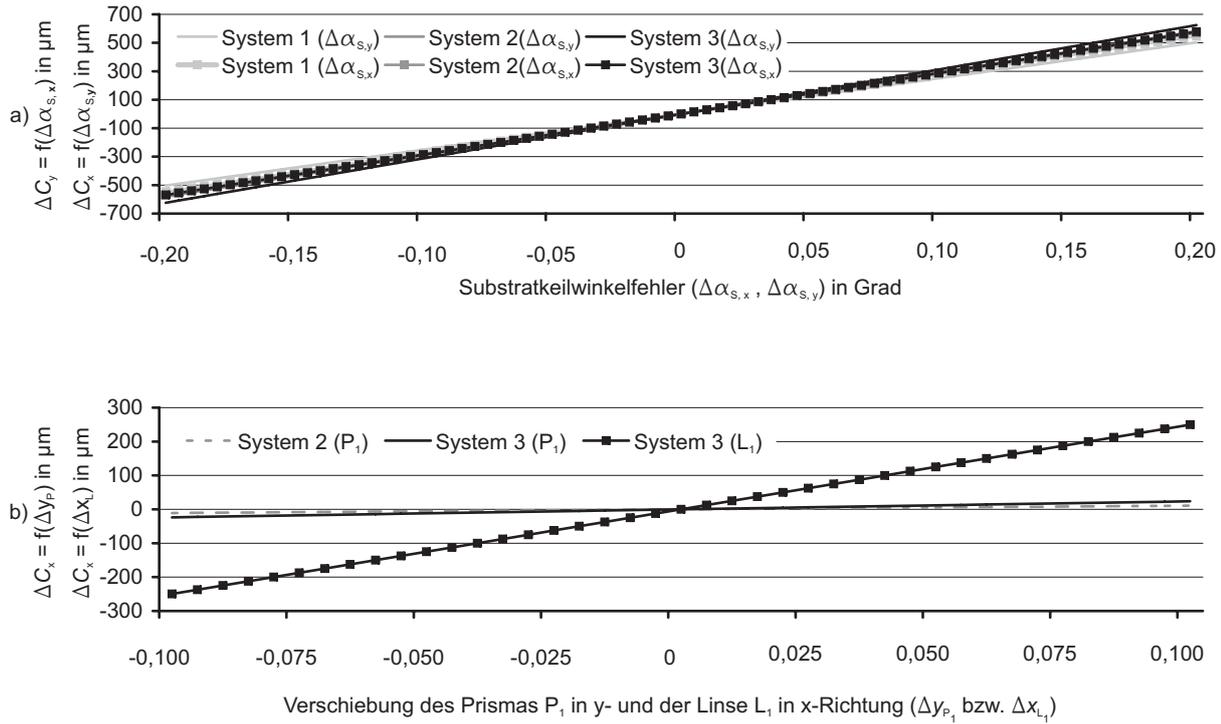


Abb. 3.14: a) Verschiebung des zentralen Durchstoßpunktes ΔC_x als Funktion des Keilwinkelfehlers $\alpha_{s,y}$ und Verschiebung des zentralen Durchstoßpunktes ΔC_y als Funktion des Keilwinkelfehlers $\alpha_{s,x}$ b) Verschiebung des zentralen Durchstoßpunktes ΔC_x als Funktion der Prismenverschiebung in y-Richtung Δy_P und Verschiebung des zentralen Durchstoßpunktes ΔC_x als Funktion der Linsenverschiebung in der x-Achse Δx_L .

korrigiert wird, zeigen den erwarteten geringeren Anstieg der RMS-Radien bei einer Änderung der Wellenlänge.

Die Koppelmethode und damit eine veränderte Lage des zentralen Durchstoßpunktes ΔC_y kann eindeutig mit dem Diagramm 3.15a erklärt werden. Die Ein- und Auskopplung in System 1 erfolgt mit diffraktiven Gittern. Es ergibt sich eine maximale Verschiebung des zentralen Durchstoßpunktes ΔC_{yS1} von 320 μm . Die prismengekoppelten Systeme 2 und 3 zeigen hier eine deutlich geringe Empfindlichkeit. Der Wert ΔC_{yS2} beträgt maximal 14 μm und für das System 3 $\Delta C_{yS3} = 8 \mu\text{m}$.

3.3.8 Analyse aller Toleranzen gleichzeitig

Der Frage danach, wie sich die einzelnen Toleranzen auf die Abbildungsqualität auswirken, ist vor allem das Zusammenspiel der Toleranzen in einem gefertigten System von Interesse. Für diese Simulation wird ein Monte-Carlo-Verfahren verwendet. Jeder einzelne Toleranzwert wird mit einer zufälligen Abweichung vom Idealwert belegt, die auf der Wahrscheinlichkeitsverteilung eines Toleranzwertes basiert (54). Für die Simulationen wurden die Toleranzwerte aus Tab. 3.2 verwendet. Darin enthalten sind eine Zusammensetzung des Systemdickenfehlers Δd_S und der Systemkeilwinkelfehler $\Delta\alpha_{s,x}$ bzw. $\Delta\alpha_{s,y}$ aufgrund der Stapelung des Systems.

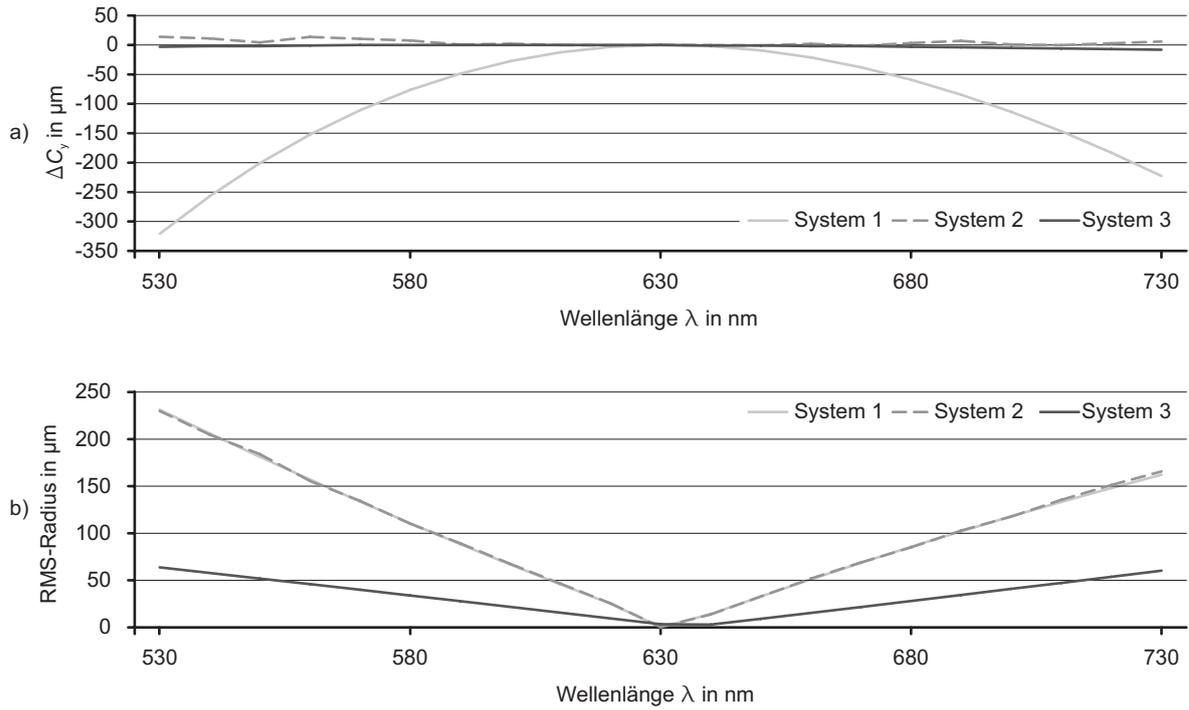


Abb. 3.15: Wellenlängenvariation $\Delta\lambda_{LQ}$: a) Verschiebung des zentralen Durchstoßpunktes ΔC_y und b) RMS-Radien der Spotbilder.

Um die Änderung der Gesamtdicke des Substrates zu simulieren, wurden die Substratdickenfehler der vier einzelnen Wafer wie oben aufaddiert. Bei der Bestimmung des Winkelfehlers im Substrat muss beachtet werden, dass die rotatorische Lage der einzelnen Wafer auch ein Produkt des Zufalls darstellt. Für die Auswertung wurden die resultierenden Fehler wiederum in einen x- und in einen y-Anteil zerlegt.

$$\epsilon_n = 0^\circ \dots 360^\circ \quad \Delta\alpha_{\text{Substrat}, n} = -0,05^\circ \dots + 0,05^\circ$$

$$\Delta\alpha_{\text{Substrat}, x, n} = \Delta\alpha_{\text{Substrat}, n} \cdot \sin(\epsilon_n) \quad \Delta\alpha_{\text{Substrat}, y, n} = \Delta\alpha_{\text{Substrat}, n} \cdot \cos(\epsilon_n)$$

$$\Delta\alpha_{S, x} = \sum_1^n \Delta\alpha_{\text{Substrat}, x, n} \quad \Delta\alpha_{S, y} = \sum_1^n \Delta\alpha_{\text{Substrat}, y, n}$$

Dabei sind ϵ_n die Ausrichtung der einzelnen Wafer, $\Delta\alpha_{\text{Substrat}, n}$ der Keilwinkelfehler des Wafers, $\Delta\alpha_{\text{Substrat}, x, n}$ bzw. $\Delta\alpha_{\text{Substrat}, y, n}$ die Fehleranteile entlang der einzelnen Achsen und $\Delta\alpha_{S, x}$ bzw. $\Delta\alpha_{S, y}$ die resultierenden Gesamtfehler.

Der Lagefehler der Linsen setzt sich zusammen aus dem Justierfehler ($\Delta x'_L$ bzw. $\Delta y'_L$) und den Zentrierungsfehlern (Δx_{dez} bzw. Δy_{dez}) der Linsen. Diese beiden Fehler werden in der Monte-Carlo-Simulation unabhängig voneinander mit in das System eingebracht. Für den Zentrierungsfehler wird der Winkel der Abweichung (ξ_L) wieder zufällig bestimmt, da auch in der Realität

die Linse keine Vorzugsausrichtung besitzt.

$$\Delta s_L = -0,06 \text{ mm} \dots 0,06 \text{ mm} \quad \xi_L = 0^\circ \dots 360^\circ$$

$$\Delta x_{\text{dez}} = \Delta s_L \cdot \sin(\xi_L) \quad \Delta y_{\text{dez}} = \Delta s_L \cdot \cos(\xi_L)$$

$$\Delta x'_L = -0,1 \text{ mm} \dots 0,1 \text{ mm} \quad \Delta y'_L = -0,1 \text{ mm} \dots 0,1 \text{ mm}$$

$$\Delta x_L = \Delta x'_L + \Delta x_{\text{dez}} \quad \Delta y_L = \Delta y'_L + \Delta y_{\text{dez}}$$

mit dem maximalen Wert des Zentrierungsfehlers Δs_L unabhängig von der Koordinatenachse, dem Winkel ξ_L , der die Ausrichtung des Fehlers beschreibt, den Teilkomponenten des Zentrierungsfehlers Δx_{dez} bzw. Δy_{dez} , den durch die Justierung verursachten Fehler $\Delta x'_L$ bzw. $\Delta y'_L$ und dem Gesamtfehler in der jeweiligen Achse Δx_L bzw. Δy_L .

Ein weiterer Unterschied zu den Einzeluntersuchungen ist, dass die Verschiebung der Prismen in x-Richtung nun in die Betrachtungen mit einbezogen werden muss. Diese hat aufgrund der gleichzeitigen Verdrehung der Prismen in dieser Untersuchung einen nicht mehr vernachlässigbaren Einfluss auf die Abbildungseigenschaften des Gesamtsystems. Die Prismen werden hierbei nicht mehr um einen Eckpunkt, sondern um eine Achse durch den Mittelpunkt der Grundfläche um den Winkel $\zeta_{P_1} = \pm 0,05$ und $\zeta_{P_2} = \pm 0,05$ gedreht.

Zur Auswertung wurden jeweils eintausend fehlerbehaftete Systeme aller drei Systemvarianten durchgerechnet. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.16 zusammengefasst. Deutlich erkennbar ist, dass das rein diffraktiv implementierte System 1 für alle betrachteten Gütekriterien die geringsten Abweichungen aufweist. Das Diagramm in Abb. 3.16a zeigt aufsteigend sortiert die auftretenden RMS-Radien des Systems. Der maximale RMS-Radius liegt bei $r_{\text{RMS}} = 30 \mu\text{m}$ für System 1. Es soll dargestellt werden, dass die Spots für das System 1 einen geringeren Astigmatismus aufweisen als die zwei anderen Systeme. Das Diagramm in Abb. 3.17 verdeutlicht diesen Zusammenhang. Für alle eintausend toleranzbehafteten Systeme wurde das Verhältnis von RMS-Radius in y-Richtung zu RMS-Radius in x-Richtung berechnet. Es zeigt, dass für ca. 80% der Systeme 1, ca. 85% der Systeme 2 und ca. 83% der System 3 der RMS-Radius in x-Richtung größer ist als der in y-Richtung. Für die fehlenden Prozentpunkte auf 100% kehrt sich dieses Verhältnis um. Die weitere Auswertung des Diagramms zeigt, dass für eine Toleranz von 5% im Verhältnis der RMS-Radien zueinander 40% (10%; 3,3%) der Systeme 1(2,3) in diesem Intervall liegen.

Die Abweichung der zentralen Durchstoßpunkte dient als Maß für die Lageänderung der Spots in x- und y-Richtung (ΔC_x) und (ΔC_y). Die Diagramme in Abb. 3.16b und c zeigen auch hier deutlich geringere Abweichungen für das rein diffraktive System 1 als für die beiden anderen Varianten. Die erhaltenen Kurven zeigen sowohl für die Lageabweichung in x- als auch in y-Richtung für System 1 die höchste Wahrscheinlichkeit für eine geringe Abweichung und den

flachsten Kurvenverlauf bis zu einer maximalen Lageabweichung von $-300 \mu\text{m} \leq \Delta C_x \leq 346 \mu\text{m}$ und $-335 \mu\text{m} \leq \Delta C_y \leq 351 \mu\text{m}$. Für 103 variierte Systeme ist die Abweichung $\Delta C \leq \pm 50 \mu\text{m}$. Für System 2 wird die Wahrscheinlichkeit einer Abweichung um $\Delta C \leq \pm 50 \mu\text{m}$ um den Faktor $\approx 0,77$ (79 Systemvariationen) kleiner und die maximal zu erwartende Lageabweichung ist $-484 \mu\text{m} \leq \Delta C_x \leq 418 \mu\text{m}$ und $-367 \mu\text{m} \leq \Delta C_y \leq 384 \mu\text{m}$. Im Vergleich zu System 1 fällt bei System 3 die Wahrscheinlichkeit einer Lageabweichung kleiner $\Delta C \leq \pm 50 \mu\text{m}$ auf den Faktor 0,46 (47 Systemvariationen) ab. Die Werte für die maximale Lageabweichung werden noch größer: $-487 \mu\text{m} \leq \Delta C_x \leq 493 \mu\text{m}$ und $-616 \mu\text{m} \leq \Delta C_y \leq 481 \mu\text{m}$.

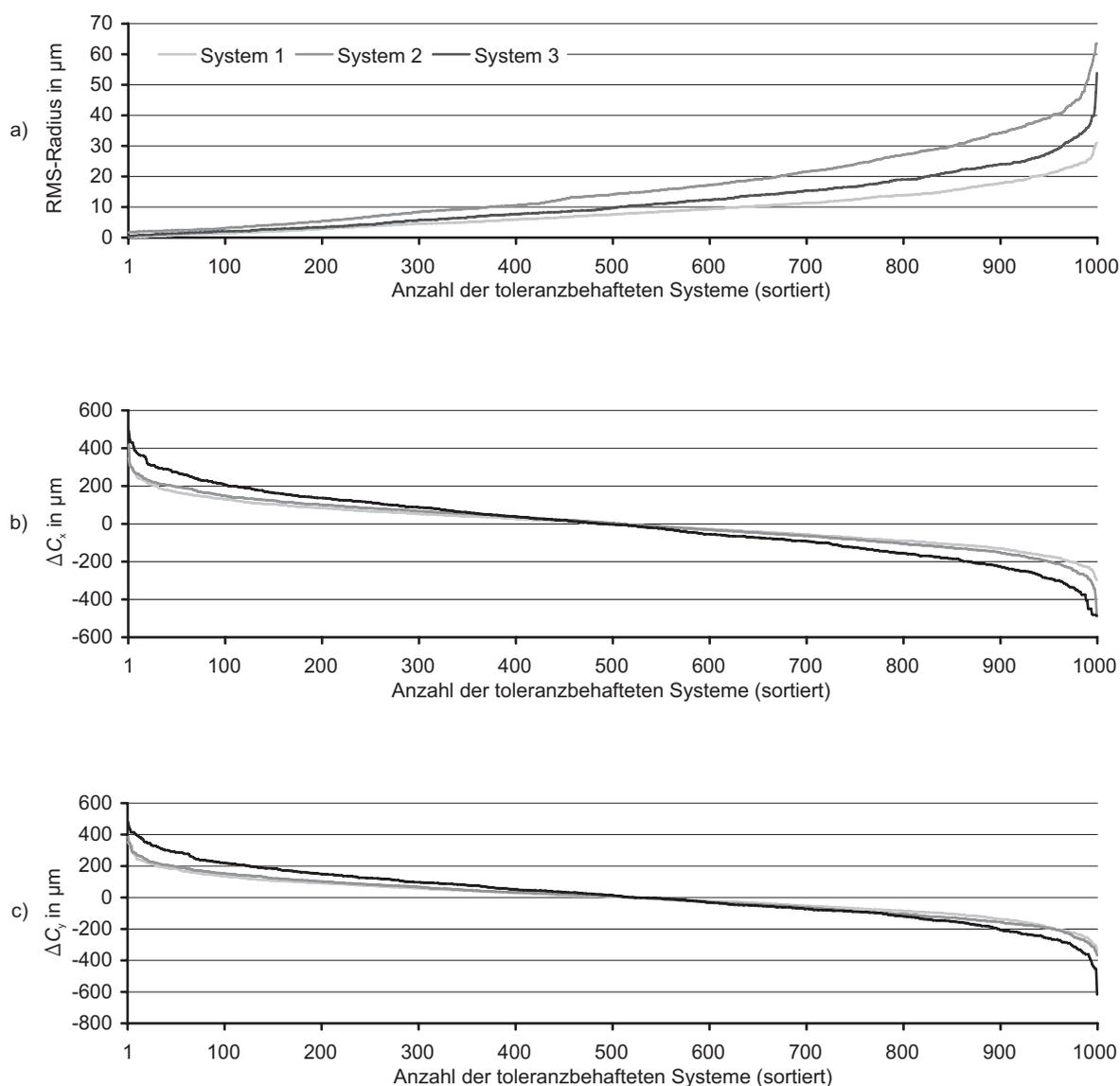


Abb. 3.16: Ergebnisse der Monte-Carlo-Toleranzanalyse für die Systeme 1 bis 3 a) Verteilung der RMS-Radien b) und c) Verteilung der Verschiebung der zentralen Durchstoßpunkte ΔC_x und ΔC_y .

Neben den oben aufgeführten absoluten Werten ist vor allem von Interesse, welche Systemtoleranzen einen besonders starken Einfluss auf die Gütekriterien (RMS-Radien und Verschiebung des

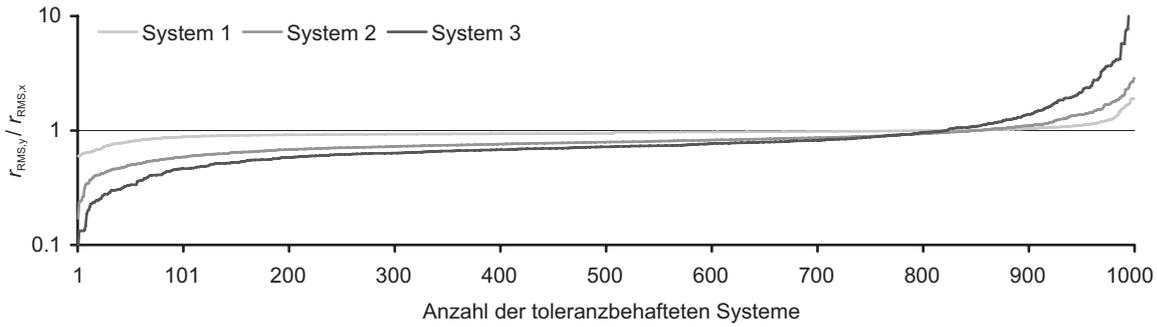


Abb. 3.17: Quotient aus dem RMS-Radius in y- und x-Richtung für die Systeme 1 bis 3.

zentralen Durchstoßpunkts) haben. Mit diesen Angaben ist es möglich, entsprechend die Streubereiche für die Toleranzen einzugrenzen bzw. den Aufwand bei der Justierung abzuschätzen und in die Produktionsplanung aufzunehmen. Eine Variante dies darzustellen ist die Berechnung des Korrelationskoeffizienten K . Dieser ermöglicht die Herstellung eines Zusammenhangs zwischen zwei Matrixfeldern (z. B. der Toleranz einer Größe und der sich ergebenden Abweichung der Abbildungsqualität). Der Wert K variiert in den Grenzen zwischen $-1 \leq K \leq 1$. Je größer der Betrag ist, umso größer ist der Einfluss einer betrachteten Toleranz auf einen Bewertungsparameter. Das Vorzeichen zeigt an, ob ein direkt oder indirekt proportionaler Zusammenhang zwischen den Größen besteht. Die Korrelationskoeffizienten sind in Abb. 3.18 für alle drei Systemvarianten betragsmäßig zusammengefasst. Es zeigt sich, dass die dominanten Fehler in Bezug auf den RMS-Radius der Spots vor allem der Dickenfehler Δd_S und bei System 3 zusätzlich der Radienfehler der aufgesetzten Linsen sind. Die Lage des zentralen Durchstoßpunktes ist bei allen drei Systemvarianten vor allem von dem Systemkeilwinkel Fehler ($\Delta\alpha_x$ und $\Delta\alpha_y$) abhängig. In System 3 ist weiterhin noch der Lagefehler (Δx_L und Δy_L) der beiden aufgesetzten Linsen L_1 und L_2 von erheblichem Einfluss. Es ist erkennbar, dass der Einfluss sowohl des Systemdickenfehlers als auch des -keilwinkelfehlers vor allem bei System 3 deutlich zurückgeht, da hier die Fehler durch die aufgesetzten refraktiven Elemente an Einfluss gewinnen.

3.3.9 Einfluss der Toleranzen auf die Abbildung eines Feldes

Die obige Analyse ist für die Abbildung eines Feldes nicht aussagekräftig. Basierend auf den Programmen, die für die Analyse der Abbildung des Bildpunktes im Zentrum der Objektebene verwendet wurden, wurde eine weitere Analyse für die Abbildung eines Feldes durchgeführt.

Basis hierfür ist für die Systeme 1 und 3 ein Objektfeld der Größe $2 \times 2 \text{ mm}^2$ (Abb. 3.19a) und für das System 2 eine Linie der Länge 2 mm (Abb. 3.19b). Für eine Anzahl von jeweils fünfzig variierten Systemen soll anhand der Parameter Δx_1 , Δx_2 , Δy_1 und Δy_2 sowie der Werte ΔLx_1 , ΔLx_2 , ΔLy_1 und ΔLy_2 vom Sollmaß eine Aussage über die Abbildungsqualität der System 1 und 3 gemacht werden. Die Parameter Δx_1 , Δx_2 , Δy_1 und Δy_2 beschreiben den Versatz der Eckpunkte sowohl in x- als auch in y-Richtung zueinander. Diese können als Maß herangezogen werden,

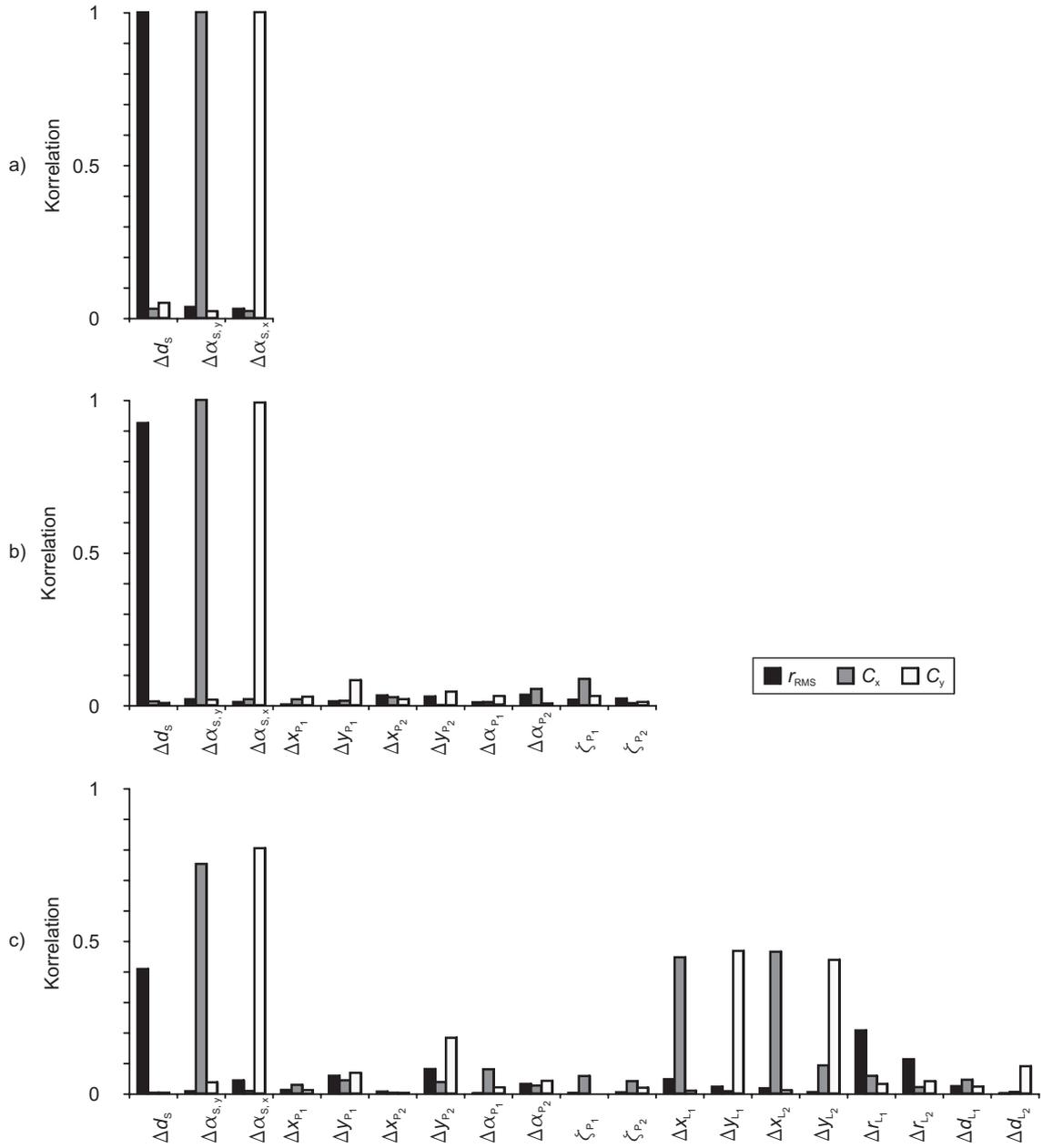


Abb. 3.18: Korrelationsvergleich der Systeme 1 bis 3

inwieweit das Feld in der GBE verdreht ist. Die Werte ΔLx_1 , ΔLx_2 , ΔLy_1 und ΔLy_2 beschreiben die Abweichung von der idealen Feldbreite in x- und y-Richtung. In diesem Fall kann eine Aussage darüber gemacht werden, ob das Feld verkleinert $\Delta Lx_1 = \Delta Lx_2 = \Delta Ly_1 = \Delta Ly_2 < 0$ oder vergrößert $\Delta Lx_1 = \Delta Lx_2 = \Delta Ly_1 = \Delta Ly_2 > 0$ abgebildet wurde. Weiter kann z. B. auch eine trapezförmige Verzeichnung $\Delta Lx_1 = \Delta Lx_2$ und $\Delta Ly_1 \neq \Delta Ly_2$ erkannt werden. Für eine Linienabbildung mit System 2 werden die Abweichung Δy und Δx der beiden Eckpunkte zur Auswertung herangezogen. Ist der Wert $\Delta y \neq 0$ bedeutet dies, dass die Linie verdreht zur eigentlichen Ausrichtung entlang der x-Achse abgebildet wird. Die Abstand Δx gibt Auskunft darüber, ob die Linie gestaucht oder gestreckt abgebildet wird. Aufgrund der geringen Abweichungen in

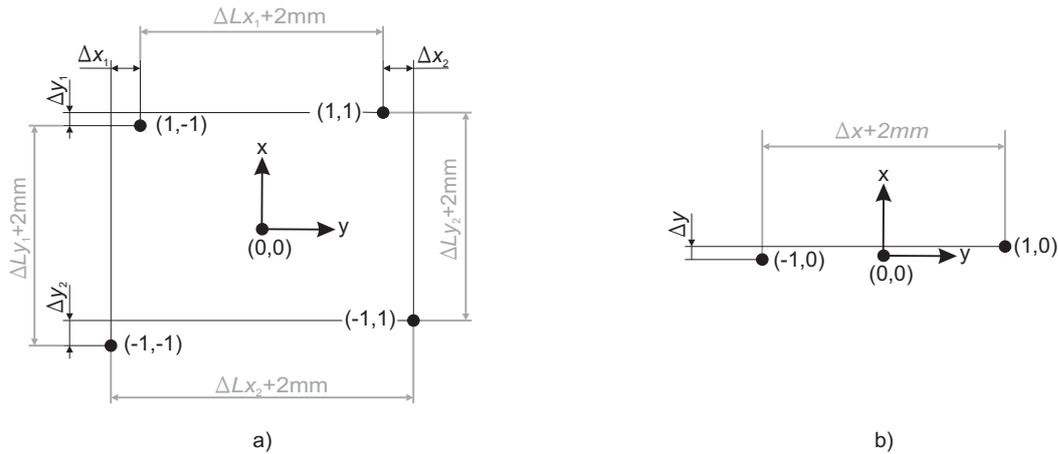


Abb. 3.19: Parameterdefinitionen zur Betrachtung der Feldtoleranzen in der GBE für: a) die Systeme 1 und 3 b) das System 2.

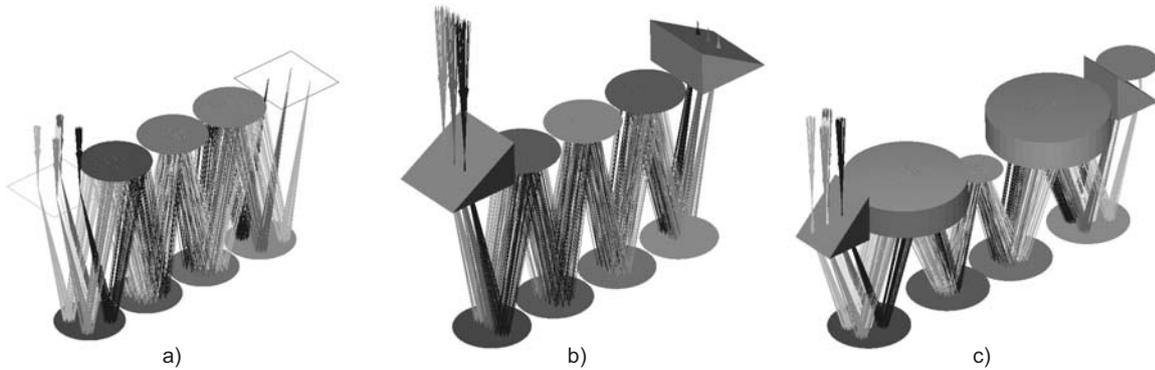


Abb. 3.20: Darstellung des Raytracings für die Objektfelder für: a) System 1, b) System 2 und c) System 3.

den Systemen kann in diesem Fall eine exakte Berechnung der Kanten- bzw. Linienlängen über den Satz des Pythagoras zur Abschätzung vernachlässigt werden. Für die Auswertung wurde jeweils der zentrale Durchstoßpunkt C der Spotbilder herangezogen. Sowohl die Verschiebung in x - bzw. y -Richtung zur idealen Lage des Bildfeldes als auch die RMS-Spotdurchmesser werden in dieser Auswertung nicht diskutiert. Dies erfolgte schon in den vorhergehenden Analysen. Beispielfähig sind die Strahlengänge eines gerechneten Systems für alle drei Varianten in Abb. 3.20 dargestellt. Deutlich erkennbar sind die Felder für System 1 und 3 bzw. die Linienabbildung des Systems 2.

Die berechneten Ergebnisse der Monte-Carlo-Toleranzanalyse für ein komplettes Feld von System 1 sind in Abb. 3.21 dargestellt. Die Werte für Δx_1 , Δx_2 , Δy_1 und Δy_2 sind bis auf zwei Ausnahmen kleiner $3 \mu\text{m}$. Auffallend ist der annähernd gleiche Kurvenverlauf für diese Werte (Abb. 3.21a). Dies bedeutet, dass das Objektfeld im Vergleich zu den Koordinatenachsen leicht verdreht wird. Aus dem Kurvenverlauf in Abb. 3.21b für die Werte ΔLx_1 , ΔLx_2 , ΔLy_1 und ΔLy_2 kann entnommen werden, dass auch diese annähernd gleich verlaufen. Somit wird das Feld

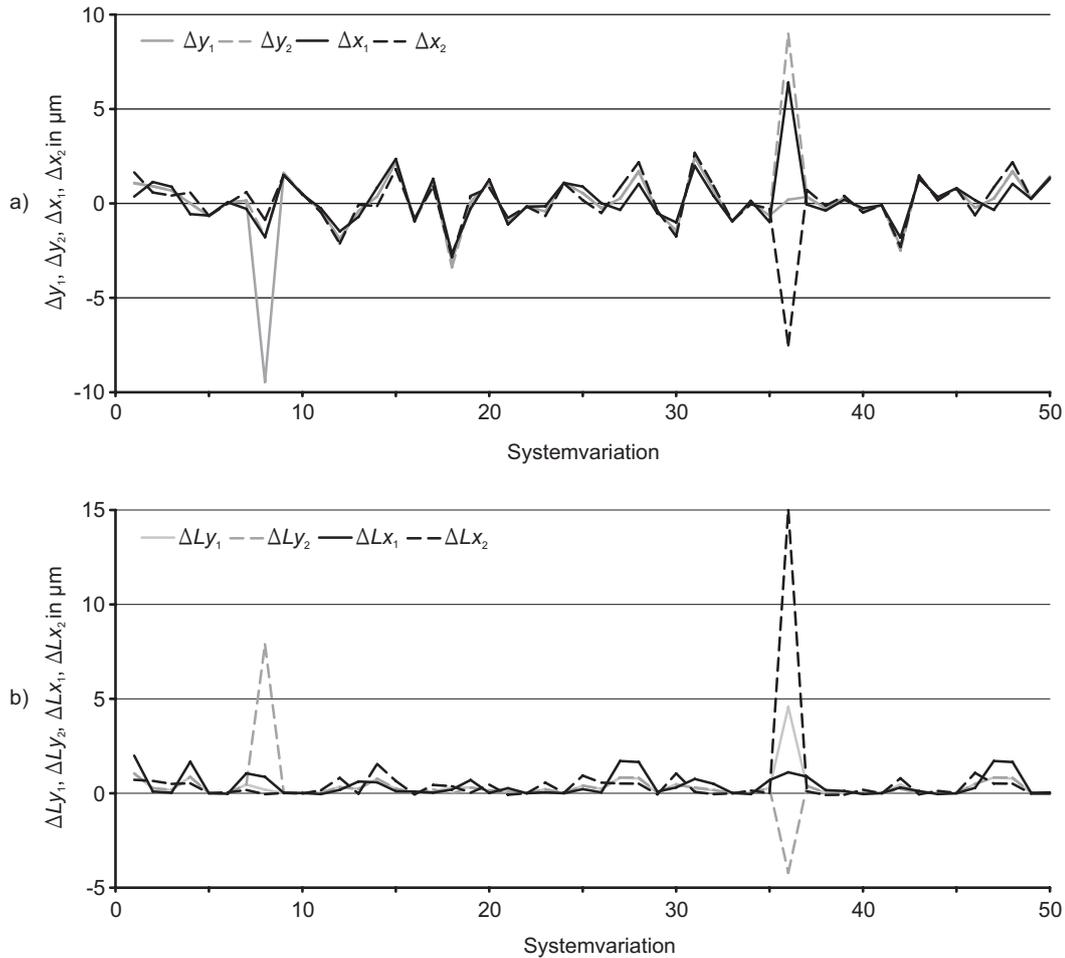


Abb. 3.21: System 1: Toleranzanalyse für ein Feld a) Darstellung der Parameter Δx_1 , Δx_2 , Δy_1 und Δy_2 ; b) Darstellung der Parameter $\Delta L x_1$, $\Delta L x_2$, $\Delta L y_1$ und $\Delta L y_2$

mit $\beta'_x = \beta'_y$ abgebildet und z. B. nicht trapezförmig verzeichnet. Die Ausreißer für die Parametervariationen 8 und vor allem 36 sind auf die Tatsache zurückzuführen, dass je nach Stärke der Toleranzen eine gewisse Abschattung eintreten kann. Somit wird ein Teil der Strahlen für einen Objektpunkt abgeschnitten und der zentrale Durchstoßpunkt C verschiebt sich entsprechend. In Anbetracht der Tatsache, dass der Airydurchmesser für dieses System einen Wert von $d_{\text{Airy}} \approx 15 \mu\text{m}$ besitzt (Abb. 3.7a), sind die Abweichungen bezüglich des Feldes vernachlässigbar.

Die Ergebnisse der Monte-Carlo Toleranzanalyse berechnet für System 3 sind in Abb. 3.22 dargestellt. Die Werte für Δx_1 , Δx_2 , Δy_1 und Δy_2 sind in diesem Fall nicht mehr so gering wie für System 1, aber immer noch für die Mehrzahl der Systemvariationen kleiner als $6 \mu\text{m}$. Auffallend ist vor allem die Tatsache, dass sich die Kurven der Parameter nun deutlicher unterscheiden (Abb. 3.22a). Die Grafik für die Werte $\Delta L x_1$, $\Delta L x_2$, $\Delta L y_1$ und $\Delta L y_2$ in Abb. 3.22b zeigt wiederum den nahezu identischen Kurvenverlauf. Dies bedeutet, dass dieses System mit dem Zusammenhang $\beta'_x = \beta'_y$ entweder verkleinert oder vergrößert abbildet. In Anbetracht der Tatsache, dass der Airydurchmesser für dieses System einen Wert von $d_{\text{Airy}} \approx 15 \mu\text{m}$ besitzt (Abb. 3.7d), sind die

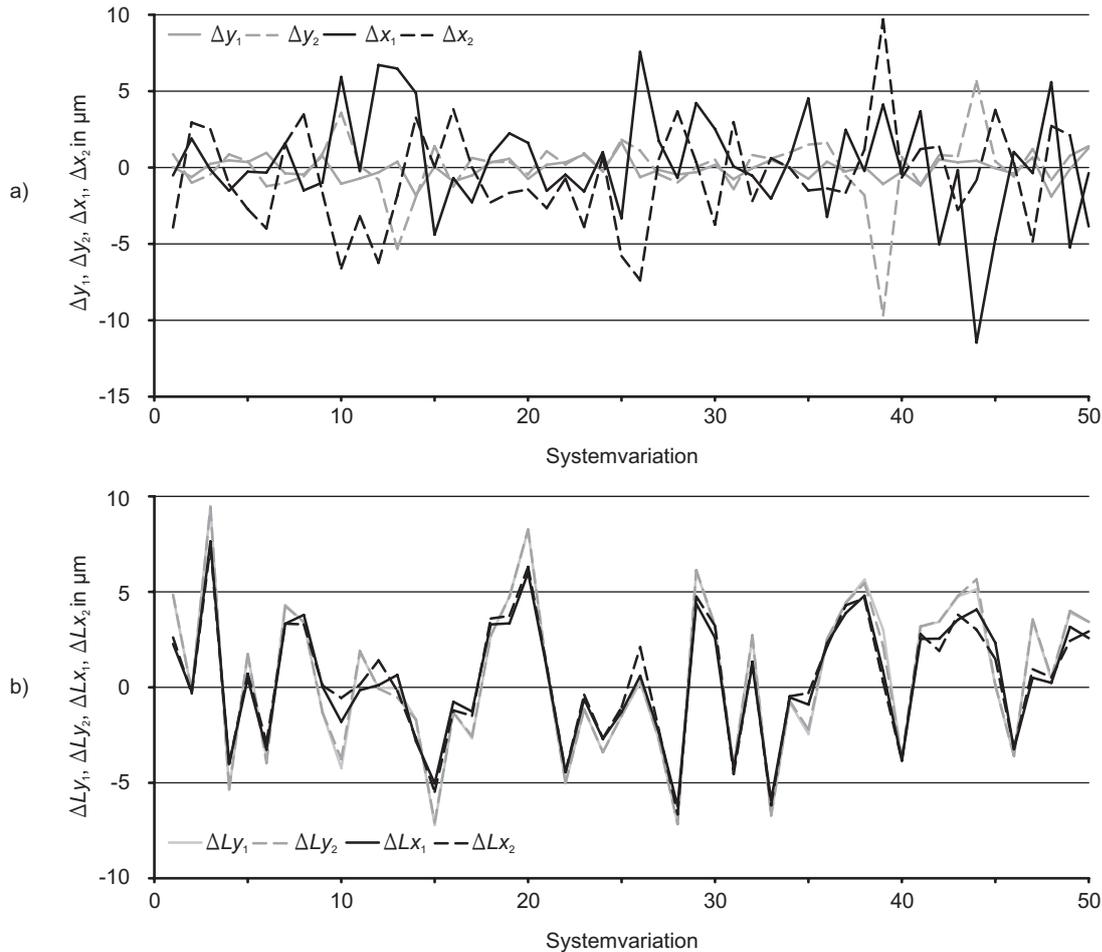


Abb. 3.22: System 3: Toleranzanalyse für ein Feld: a) Darstellung der Parameter Δx_1 , Δx_2 , Δy_1 und Δy_2 ; b) Darstellung der Parameter $\Delta L x_1$, $\Delta L x_2$, $\Delta L y_1$ und $\Delta L y_2$.

Abweichungen bezüglich des Feldes auch für diesen Systemansatz vernachlässigbar klein. Die obige Auswertung (Abb. 3.16a) der RMS-Radien für die Systeme zeigt weiter, dass der Durchmesser der Spotbilder für eine nicht zu vernachlässigende Anzahl an Systemvariationen größer als der Airydurchmesser ist.

Aufgrund der Tatsache, dass System 2 mehr für die Abbildung einer Linie geeignet ist, erfolgte die Auswertung für diese Anwendung anhand der Parameter Δx und Δy . Abbildung 3.23 zeigt, dass bis auf eine Ausnahme die Linie um maximal $|\Delta y| \leq 3 \mu\text{m}$ verdreht wird. Gleichzeitig ist die Streckung bzw. Stauchung (Δx) der Linie für alle Systemvariationen kleiner $5 \mu\text{m}$. Auch in diesem Fall kann aufgrund des größeren Airydurchmessers $d_{\text{Airy}} \approx 15 \mu\text{m}$ (Abb. 3.7b) der Einfluss auf die Linienabbildung auch hier vernachlässigt werden.

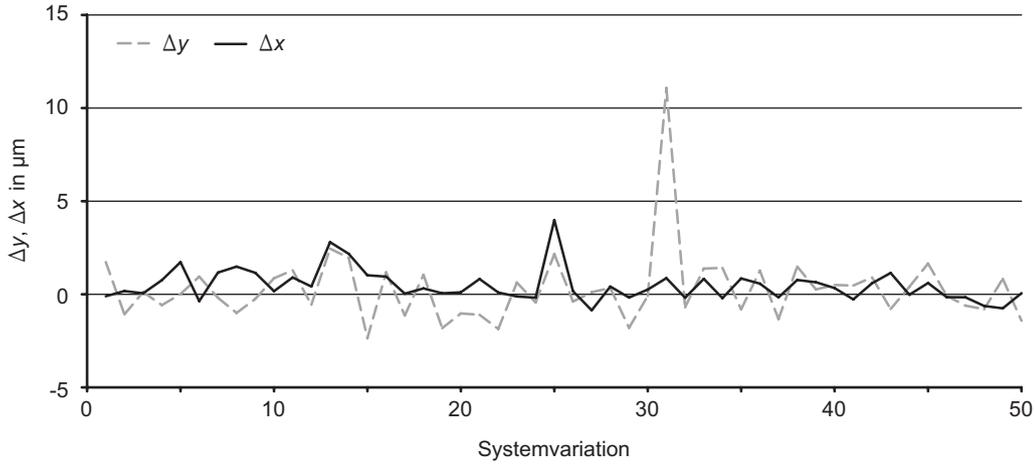


Abb. 3.23: System 2: Toleranzanalyse für eine Linie mit Darstellung der Parameter Δx und Δy

3.3.10 Toleranzanalyse – Zusammenfassung

Die Toleranzanalyse der drei Systeme zeigt, dass in Bezug auf die Güteparameter RMS-Radius r_{RMS} und Verschiebung des Zentralen Durchstoßpunktes ΔC das rein diffraktiv implementierte System als Benchmark angenommen werden muss. Im Vergleich zu einem prismengekoppelten System mit diffraktiven Linsen und einem prismengekoppelten System mit verspiegelten refraktiven und diffraktiven Linsen zeigt dies die geringeren Abweichungen. Für System 1 wird der RMS-Radius maximal $r_{\text{RMS},S1} = 31 \mu\text{m}$, für System 2 mehr als doppelt so groß ($r_{\text{RMS},S2} = 64 \mu\text{m}$) und für System 3 $r_{\text{RMS},S3} = 54 \mu\text{m}$. Der Vergleich der Kurvenverläufe (Abb. 3.16a) zeigt, dass vor allem System 3 in Bezug auf den RMS-Radius ein akzeptables Verhalten in Vergleich zu System 1 hat. In Bezug auf die Verschiebung des Durchstoßpunktes ist allerdings das System 2 dem System 3 überlegen und verhält sich annähernd wie System 1 (Abb. 3.16b und c).

Für die Betrachtung einer Parametervariation eines Feldes für System 1 und System 3 und einer Linie für System 2 zeigt sich wiederum, dass das rein diffraktive System 1 am unempfindlichsten für Toleranzeinflüsse ist und nahezu unverzeichnet ($\beta'_x = \beta'_y$) abbildet (Abb. 3.21). Im Vergleich dazu zeigt System 3 ein auffälligeres Verhalten, welches aber für eine Vielfalt von Anwendungen weiterhin tolerabel ist (Abb. 3.22). Aufgrund der geringen Stauchung bzw. Dehnung der Linienabbildung um weniger als $3 \mu\text{m}$ kann der Toleranzeinfluss auf die Linienabbildung in System 2 als akzeptabel angesehen werden (Abb. 3.23).

3.4 Fertigung und experimentelle Charakterisierung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei PIFSO-Systeme als Labormuster hergestellt und getestet. Das erste System ist ein prismengekoppeltes System (vgl. Kap. 3.2.1) und das Zweite ein Abbildungssystem mit einer rückverspiegelten sphärischen Linse und zwei diffraktiven Korrektur-elementen auf der Unterseite (vgl. Kap. 3.2.4). Neben dem Aufbau, der Fertigung und der Justage wird abschließend auf die experimentellen Ergebnisse bezüglich der optischen Leistungsfähigkeit eingegangen.

3.4.1 Algorithmus zur Beschreibung von Freiformflächen für die Erstellung von Lithographiemasken

Neben der Berechnung der Phasenstruktur des diffraktiven Elements während des optischen Designs ist das Maskenlayout ein weiterer Punkt in der Realisierung der Systeme. Die Erstellung der CAD-Datei für die Beschaffung der Lithographiemasken erfolgt im „Drawing Interchange Format“ **.dxf* Format. Dieses Format wird sowohl von einer Vielzahl von CAD-Programmen, z.B. AutoCAD™ von Autodesk, unterstützt als auch von vielen Maskenherstellern als Datenquelle akzeptiert.

Die Daten, die für die Herstellung der Lithographiemasken benötigt werden, können unterschiedlich dargestellt werden. Für diese Arbeit wurde die Darstellung als pixelierte und mit geschlossenen Polylinien beschriebene Strukturen untersucht. Als Beispiel wird im Folgenden die Darstellung einer zweistufigen Gitterstruktur in beiden Ansätzen diskutiert. Eine Erweiterung für mehrstufige Elemente ist nach diesem Prinzip auch möglich, da diese meist in mehreren binären Arbeitsschritten mittels der Maskenlithographie hergestellt werden (vgl. Kap. 2.2.3).

Die pixelierte Darstellung von DOEs ist die am häufigsten verwendete Methode zur Beschreibung von numerisch berechneten bzw. analytisch bestimmten DOEs. Am weitesten verbreitet ist die Kodierung als Kinoform. Für diese Darstellung wird das DOE im kartesischen Koordinatensystem in quadratische Pixel gleicher Größe unterteilt und auf feste Phasenwerte quantisiert ($\phi_{\text{quant}} = \frac{k}{N}\phi_{\text{DOE}}$ mit $k \in \{1 \dots N\}$ und $N = \text{Anzahl der Phasenstufen}$) (vgl. Abschnitt 2.2.2) (55). Die zweite Möglichkeit der Darstellung einer Phasenfunktion für die Herstellung einer Lithographiemaske ist die Beschreibung anhand geschlossener Polylinien. Diese Methode beschreibt Flächen gleicher Phase durch eine umrandende geschlossene Polylinie. Für komplexe DOEs ist dies eine weniger geeignete Methode, aber für die in dieser Arbeit verwendeten Phasenstrukturen von großem Vorteil. Der Grund sind die großen zusammenhängenden Flächen gleicher Phase und eine somit kleinere Datenmenge gegenüber der pixelierten Darstellung.

Zur Verdeutlichung werden in Abb. 3.24 die beiden Beschreibungsmodi gegenübergestellt. Ausgangspunkt ist ein Gitter mit dem Tastverhältnis von 1 : 1 (Abb. 3.24a). Die notwendige minimale Strukturgröße des Pixelrasters entspricht der halben Periode Λ des Gitters (Abb. 3.24b). Dem gegenüber steht die effizientere Darstellung durch eine geschlossene Polylinie mit jeweils vier

Stützstellen pro beschreibenden Rechteck (Abb. 3.24c). Beide Beschreibungen führen jedoch zum gleichen Strukturbild auf der Maske. In diesem Ansatz wird schon deutlich, dass bei konstanter Pixelgröße eine Darstellung von Gittern mit unterschiedlichem Tastverhältnis zu wesentlichen Schwierigkeiten führt. Für eine genaue Darstellung muss in diesem Fall die Pixelgröße dem größten gemeinsamen Teiler des Tastverhältnisses entsprechen. Für die Darstellung mit Polylinien ergeben sich keine erheblichen Änderungen, es müssen nur die Stützstellen angepasst werden. In beiden Fällen muss darauf geachtet werden, dass die minimale Strukturgröße nicht unterschritten wird.

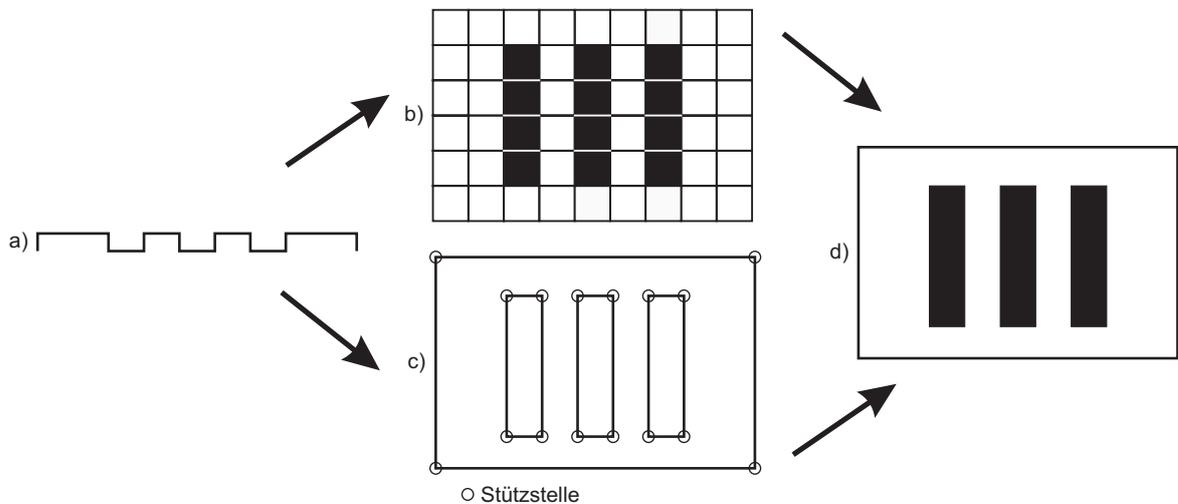


Abb. 3.24: Darstellung einer a) Gitterstruktur als b) pixelierte Struktur oder c) als Struktur beschrieben durch Polylinien sowie d) das resultierende Maskenbild.

3.4.2 Lösungen zur Beschreibung der Isohöhenlinien

Die Bestimmung des Verlaufs der Polylinien zur Isohöhenlinienbeschreibung kann auf unterschiedliche Weisen erfolgen. Zur Beschreibung der Polylinien des Phasenprofil wurden drei Varianten in Betracht gezogen. In der Mathematik liefert die analytische Lösung die exakte Lösung einer Funktion. Dieser Ansatz ist für Polynome höheren Grades unpraktikabel, so dass diese Methode nur für sehr einfache Strukturen wie Kreise oder Ellipsen verwendet wird. Dies wird z. B. für die Darstellung astigmatisch korrigierter Linsen in PIFSO-Systemen benötigt. Eine zweite Möglichkeit ist, die Phasenfunktion im Intervall (Größe des DOEs) nach einem festen Schema abzuscanen und so Punkte zu bestimmen, die auf den Isophasenlinien liegen. Diese müssen in einem weiteren Schritt richtig miteinander verbunden werden. Hier bereitet es Probleme, Kenntnis über die exakte Reihenfolge zu erlangen, in der die Stützstellen miteinander verbunden werden sollen.

Deshalb wird in dieser Arbeit mit dem Prinzip der Isohöhenlinienverfolgung, in der Literatur als

General-Purpose-Fracture-Process (GPF) vorgeschlagen (55), gearbeitet.

3.4.3 Beschreibung des Programms zur Linienfindung

Die hier beschriebenen Phasenprofile werden mit dem Programm ZEMAX™ berechnet und die Phasenfunktion $\phi_{\text{DOE}}(x, y)$ als Polynom durch die Funktion

$$\phi_{\text{DOE}}(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sum_m \sum_n a_{mn} x^m y^n \quad (50)$$

beschrieben. Während des Optimierungsprozess werden die Koeffizienten a_{mn} berechnet. Daraus können neben kreisrunden ($a_{20} = a_{02}$ und $a_{\text{sonst}} = 0$) und elliptischen Strukturen ($a_{20} \neq a_{02}$ und $a_{\text{sonst}} = 0$) auch beliebige Oberflächenstrukturen entstehen, denen allen gemein ist, dass am Koordinatenursprung der Funktionswert Null ist ($\phi_{\text{DOE}}(0,0) = 0$). Die Beschreibung der Linsen erfolgt entweder in einem kreisrunden Definitionsbereich mit Radius r oder in einem rechteckigen mit den Seitenlängen a und b . Zu Beginn der Isophasenlinienverfolgung wird dabei immer von einem rechteckigen Definitionsbereich mit den Eckpunkten A, B, C und D ausgegangen. Im Falle eines runden Elements werden die Seitenlängen $a = b = 2r$ gesetzt:

$$\phi(x, y)_{\text{Rechteck}} = \begin{cases} \phi(x, y) & -\frac{a}{2} \leq x \leq \frac{a}{2} \text{ und } -\frac{b}{2} \leq y \leq \frac{b}{2} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (51)$$

$$\phi(x, y)_{\text{Kreis}} = \begin{cases} \phi(x, y) & x^2 + y^2 \leq r^2 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (52)$$

In diesen Grenzen können die Isophasenlinien entweder geschlossen im Intervall (vgl. Abb. 3.25a) verlaufen oder die Definitionsgrenzen schneiden (vgl. z. B. Abb. 3.25b und c).

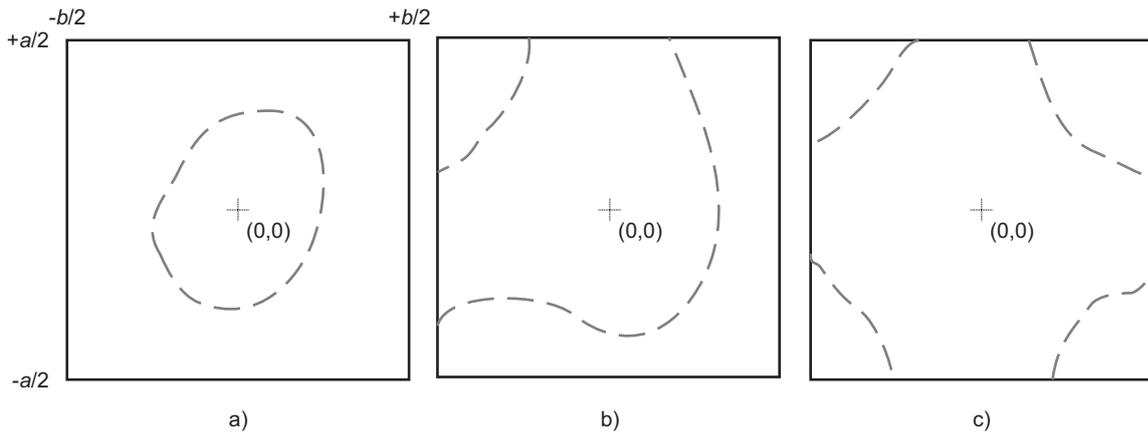


Abb. 3.25: Auswahl von drei möglichen Linienverläufen für eine Polylinie im Definitionsbereich $-\frac{a}{2} \leq x \leq \frac{a}{2}$ und $-\frac{b}{2} \leq y \leq \frac{b}{2}$: a) geschlossene Isophasenlinie, b) Isophasenlinie schneidet viermal die Intervallgrenze und besteht aus zwei Teillinien sowie c) Isophasenlinie schneidet achtmal die Intervallgrenze und besteht somit aus vier Teillinien.

Mit einem entsprechend erstellten MATLAB™ Programm können die einzelnen Liniensegmente der Höhenlinien bestimmt und anschließend als Polylinien im dxf-Format ausgegeben werden. Der Ablaufplan für die Bearbeitung eines Freiformflächen-DOEs ist in Abb. 3.27 aufgeführt.

Ist ein Startpunkt auf der Intervallgrenze oder im Intervall mit Hilfe eines Newton-Algorithmus gefunden, kann die Isophasenlinie weiter bestimmt werden. Dazu wird ein Prädiktor-Korrektor-Verfahren verwendet. Ausgehend von dem Startpunkt $(x, y) = (x_{\text{Start}}, y_{\text{Start}})$ wird in einem Prädiktorschritt eine genäherte Stützstelle $(x, y) = (x'_1, y'_1)$ für die benachbarte nächste Stützstelle der Isophasenlinie bestimmt (vgl. Abb. 3.26a). Dies geschieht durch einen tangentialen Prädiktorschritt der Länge Δl_{praed} vom Startpunkt aus. Ausgehend von der genäherten Stützstelle wird wiederum der Newton-Algorithmus angewendet, um die Stützstelle $(x, y) = (x_1, y_1)$ unter Vorgabe von Abbruchkriterien zu berechnen. Die neue Stützstelle wird kontrolliert, ob Sie noch im Intervall liegt bzw. ob die geschlossene Isophasenlinie im Intervall zum zweiten Male durchlaufen wird, d. h. der ursprüngliche Startpunkt berechnet wurde. Ist das Abbruchkriterium nicht erfüllt, wird mit einem neuen Prädiktor-Korrektorschritt fortgefahren. Wird eine Abbruchbedingung erfüllt, werden die ermittelten Stützpunkte der Isophasenlinie für den Fall eines runden Elements auf die Stützstellen im Intervall nach Gleichung (52) reduziert. Gegebenenfalls werden die Anfangs- und Endstützstellen der Isophasenlinie per linearer Näherung auf die Intervallgrenzen gelegt.

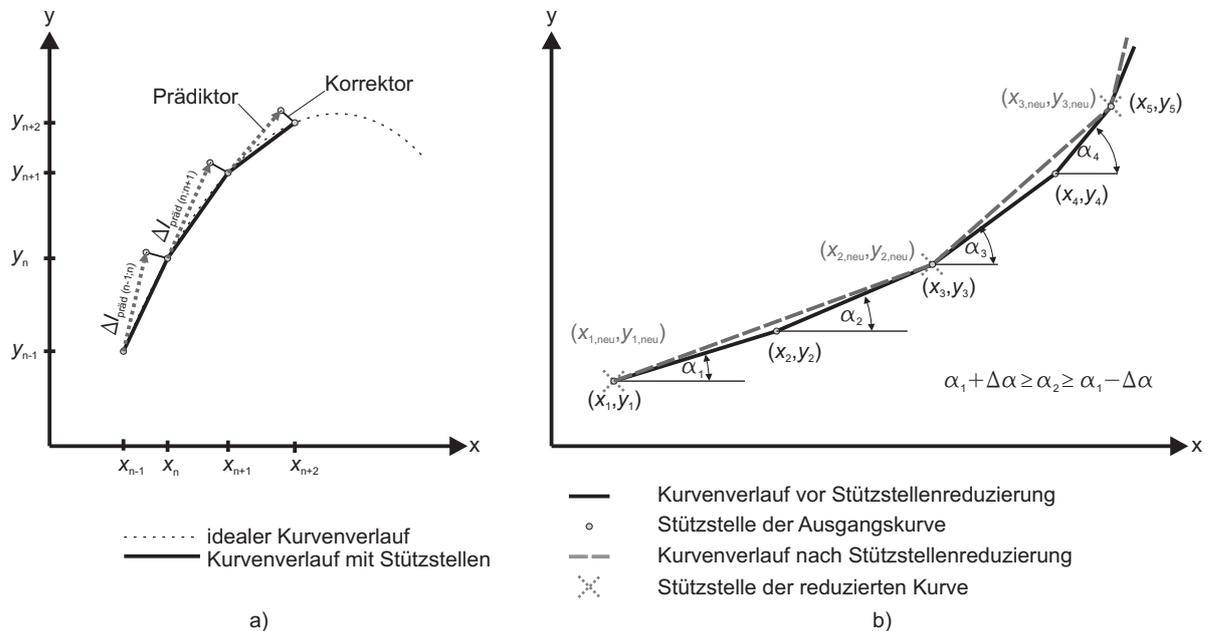


Abb. 3.26: a) Prinzip der Linienfindung per Prädiktor-Korrektor-Schritt und b) Prinzip der Minimierung der Anzahl der Stützstellen.

Bedingt durch die kleinen Schrittweiten, teilweise im Nanometerbereich, kann durch einen nachgeschalteten Algorithmus die Anzahl der Stützstellen verringert werden. Ausgehend vom Start-

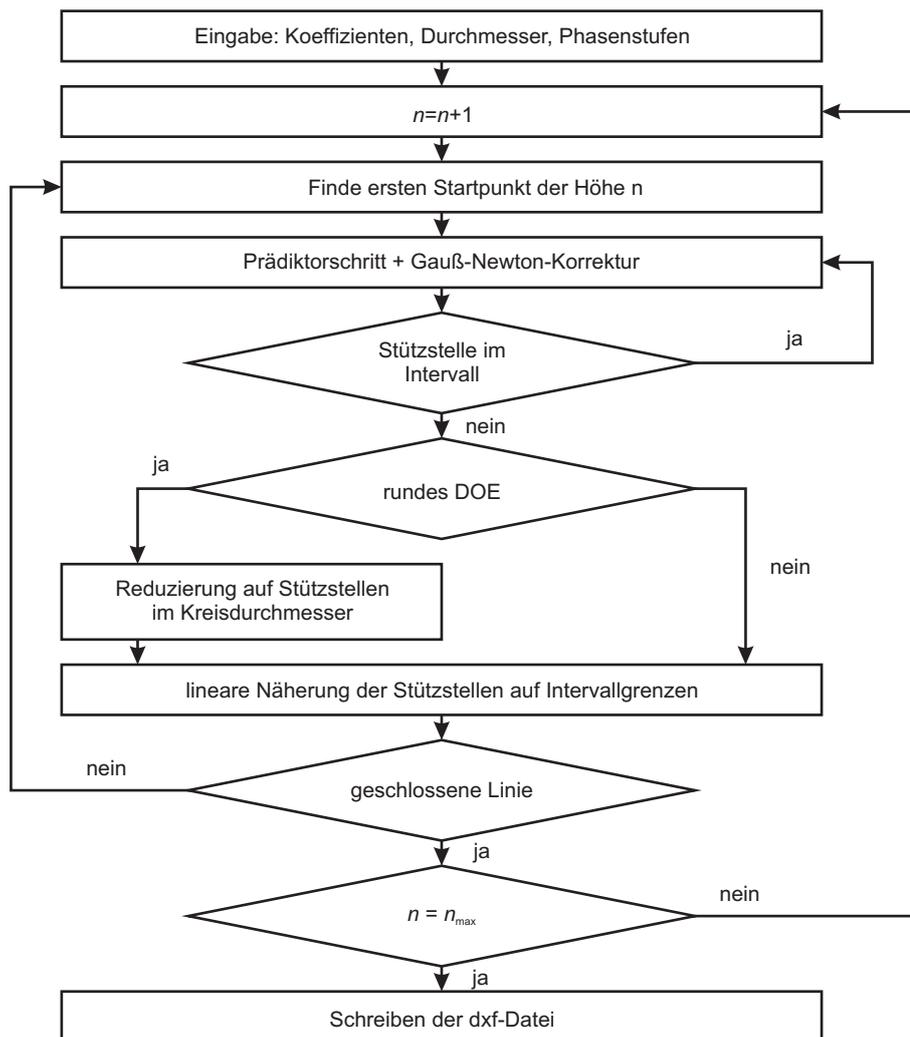


Abb. 3.27: Programmablaufplan zur Erzeugung der Datensätze für Freiform-DOEs.

punkt $(x, y) = (x_{\text{Start}}, y_{\text{Start}})$ der Linie wird mittels der Steigung m_1 relativ zum Koordinatensystem $\alpha_1 = \arctan(m_1)$ der Winkel der Verbindungslinie zur nächsten Stützstelle $(x, y) = (x_1, y_1)$ bestimmt. Dieser Steigungswinkel α_1 wird mit dem Winkel α_2 des folgenden Segments zwischen den Stützstellen $(x, y) = (x_1, y_1)$ und $(x, y) = (x_2, y_2)$ verglichen. Liegt die Abweichung des Steigungswinkels in einem frei wählbaren Toleranzbereich $\Delta\alpha$, wird der Steigungswinkel α_3 zwischen den Punkten $(x, y) = (x_2, y_2)$ und $(x, y) = (x_3, y_3)$ usw. bestimmt. Ist der Winkel $m_k \geq m_1 + \Delta m$ wird die Stützstelle $(x, y) = (x_{k-1}, y_{k-1})$, an der die Bedingung $\alpha_{k-1} < \alpha_1 + \Delta\alpha$ zuletzt erfüllt war, als neue zweite Stützstelle $(x, y) = (x_{2,\text{neu}}, y_{2,\text{neu}})$ der Linie gespeichert. Als neuer Referenzwert α_1 wird der Winkel zwischen der neuen zweiten Stützstelle $(x, y) = (x_{2,\text{neu}}, y_{2,\text{neu}})$ und der folgenden Stützstelle $(x, y) = (x_k, y_k)$ berechnet (siehe Abb. 3.26b). Das Verfahren wird entsprechend fortgeführt. Die letzte Stützstelle eines Isophasenliniensgments ist immer der Endpunkt auf der Intervallgrenze. Diese ausgewählten Stützstellen werden in einer Datei abgelegt, um damit im folgenden Prozess die dxf-Datei zu erzeugen.

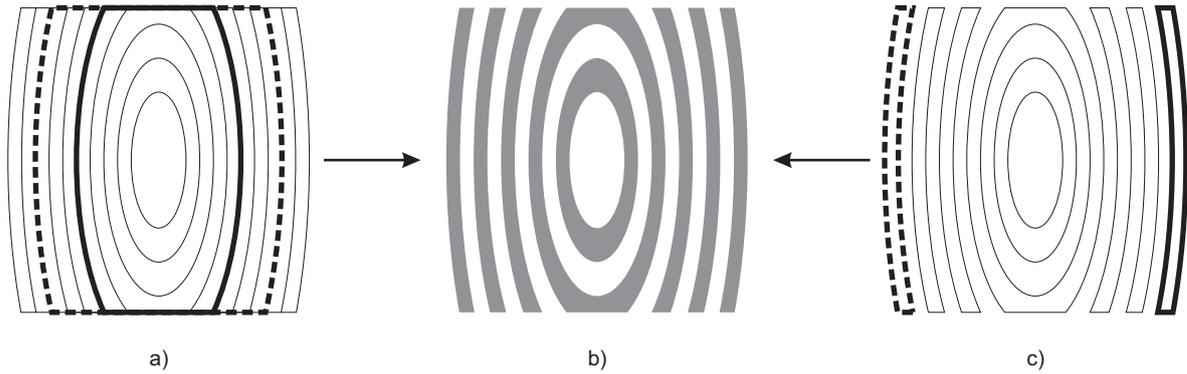


Abb. 3.28: Schlussmöglichkeiten der Polylinien zur Beschreibung der Struktur: a) Schluss der Höhenlinien über den Rand für eine Isohöhenlinie, b) resultierende Struktur und c) Schluss der Polylinie über die nächst höhere Isophasenlinie.

Für geschlossene Kreislinien im Intervall wird im nächsten Schritt die Phasenhöhe entsprechend der Anzahl der Phasenstufen erhöht und der Algorithmus startet von neuem. Für den Fall, dass die Isophasenlinie die Intervallgrenzen schneidet, werden vorhandene weitere Teillinien bestimmt und diese jeweils in einer Datei abgelegt. Dabei wird kontrolliert, ob ein Isophasenlinienelement mehrmals gespeichert wird. Dies wird für alle Isophasenteillinien im Intervall durchgeführt.

Sind die Isophasenlinien in den Dateien anhand der Stützstellen definiert, werden diese genutzt, die *.dxf-Datei zu erzeugen. Für die Beschreibung der Polylinien in der dxf-Datei wird auf die Definition nach (56) zurückgegriffen. Die Beschreibung der Polylinien muss, wie oben erwähnt, immer als geschlossene Linie erfolgen. Ist eine Polylinie im Intervall geschlossen, ist sie eindeutig beschrieben. Schneidet die Funktion allerdings den Rand, können zwei Varianten in Betracht gezogen werden. Die erste Variante schließt die Linie über den Rand zur gewünschten Schnittstelle der Isophasenlinie mit den Intervallgrenzen (Abb. 3.28a) oder die Linien werden in Verbindung mit der nächstfolgenden Isophasenlinie geschlossen (Abb. 3.28c). Im ersten Fall kann es bei starken Phasenelementen mit einem großen Phasenhub zu einer Überlagerung von sehr vielen Polylinien kommen, was auf die Maskenfertigung allerdings keinen Einfluss hat. Übersichtlicher ist die zweite vorgestellte Methode, die im Programm auch umgesetzt wurde. Die hervorgehobene gestrichelte und durchgezogene Linie machen den unterschiedlichen Verlauf einer Polylinie deutlich. Beide Beschreibungen ergeben die in Abb. 3.28b als Skizze dargestellte Struktur nach der Fertigung.

3.4.4 PIFSO-System mit Prismenkopplung

Die Herstellung der Systeme erfolgte per reaktivem Ionenätzen gegen eine Aluminiummaskierung. Diese wurde in einem vorhergehenden Schritt erzeugt, indem der komplette Wafer mit Aluminium besputtert und ein Lacklithographieschritt durchgeführt wurde. Die Aluminiumschicht mit der Photolackschicht wurde durch Aluminiumätzen strukturiert und anschließend der restliche

Photolack durch Strippen entfernt. Nach der Strukturierung des Quarzglassubstrats wurde das Aluminium von dem Wafer entfernt und der komplette Prozess wiederholt, um die diffraktiven Linsen als vierstufige Elemente zu erzeugen. Entgegen dem Stand der Technik (42) wurden die diffraktiven Linsen und der Planspiegel zwischen den beiden diffraktiven Linsen mit einer 100 – 150 nm dicken Aluminiumschicht, wiederum durch Aluminiumätzen und strukturierten Photolack, verspiegelt.

Für senkrechten Einfall der verwendeten Strahlung der Wellenlänge $\lambda = 632,8$ nm ergibt sich ein Reflexionsgrad von $\rho = 0,92$ für jede Spiegelfläche. Die Anlagekanten für die refraktiven Prismen wurden mit einer Dicklackschicht erzeugt. Diese Lackschicht wurde durch einen Lithographieschritt strukturiert für den dieselben Justiermarken auf dem Wafer genutzt wurden wie die für die Herstellung der diffraktiven Linsen und Spiegelflächen. Der fertig strukturierte Wafer ist in Abb. 3.29a dargestellt. Auf dem Wafer wurden gleichzeitig zwei Systeme gefertigt, jeweils eines mit der minimalen Strukturgröße $s_{\min} = 1$ μm und eines mit $s_{\min} = 2$ μm . Die beiden Systeme können an den diffraktiven Linsen unterschieden werden. Die Linsen mit den $s_{\min} = 2$ μm Strukturen sind nur bis ca. der Hälfte als vierstufige Elemente ausgeführt. Den Anforderungen an die Möglichkeiten der Fertigung entsprechend erfolgte die Herstellung auf einem 3"- Quarzglaswafer der Dicke $d = 1$ mm. Zum Aufbau des fertigen Systems wurde ein weiterer 1 mm dicker Wafer mit einer Aluminiumspiegelschicht versehen und das Gesamtsystem aus den beiden 1 mm dicken und zwei weiteren 5 mm dicken Wafern zusammengesetzt. Das fertige zusammengesetzte System ist in Abbildung 3.29b dargestellt. Hier wurden die Prismen anhand der Anlagekanten aus Dicklack schon auf dem System justiert. Diese Kanten sind sowohl in x- als auch in y-Richtung auf dem Wafer aufgebracht. Zur Minimierung von Überbestimmtheit sind Sie nicht durchgängig gestaltet, sondern auf einer Breite von 5 mm – dies entspricht der Breite der verwendeten Prismen– sind nur zwei 1 mm breite Stege vorhanden. Die Prismen konnten gut an den entsprechenden Kanten ausgerichtet werden. Hier wurde vor allem auf die exakte Lage entlang der

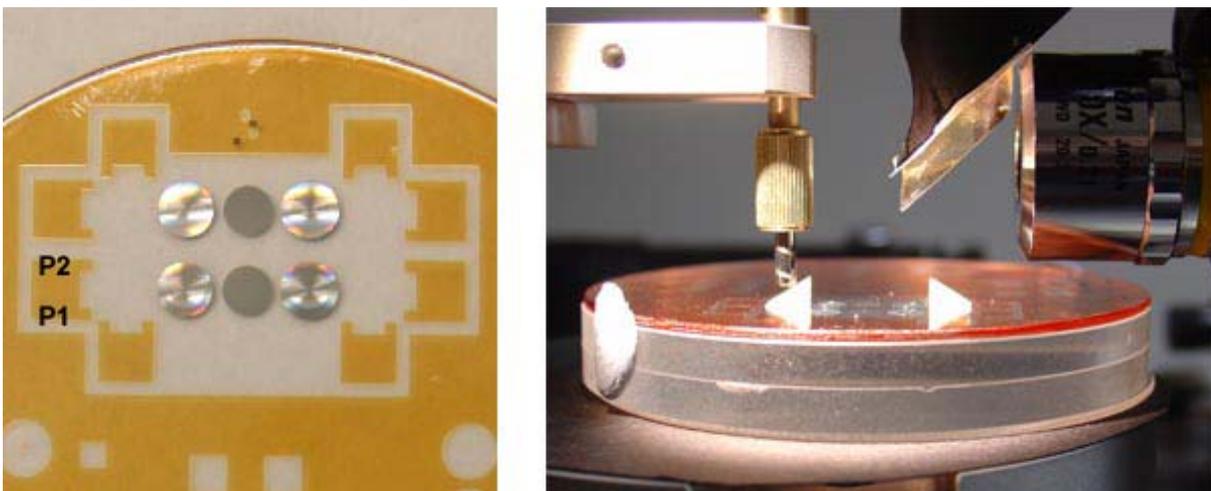


Abb. 3.29: a) Prozessierter Quarzglaswafer mit gelber Lackschicht und markierten Anlagepunkten P₁ und P₂; b) gestapeltes System bestehend aus zwei 1 mm und zwei 5 mm dicken Wafern.

Systemachse (y -Achse, siehe Kap. 3.3.3) geachtet. Die Prismen konnten problemlos per Hand an die Anlagekanten herangefahren werden. Sobald sie an die Lackkante angestoßen sind, haben sie sich merklich aufgestellt. Die Justierung wurde anschließend mit einer Kamera kontrolliert (vgl. Abb. 3.30).

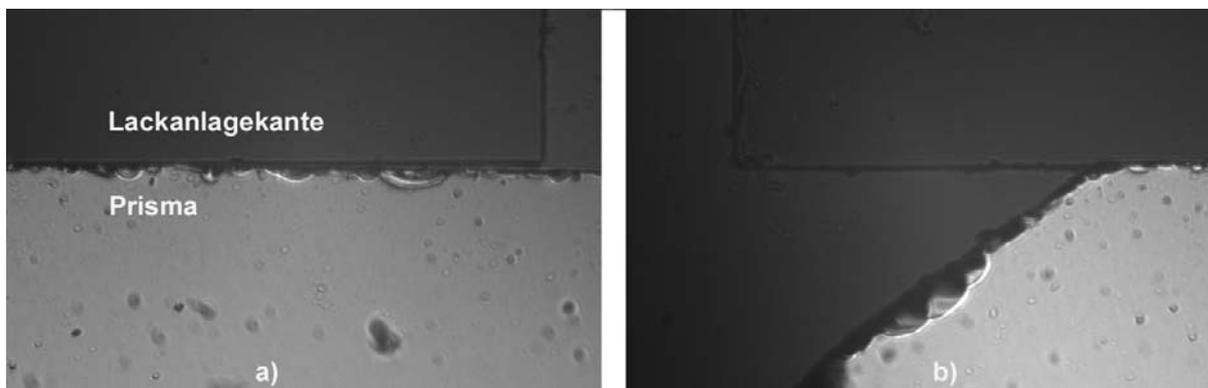


Abb. 3.30: a) Prisma an der Lackanlagekanten P1 und b) P2 angelegt. Deutlich erkennbar ist die Eckphase des Prismas.

Für die experimentelle Bewertung der Systeme wurde ein Laser der Wellenlänge $\lambda = 632,8$ nm verwendet. Die Laserstrahlung wurde unter Verwendung eines Mikroskopobjektivs in eine monomode Faser eingekoppelt. Die Spitze der Monomodefaser diente in den Versuchen als Punktlichtquelle, die mit Lineartischen beliebig über dem System bewegt werden konnte. Die Faserspitze wurde in der Objektebene über dem System justiert. Die austretende Strahlung wurde durch das Prisma in das System eingekoppelt. Somit wurde die Stirnfläche der Faser in die GBE des Systems abgebildet. Zur Beurteilung der Spotqualität wurde das Punktbild mit einem Mikroskopobjektiv auf den Chip einer CCD Kamera abgebildet. Durch die Verschiebung der Faser konnte das Objektfeld abgescannt werden. Zur Auswertung wurde dazu parallel die Kamera mit dem Mikroskopobjektiv so bewegt, dass der Spot immer in die Mitte des Chips abgebildet wird. Somit lassen sich weitere Abbildungsfehler durch das Mikroskopobjektiv minimieren, da es mit annähernd dem gleichen Strahlengang verwendet wird und somit auch größere Felder unter gleichen Bedingungen getestet werden konnten. Aufgrund der Größe des CCD-Chips ($1/3''$) ist das beobachtete Objektfeld in Verbindung mit dem $10\times$ Objektiv ca. $512 \times 326 \mu\text{m}^2$ groß. Die Größe eines einzelnen Pixels ergibt sich aus der Auflösung der Kamera (752×480 Pixel) und der Objektfeldgröße, bestimmt anhand einer bekannten Gitterstruktur. Daraus errechnet sich die Pixelgröße zu $0,68 \times 0,68 \mu\text{m}^2$.

Für die Auswertung wurden die einzelnen Spotbilder in Abb. 3.31 in einem Bild zusammengefasst. Diese sind in Originalgröße die Spotbilder der einzelnen Kameraaufnahmen. Der Abstand wurde wegen besseren Übersicht verkleinert. Der Abstand im Experiment beträgt $250 \mu\text{m}$. Somit ergibt sich ein Testfeld von 2 mm Breite. Die aufgenommenen Spotbilder sind die Ergebnisse der durch die Faserspitze erzeugten Objektpunkte an der Stelle $(x, y) = (-1 \text{ mm} \dots 1 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$.

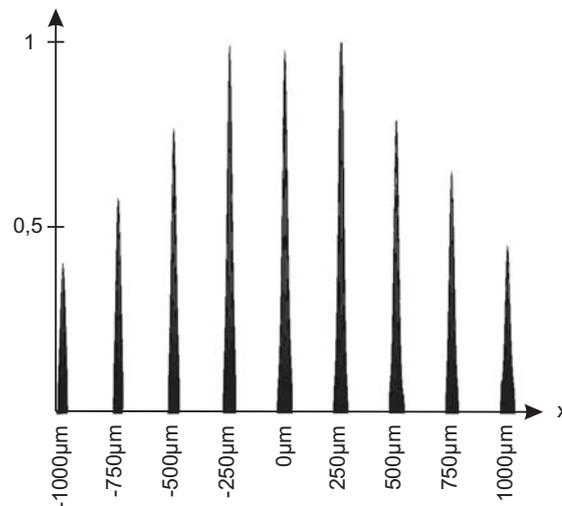


Abb. 3.31: Zusammenfassung der Spotbilder mit dem Programm MATLAB™. Die Breite der einzelnen Spotbilder ist nicht maßstäblich zur angetragenen x-Achse.

Durch die Nachführung des Objektivs und der Kamera wurde sichergestellt, dass die Spots immer in die Mitte des CCD-Chips abgebildet wurden. Alle Aufnahmen wurden mit der selben Belichtungszeit ($ET = 0,551$ Sek.) gemacht. Deutlich ist in Abb. 3.31 der Randabfall der Intensität zu betragsmäßig größer werdenden x-Koordinaten der Spots zu erkennen. Der Grund hierfür ist die Numerische Apertur (NA) der Faser. Diese ist mit $NA_{\text{Faser}} = 0,11$ viel größer als die gewählte Numerische Apertur des entworfenen Systems $NA_{\text{Design}} = 0,05$. Somit werden die Spots in der Mitte des Feldes (Spot bei $-250 \mu\text{m}$, $0 \mu\text{m}$ und $250 \mu\text{m}$) mit annähernd der gleichen Apertur abgebildet, da sie die diffraktiven Linsen zentral ausleuchten, wogegen bei den Spots zu den Rändern hin immer mehr Strahlungsanteile die Linsen nicht mehr treffen. Deshalb werden diese Anteile nicht mehr in die Detektorebene abgebildet, sondern verlassen das System, da die planen Flächen neben den Linsen nicht mehr verspiegelt sind. Dieser Zusammenhang konnte mit dem Raytracingprogramm ASAP™ simuliert und bestätigt werden. Die Abbildungen 3.32a und b zeigen die Strahlengänge für ein System mit einer $NA_{\text{Design}} = 0,05$ Quelle für den Koordinatenursprung $(x, y) = (0 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$ und $(x, y) = (1 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$. Die Strahlengänge werden durch die optischen Elemente nicht beschnitten. Dagegen zeigen Abb. 3.32c und d dasselbe System mit einer NA der verwendeten Faser $NA = 0,11$. Deutlich erkennbar ist, dass für den Objektpunkt im Ursprung das Strahlenbündel nicht beschnitten wird. Dagegen ist ein Verlust für den Objektpunkt $(x, y) = (1 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$ klar ersichtlich. Die Ergebnisse der Strahlendurchrechnung sagen einen theoretischen Abfall der Intensität des Bildpunktes von 100% für den Objektpunkt $(x, y) = (0 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$ auf 38% für den Objektpunkt $(x, y) = (1 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$ voraus. Die Auswertung des Diagramms in Abb. 3.31 ergibt einen Abfall auf 41% bzw. 46% für die Koordinaten $(x, y) = (-1 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$ und $(x, y) = (1 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$.

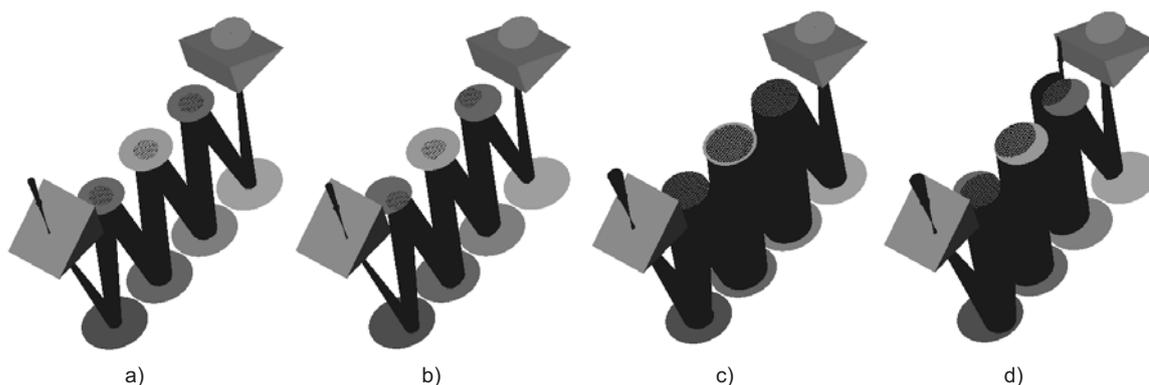


Abb. 3.32: Raytracingergebnis für ein prismengekoppeltes System mit einer Quelle $NA = 0,05$ für a) den Objektpunkt $(x, y) = (0 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$ und b) den Objektpunkt $(x, y) = (1 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$; Raytracingergebnis für ein prismengekoppeltes System mit einer Quelle $NA = 0,11$ für c) den Objektpunkt $(x, y) = (0 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$ und d) den Objektpunkt $(x, y) = (1 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$.

In Abb. 3.33 ist der Spot des Objektpunktes $(x, y) = (0 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$ abgebildet. In beiden Richtungen ist das Gaußprofil sehr gut erhalten geblieben. Die Spotgröße (Abfall auf $1/e^2$) beträgt in beiden Schnitten ca. $10 \mu\text{m}$. Somit konnten die guten optischen Eigenschaften einer Linienabbildung des PIFSO-Systems mit Prismenkopplung demonstriert werden.

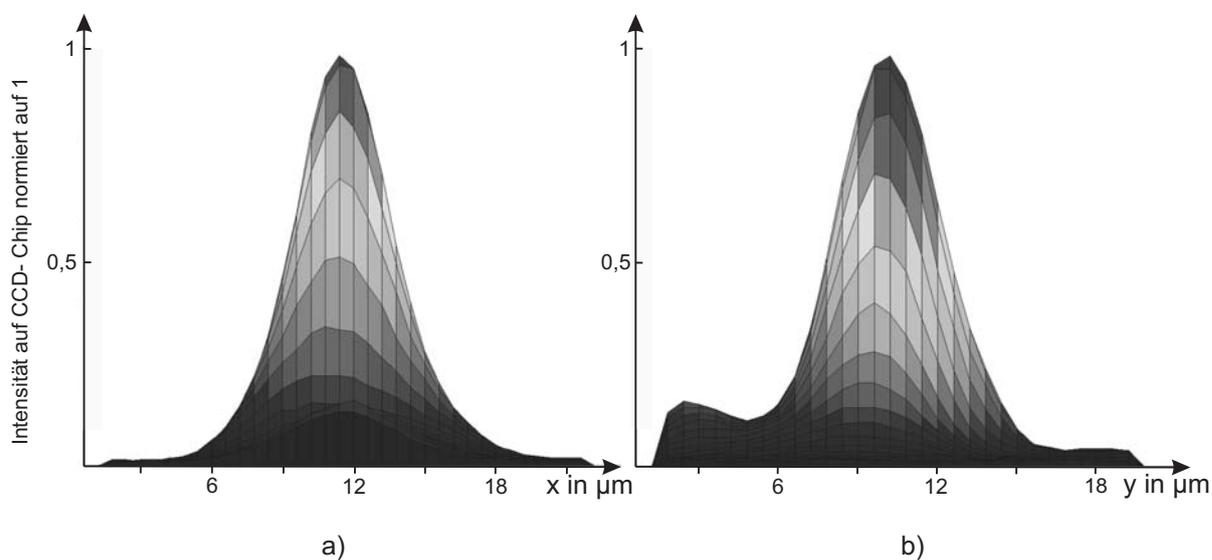


Abb. 3.33: a) x-z-Schnitt und b) y-z-Schnitt des zentralen Spots $(x, y) = (0 \text{ mm}, 0 \text{ mm})$ ausgewertet mit MATLAB™.

3.4.5 PIFSO-System mit rückverspiegelter sphärischer Linse und diffraktiven Korrektur-elementen

Neben der Prismenkopplung soll als weitere Teilfunktion die Korrektur des Astigmatismus einer sphärischen Linse anhand der Abbildung mit einer rückverspiegelten sphärischen Linse und zwei diffraktiven Freiformkorrektur-elementen demonstriert werden. In diesem Abschnitt werden das optische Design eines solchen Systems und die Ergebnisse des Laborversuchs diskutiert.

Das Layout des Demonstrators ist in Abbildung 3.34a dargestellt. Die von der Objektebene ausgehende optische Strahlung wird durch ein Phasengitter in das 21,5 mm dicke Substrat eingekoppelt. Die optische Strahlung durchläuft im Zickzack das Substrat und wird dabei von einer rückverspiegelten sphärischen Linse in die Bildebene abgebildet. Die Spiegel auf der Unterseite sind in diesem System ebene Spiegel. Bevor die Strahlung die Bildebene erreicht, verlässt sie das Substrat durch ein Phasengitter senkrecht zur Substratoberfläche. Der Spiegel auf der Oberseite des Systems wird durch eine mit Aluminium verspiegelte Linse mit dem Radius $r = 51,68$ mm hergestellt. Aufgrund des Wunsches, auf „off-the-shelf“-Elemente zurückgreifen zu können, wurde auf eine Linse aus dem *Edmund Optics* Programm zurückgegriffen. Die Bildebene dieses Systems liegt $z_0 = 5,15$ mm über der Substratoberfläche. Abbildung 3.34b zeigt die Spotbilder für den Achspunkt in einer Throughfocusansicht, d. h. die Spotbilder in den Ebenen bei $z = z_0$, $z = z_0 \pm 200$ μm und $z = z_0 \pm 400$ μm . Dieser deutliche Astigmatismus ist durch die sphärische Form des Spiegels und das schräge Auftreffen der Strahlung zu erklären. In diesem Systemdesign ist der Durchmesser der geringsten Konfusion $d_{\text{Spot}} = 48$ μm für $\text{NA} = 0,05$ der Quelle.

Durch Verwendung der diffraktiven Korrektur-elemente DOE_{K1} und DOE_{K2} anstelle der planen Spiegel kann das System korrigiert werden. Dadurch wird der Spotdurchmesser erheblich reduziert. Die Bildebene liegt symmetrisch zur Objektebene $z = 550$ μm über der Substratoberfläche. Abbildung 3.34c zeigt den Strahlenverlauf im diffraktiv korrigierten System. In Abb. 3.34d sind die Spotbilder der Objektpunkte eines 1×1 mm^2 großen Objektfeldes dargestellt. Das optische Design wurde in diesem Demonstratorsystem so ausgeführt, dass die Abbildung auf eine minimale Spotgröße für das gesamte Objektfeld optimiert wurde (siehe Abb. 3.34d). Der RMS-Spotradius ist in diesem System für alle Feldpunkte kleiner als $r_{\text{RMS}} = 2,7$ μm und somit beugungsbegrenzt. Zur Veranschaulichung ist in Abb. 3.34d der Airydurchmesser eingezeichnet. Dieser Systemdesignansatz hat zur Folge, dass der Abbildungsmaßstab $\beta' = -1$ nicht mehr eingehalten wird und sich die diffraktiven Korrektur-elemente von einem sogenannten astigmatischen Profil unterscheiden. Die Gründe für diese in Kauf genommenen Abweichungen sind, dass zum einen für mögliche Anwendungen in einem optischen Pinzettensystem vor allem eine gute Abbildungsqualität in Bezug auf den Spotdurchmesser von Interesse ist und zum anderen durch ein mit beliebigen Phasenprofilen korrigiertes System das selbstgeschriebene Maskenlayoutprogramm (vgl. Abschnitt 3.4.1) auf seine Funktionstüchtigkeit getestet werden kann.

Das Polynom zur Beschreibung des Phasenprofils wurde bis zum dritten Grad freigegeben, so dass es sich mit Formel (50) bis zum Term a_{mn} mit $m + n = 3$ beschreiben lässt. Die Parameter

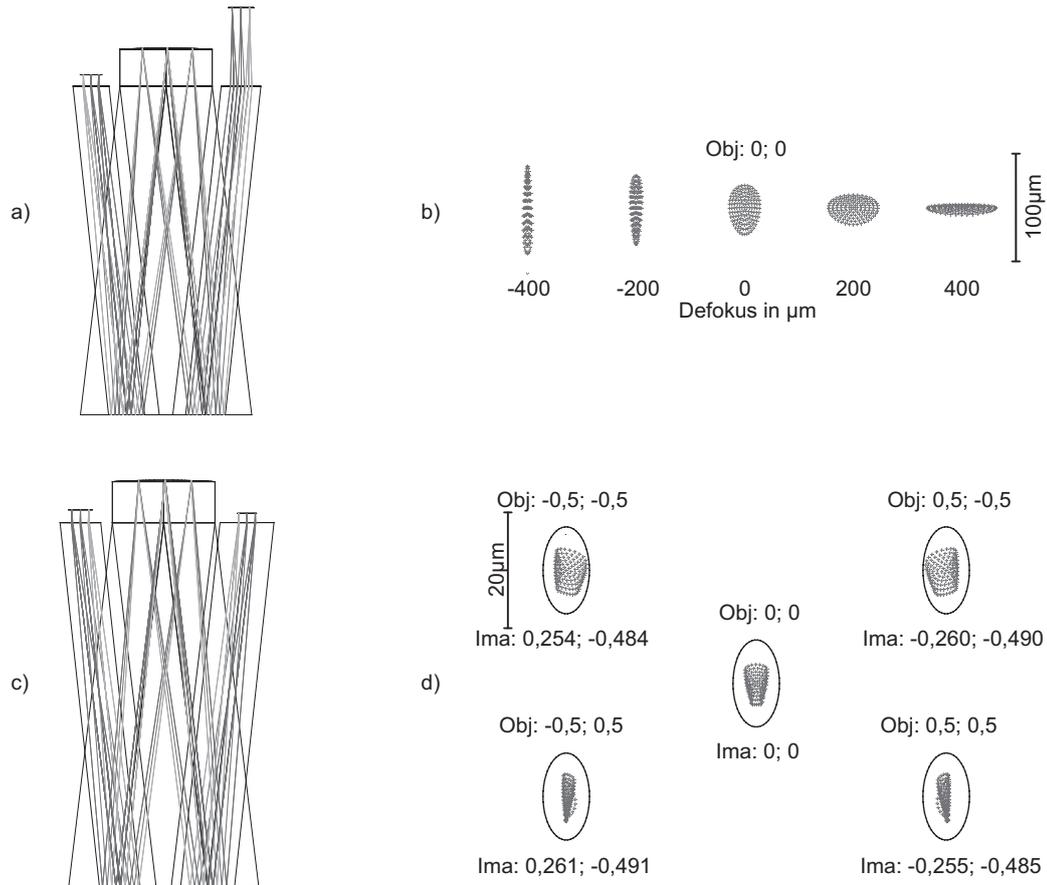


Abb. 3.34: a) Strahlengang für ein nicht diffraktiv korrigiertes PIFSO-System, b) das dazugehörige Spotdiagramm für den Achspunkt in einer Throughfocusansicht, c) Strahlengang für das System aus a) mit diffraktiven Korrekturerelementen auf der Unterseite des Systems und d) die Spotbilder für ein $1 \times 1 \text{ mm}^2$ großes Feld.

Tab. 3.3: Koeffizienten der Korrekturerelemente DOE_{K1} und DOE_{K2} .

Element	x	y	x^2	xy	y^2	x^3	x^2y	xy^2	y^3
DOE_{K1}	0	0	226,60	6,74	-29,87	-0,04	-3,65	-0,07	-1,75
DOE_{K2}	0	0	-181,46	-3,42	-41,22	0	0,47	-0,03	1,56

der beiden diffraktiven Elemente sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst. Die sich daraus ergebenden Oberflächenprofile können dem Programm ZEMAXTM entnommen werden und entsprechen denen in Abb. 3.35a und b in einer Isohöhenliniendarstellung und in Abb. 3.35c und d als Mikroskopansicht der gefertigten Chrommaske.

Aus fertigungstechnischen Gründen wurde das System aus sechs aufeinander gestapelten Wafern aufgebaut. Die Fertigung der Korrektur-DOEs erfolgte per Lithographie mittels einer Chrommaske (Abb. 3.35c und d) als zweistufige Elemente per RIE in einem 1 mm dicken Quarzglassubstrat. Diese wurden anschließend mit Aluminium verspiegelt. Die Koppelgitter auf der Oberseite des Substrates wurden als Lackstruktur auf einen 0,5 mm dicken Quarzglaswafer ausgeführt. Wie

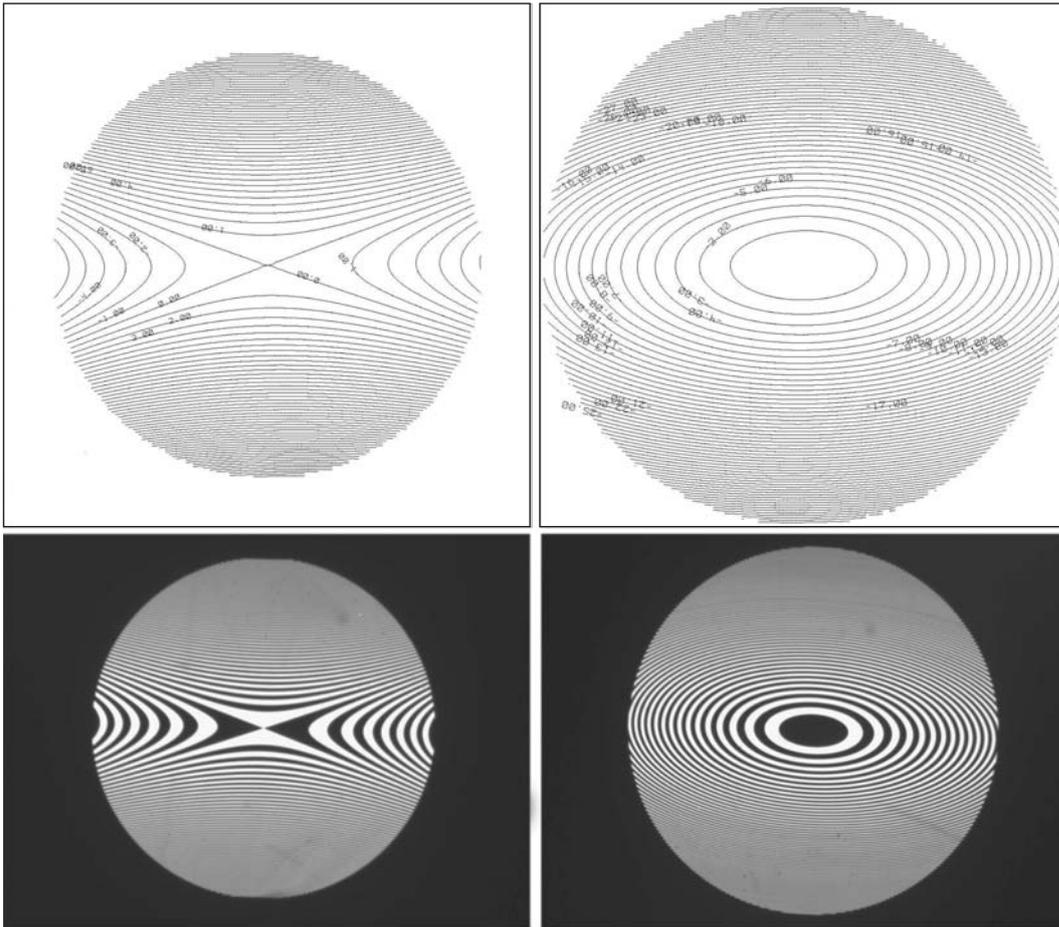


Abb. 3.35: a) und b) Höhenlinienprofil der beiden diffraktiven Korrektur Elemente (DOE_{K1} und DOE_{K2}) dargestellt mit dem Programm ZEMAXTM; c) und d) gefertigte Lithographiemaske, die unter Verwendung des in Abschnitt 3.4.1 beschriebenen Algorithmus ausgelegt wurde.

oben beschreiben, wurde eine handelsübliche sphärische Linse aus BK7 mit Aluminium verspiegelt und auf der Oberseite des Systems angebracht. Zwischen den Wafern für die Ober- und Unterseite des Systems wurden vier Wafer der Dicke 5 mm eingebracht, so dass sich eine Gesamtdicke von 21,5 mm ergab.

Als erstes wurde das System ohne die korrigierenden diffraktiven Elemente aufgebaut und die Abbildungsleistung verifiziert. Die experimentelle Umgebung entsprach der in den Versuchen für die Auswertung des prismengekoppelten Systems. Als Punktlichtquelle wurde wiederum eine Monomodefaser verwendet, in die Strahlung eines He-Ne-Lasers der Wellenlänge $\lambda = 632,8$ nm eingekoppelt wurde. Wie im Versuch zur Prismenkopplung hat die Faser eine größere NA ($\text{NA} = 0,11$) als das entworfene System ($\text{NA} = 0,05$). Ein Nikon 10x Mikroskopobjektiv mit langem Arbeitsabstand wurde verwendet, um die Spots in der Bildebene des Systems auf den Chip einer CCD-Kamera abzubilden und somit auswerten zu können. Alle Spots wurden mit der Integrationszeit $ET = 341$ ms der CCD-Kamera aufgenommen. Somit konnten die einzelnen Spotbilder einfach verglichen werden.

In Abb. 3.36a sind die ZEMAX™ Raytracingergebnisse für den unkorrigierten astigmatischen Spot dargestellt. In Abb. 3.36b sind dagegen die im Labor aufgenommenen Foki in einer Through-focusansicht dargestellt. Deutlich ist beim Durchfahren der Bildebene bei $z = z_0$ von $z = z_0 - \Delta z$ nach $z = z_0 + \Delta z$ (mit $\Delta z = 400 \mu\text{m}$) die astigmatische Form des Spotbildes des sphärischen Spiegel erkennbar. Der Durchmesser der geringsten Konfusion in der Bildebene bei $z = z_0$ ist $d_{\text{Spot}} \approx 75 \mu\text{m}$. Zum Vergleich liefert das Raytracing für $\text{NA} = 0,11$ einen geometrischen Spotdurchmesser von $d_{\text{Spot}} = 66 \mu\text{m}$. Auch in der Ebene $z = z_0 - 400 \mu\text{m}$ ist eine gute Korrelation zwischen Simulation und Experiment zu erkennen. Die Ausdehnung des Spots in der Simulation ist $124 \mu\text{m}$, für den experimentell bestimmten Spot ist genau dieses Maß in das Kamerabild eingeblendet.

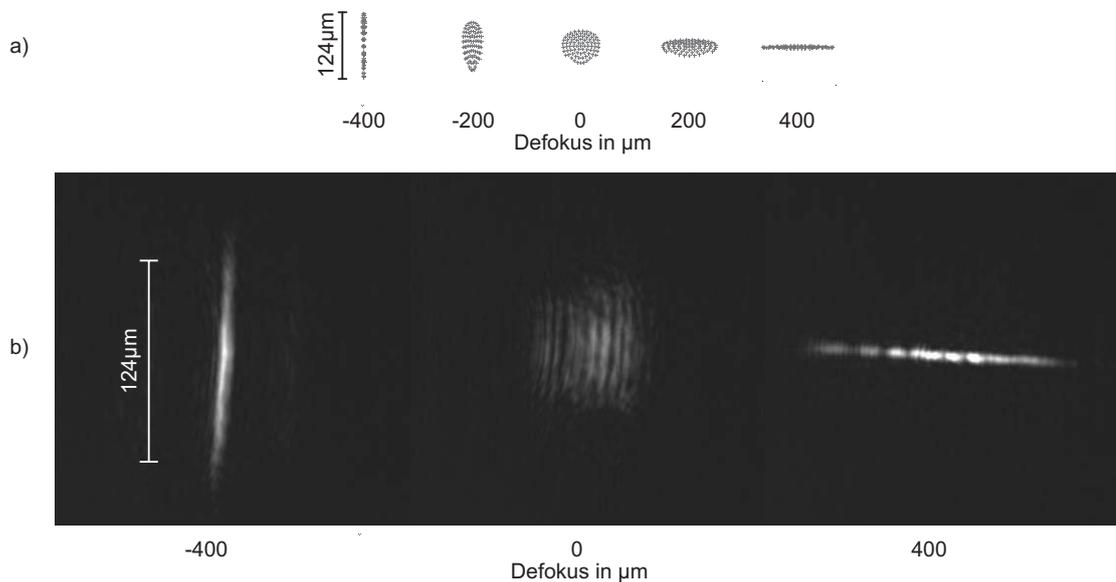


Abb. 3.36: Ergebnisse für ein nicht korrigiertes System: a) Raytracingergebnisse für die drei Ebenen an den Stellen $z = z_0 - \Delta z$, $z = z_0$ und $z = z_0 + \Delta z$ mit einer Quelle der $\text{NA} = 0,11$; b) experimentelle Ergebnisse für diese Systemkonfiguration.

Ziel des Experiments ist zu zeigen, dass durch die Korrektur-DOEs auf der Unterseite des Systems die Steigerung der Abbildungsleistung möglich ist. Die Abb. 3.37a zeigt die Spotbilder in einem $775 \times 620 \mu\text{m}$ großen Feld zusammengefasst. Die Spotbilder wurden nach dem Verfahren des Objektpunktes –im Experiment die Faserspitze– einzeln aufgenommen und in einem Bild zusammengefasst. Für die Feldpunkte wurde die Kamera samt Mikroskopobjektiv nicht nachfokussiert. Wie schon in den Experimenten ohne Korrekturlemente beträgt die Integrationszeit der CCD-Kamera $ET = 341 \text{ ms}$. Zum besseren Vergleich der Ergebnisse wurde in das Bild noch zusätzlich der kleinste Spot ohne Korrekturlemente kopiert. Deutlich erkennbar ist die gesteigerte Abbildungsqualität des Systems –auch im Feld– im Vergleich zum Spot des unkorrigierten Systems. Die Größe des korrigierten Spots in der Mitte des Feldes (Abfall auf $1/e^2$) ist $d_{\text{Spot}} \approx 13 \mu\text{m}$ in beiden Achsen. Das Profil ist in Abb. 3.37b dargestellt und entspricht einem Gaußprofil. Im

Vergleich dazu ist das Ergebnis in der ZEMAX™-Simulation für die geometrischen Durchmesser der Spots $d_{\text{Spot, geom.}} \approx 20 \mu\text{m}$ und für den RMS-Durchmesser der Spots $d_{\text{Spot, RMS}} \approx 9 \mu\text{m}$. Die Ergebnisse gelten für eine Quelle mit der Numerischen Apertur $NA = 0,11$. Die intensitätsschwächeren Spots, welche die helleren Spots jeweils links und rechts davon flankieren, sind eine Folge der zweistufigen Gitter. Bedingt durch die Nähe der Bildebene zum Auskoppelgitter wurden diese mit der Kamera mit aufgenommen. Der Abstand zwischen diesen Bildpunkten ist in den Kamerabildern $a_{\text{Spots, Exp.}} = 91 \mu\text{m}$. Die Simulation dieses Zusammenhangs in ZEMAX™ gibt einen Abstand von $a_{\text{Spots, ZEMAX}} = 88 \mu\text{m}$ der zentralen Durchstoßpunkte an. Werden die Koppelgitter mit mehreren Phasenstufen ausgeführt, so wird deren Intensität stark vermindert bzw. sie treten bei prismengekoppelten Systemen nicht mehr auf.

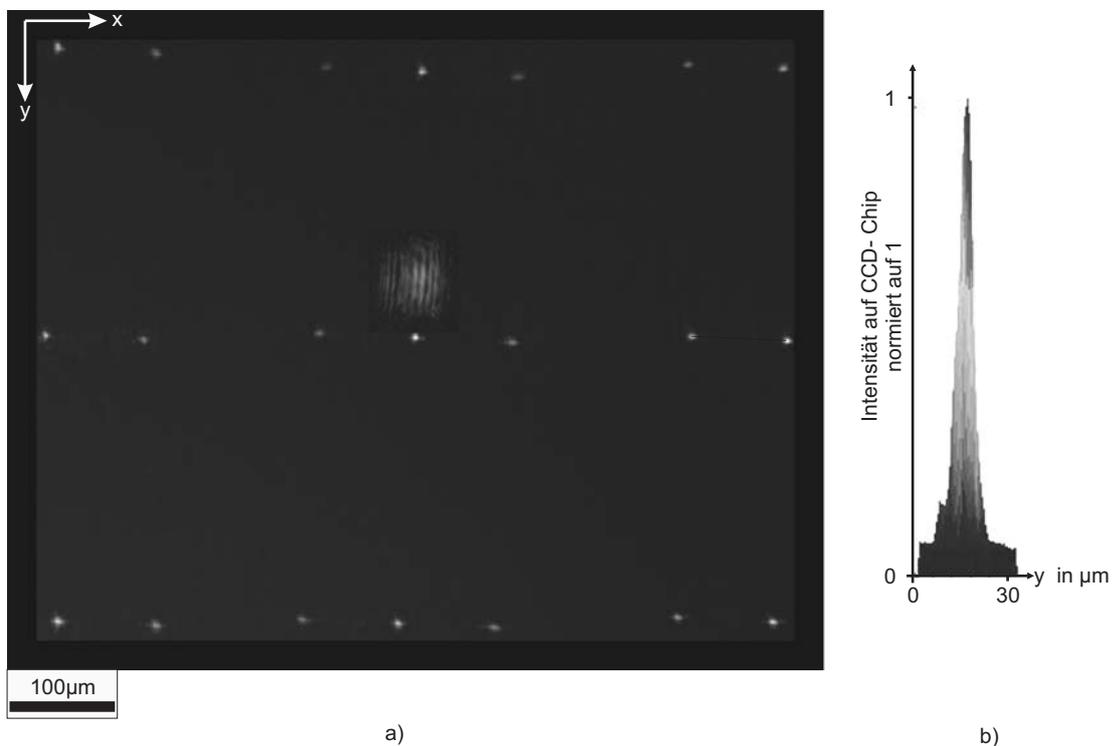


Abb. 3.37: a) Ergebnis der verbesserten Abbildungsleistung des PIFSO-Systems durch Korrektur-DOEs. Die einzelnen Spotbilder wurden nach Verfahren des Objekts (Faserspitze) nacheinander aufgenommen und in einem Bild zusammengesetzt. Zum Vergleich ist der Spot der minimalen Konfusion ohne Korrektur-elemente (vgl. Abb. 3.36b) in die Aufnahme kopiert; b) Profil des Spots in der Mitte des Feldes.

3.5 Zusammenfassung - Hybride planar integrierte freiraumoptische Systeme

In diesem Kapitel wurden hybride konventionelle/diffraktive PIFSO-Systeme behandelt. Zu Beginn wurde paraxial auf die Eigenschaften der hybriden Systeme eingegangen, bevor die Ergebnisse der strahlenoptischen Simulation mit ZEMAX™ diskutiert und verglichen wurden. Insgesamt wurden die Raytracingergebnisse von vier Systemvarianten vorgestellt. Diese beinhalten zum Teil refraktive Prismen zur Kopplung in das System, aber auch rückverspiegelte sphärische Linsen und diffraktive Korrekturalemente. Die Berechnungen zeigen, dass drei der vier Systeme für ein definiertes Objektfeld von $2 \times 2 \text{ mm}^2$ beugungsbegrenzt bzw. nahezu beugungsbegrenzt optimiert wurden und mit dem Abbildungsmaßstab $\beta \approx 1$ abbilden können. Drei dieser Systeme wurden zusätzlich mit einer Toleranzanalyse untersucht. Es zeigt sich, dass im Vergleich zu einem rein diffraktiv implementierten System die Lage- und Formtoleranzen für die hybriden Systemansätze nicht vernachlässigt werden dürfen. Wenn in den Systemvergleich die Abbildungsqualität, das Toleranzverhalten und die Gesamteffizienz mit in Betracht gezogen werden zeigt sich, dass die hybriden Systeme je nach Anwendungsgebiet eine attraktive Alternative zur rein diffraktiven Implementation sind. Neben den theoretischen Betrachtungen wurde anhand zweier Systeme die praktische Umsetzung und die optische Leistungsfähigkeit demonstriert. Hierzu wurden ein prismengekoppeltes System und ein System mit einer rückverspiegelten sphärischen Linse und diffraktiven Korrekturalementen präsentiert. Für die Fertigung der diffraktiven Korrekturalemente war es nötig, ein eigenes Programm zu erstellen. Dieses wandelt die berechneten Phasenelemente zur Korrektur in CAD-Daten zur Maskendatenerzeugung um. Somit konnte die komplette Prozesskette über das Design mit Tolerierung, der Fertigung und der experimentellen Charakterisierung erfolgreich demonstriert werden.

4 Stimmbare planar integrierte freiraumoptische Systeme

Die in dieser Arbeit vorgestellten PIFSO-Systeme kombinieren die Vorteile der Freiraumoptik und der präzisen Herstellung unter Verwendung der Mikrotechnologie. Bis jetzt wurden zahlreiche Systeme vorgestellt, die nur eine statische optische Funktionalität aufweisen. In diesem Abschnitt wird ein statisches PIFSO-System in Kombination mit einer modalen Flüssigkristall (LC, liquid crystal)-Linse bzw. einem LC-Prisma eingeführt. Das Ergebnis ist ein dynamisches PIFSO-System. Diese können zur Abtastung, Strahlteilung, aktiven Justierung von Systemen, die Abbildungsfehler z. B. aufgrund von Substrattoleranzen aufweisen, oder in Zukunft für integrierte dreidimensionale steuerbare optische Pinzetten genutzt werden.

Die verwendeten Flüssigkristalllinsen ermöglichen eine Durchstimmung der optischen Systeme ohne mechanische Verschiebungen, wie z. B. bei Zoomoptiken, oder Änderungen des Oberflächenprofils der Linse zur Variation der Brennweite, wie es im menschlichen Auge geschieht. Bei der Durchstimmung modalen LC-Elemente wird die Doppelbrechung der Flüssigkristalle ausgenutzt. Je nach Lage der Moleküle und Polarisation der elektromagnetischen Welle erfährt diese die lange oder kurze Achse des Moleküls. Diese Achsen unterscheiden sich durch eine Brechzahl-differenz. Durch das Anlegen eines elektrischen Feldes an eine Flüssigkristallzelle richten sich die Kristalle nach dem Feld aus. Aufgrund dieser Lageänderung ändert sich die Brechzahl lokal.

Die für diese Arbeit wichtigen Grundlagen der Flüssigkristalltechnologie und die der modalen analogen Flüssigkristallelemente werden in den Abschnitten 4.1 bis 4.2 behandelt. Daran schließen sich Designüberlegungen in Abschnitt 4.3 und die Beschreibung der durchgeführten Experimente in Abschnitt 4.4 an. Eine kurze Zusammenfassung schließt das Kapitel (Abschnitt 4.5).

4.1 Grundlagen der Flüssigkristalltechnologie

Die Entdeckung der Flüssigkristalle im Jahr 1888 wird dem Botaniker Friedrich Reinitzer zugeschrieben, der sich mit der Funktion von Cholesterin in Pflanzen befasste. Er beobachtete während der Durchführung von Schmelzversuchen mit einer dem Cholesterin verwandten organischen Substanz, dass diese zwei Schmelzpunkte besitzt. Bei einer Temperatur von $T_S = 145,5^\circ \text{C}$ schmolz die Substanz zu einer milchigen Flüssigkeit und bei einem weiteren Erhitzen auf $T_C = 178,5^\circ \text{C}$ schlug diese in eine klare Flüssigkeit um (57). Genau diese Phase zwischen dem Schmelzpunkt T_S und der Temperatur T_C , bei der die Substanz aufklart, wird als Flüssigkristallphase bezeichnet.

Die Abbildung 4.1 zeigt ein Diagramm der unterschiedlichen Mesophasen stabförmiger Moleküle, sogenannter kalamitischer Flüssigkristalle. Es gibt auch scheiben- und lattenförmige Moleküle, die vor allem für die Displaytechnologie von Bedeutung sind. Unterhalb der Schmelztemperatur sind sie feste, kristalline und anisotrope Stoffe. Überschreiten Sie die Temperatur T_S treten sie in die Smectic C Phase ein. Diese Phase ist zweidimensionaler Ordnung, wobei der Direktor \vec{n}

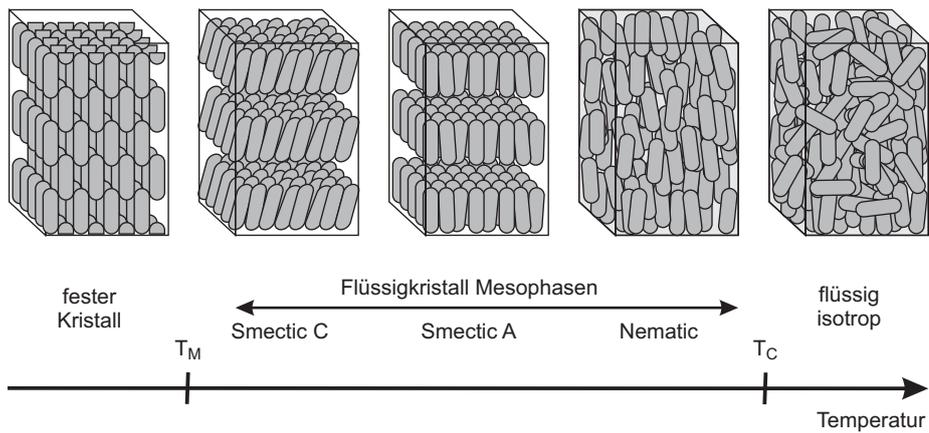


Abb. 4.1: Mesophasen des Flüssigkristalls als Funktion der Temperatur (58).

der Moleküle, er entspricht der Achse der langen Ausdehnung (außerordentliche Achse, vgl. Abb. 4.2), mit zufälliger Abweichung um einen Winkel zur Orientierung der Ebene ausgerichtet ist. Wird der Flüssigkristall weiter erwärmt, richten sich die Moleküle unter Beibehaltung der zweidimensionalen Ordnung mit beliebiger Abweichung senkrecht zur Orientierung der Ebene aus. Diese Phase wird als Smectic A bezeichnet. Bei steigender Temperatur geht der Flüssigkristall in die nematische Phase über, die zweidimensionale Ordnung löst sich auf und das Material ist nur noch eindimensional geordnet. Wie in der festen Phase sind alle Flüssigkristall-Mesophasen anisotrop (58). Daneben gibt es noch weitere Phasen, die in dieser Arbeit nicht weiter behandelt werden.

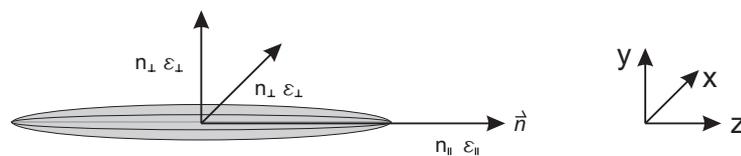


Abb. 4.2: Kalmatisches Flüssigkristallmolekül mit Direktor \vec{n} in Richtung der außerordentlichen Achse.

Für das Verständnis der modalen Linsen ist es notwendig, die Eigenschaften von Flüssigkristallen in Bezug auf deren Interaktion mit Licht und das Verhalten in einem elektrischen Feld zu behandeln. Anhand uniaxialer nematischer Flüssigkristalle, einer einfachen Art von Flüssigkristallen mit denen die modalen LC-Elemente dieser Arbeit hergestellt werden, sollen diese Eigenschaften erklärt werden. Dies erfolgt in (59) mit der Nutzung und dem Verweis für weiterreichende Informationen auf die Literaturstellen (57; 58; 60–62).

4.1.1 Verhalten von Flüssigkristallmolekülen im elektrischen Feld

Befinden sich Flüssigkristallmoleküle in einem elektrischen Feld, richten Sie sich aufgrund der Anisotropie entlang der Feldlinien aus. Mit dem Begriff Anisotropie ist die Eigenschaft der Richtungsabhängigkeit gemeint also, dass physikalische Eigenschaften sich je nach Koordinatenachse unterscheiden. Es wird zwischen uni- und biaxialer Anisotropie unterschieden, die eine Variation entlang einer Achse, d. h. zwei Achsen verhalten sich gleich, bzw. aller drei Achsen beschreibt. Im Fall der uniaxialen Anisotropie spricht man bei der physikalisch abweichenden Achse von der außerordentlichen Achse und bei den beiden sich gleich verhaltenden Achsen von den ordentlichen Achsen. Die behandelten Flüssigkristalle sind in Bezug auf die Suszeptibilität anisotrop. Durch die Suszeptibilität χ wird die Fähigkeit zur Polarisation \vec{P} in einem elektrischen Feld beschreiben (60).

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E} \quad (53)$$

Die Polarisation \vec{P} ist die Ladungsverschiebung und ϵ_0 die dielektrische Konstante. Die Anisotropie der Suszeptibilität kann nur durch eine Matrix beschrieben werden. Für den Fall, dass die Molekül- und Koordinatenachse zusammenfallen, kann die anisotrope Polarisation dargestellt werden durch

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \epsilon_0 \left(\bar{\chi} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{3} \Delta\chi \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \end{pmatrix} \right) \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (54)$$

mit der mittleren Suszeptibilität $\bar{\chi}$ des Materials und der Differenz

$$\Delta\chi = \chi_{\parallel} - \chi_{\perp} \quad (55)$$

der Suszeptibilitäten der ordentlichen χ_{\perp} und außerordentlichen Achse χ_{\parallel} , die den Grad der Anisotropie definiert. Nicht nur die einzelnen Moleküle haben anisotrope Eigenschaften, sondern auch ein Volumenelement eines Flüssigkristalls. Grund hierfür ist, dass im elektrischen Feld die meisten Kristalle in der nahezu gleichen Richtung ausgerichtet sind (vgl. Abb. 4.1) und sich wie eine kristalline Struktur verhalten. Flüssigkristalle haben keine permanenten Dipole. Werden sie einem elektrischen Feld ausgesetzt, erfolgt eine elektrische Ladungsverschiebung und es entstehen induzierte Dipole (60).

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (56)$$

In Verbindung mit Gl. (53) wird Gl. (56) zu:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} (1 + \chi) \quad (57)$$

Auf Basis einer Energiebetrachtung kann die Ausrichtung der Moleküle nach dem elektrischen Feld beschrieben werden. Die Zelle eines Flüssigkristalls kann als Kapazität angesehen werden, deren Energie pro Volumeneinheit berechnet wird mit:

$$U_e = \frac{1}{2} \vec{D} \cdot \vec{E} \quad (58)$$

Eine Änderung der Polarisation \vec{P} des dielektrischen Materials der Kapazität hat eine Änderung der Energie pro Volumeneinheit zur Folge:

$$dU_e = -\frac{1}{2} \vec{E} \cdot d\vec{P} \quad (59)$$

Die beweglichen Moleküle versuchen ein energetisches Minimum zu erreichen. Aus Gl. (59) kann abgeleitet werden, dass dieses Minimum erreicht wird, wenn die Polarisation ein Maximum erreicht. Dies ist der Fall, wenn sich das Molekül mit der Achse der höchsten Suszeptibilität entlang der Feldlinien ausrichtet (59).

Im Zusammenhang mit der Ausrichtung der Moleküle nach dem elektrischen Feld ist es wichtig, den Fréedericks-Effekt einzuführen und an einem Beispiel zu erläutern. Ausgangslage ist eine dünne nematische LC-Zelle wie sie in Abb. 4.3a abgebildet ist und an der kein elektrisches Feld anliegt. Durch Vorbehandlung der Oberflächen der Zelle (vgl. Abschnitt 4.2) richten sich die Moleküle parallel zur Oberfläche aus. Wird ein Feld angelegt, dessen Feldlinien senkrecht zur Oberfläche stehen, beginnen sich alle Moleküle entlang des Feldes auszurichten und sie stehen senkrecht zur Oberfläche (Abb. 4.3b). Dies entspricht für eine dünne Zelle jedoch nicht der Realität. Bedingt durch die Vorbehandlung können sich die Moleküle an den Oberflächen nicht frei drehen. Nur den Molekülen in der Mitte der Zelle ist dies annähernd möglich. Dies wird als Fréedericks-Effekt bezeichnet. Eine so deformierte Zelle ist in Abb. 4.3c dargestellt. Das Interessante an diesem Effekt ist, dass für eine kleine Verdrehung der Moleküle erst eine bestimmte elektrische Feldstärke überschritten werden muss. Nach deren Überschreitung drehen sich die Moleküle mit ansteigender Feldstärke kontinuierlich weiter.

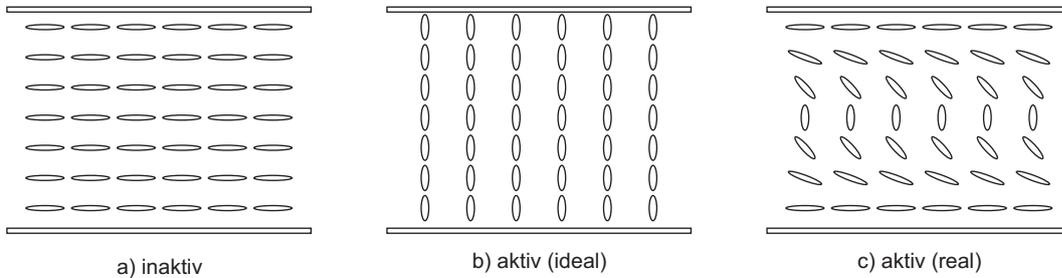


Abb. 4.3: a) Eine dünne LC-Zelle mit zur Oberfläche ausgerichteten Molekülen, an die kein Feld angelegt ist, b) ideale Verdrehung der Moleküle nach Anlegen eines Feldes und c) reale Ausrichtung der Moleküle in der Zelle aufgrund des Fréedericks-Effekts.

Für den Fall der oben beschriebenen parallelen Ausrichtung der Moleküle kann die Ansprechschwelle E_t nach Gl. (60) berechnet werden.

$$E_t = \frac{\pi}{d_{LC}} \sqrt{\frac{K_F}{\epsilon_0 \Delta\chi}} \quad (60)$$

Der Faktor d_{LC} steht für die Dicke der LC-Zelle und die Konstante K_F für die Federkonstante, wenn die Bindungen zwischen den Molekülen als Federn angesehen werden. Auffällig ist die indirekte Proportionalität der Dicke d_{LC} zur Ansprechschwelle. Dies kann anhand Abb. 4.3c erklärt

werden. Die Moleküle in der Mitte der Zelle drehen sich entsprechend dem Feld und bilden einen Winkel mit den Molekülen parallel zur Zellenoberfläche. Ist die Zelle dünn, so ist die Deformation pro Längeneinheit und somit die nötige Kraft größer als bei einer dicken Zelle.

4.1.2 Beschreibung der Doppelbrechung

Die Maxwell'schen Gleichungen verbinden die elektrische Verschiebung \vec{D} mit der elektrischen Feldstärke \vec{E} durch Gl.(57). Die Wellengleichung beschreibt die Existenz einer elektromagnetischen Welle, die sich mit der Geschwindigkeit

$$v = \frac{c}{\epsilon\mu} \quad (61)$$

ausbreitet (63). Für die meisten Materialien ist $\mu = 1$ und daraus folgt aus Gl. (61) und (57) das die Brechzahl n

$$n = \sqrt{\epsilon} \quad (62)$$

ist. Durch die Abhängigkeit der Brechzahl von der dielektrischen Konstante und der Anisotropie des Moleküls kann der Zusammenhang in Anlehnung an das Koordinatensystem in Abb. 4.2 mit

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} n_{\perp}^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_{\perp}^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_{\parallel}^2 \end{pmatrix} \quad (63)$$

beschrieben werden. Die Doppelbrechung des Materials Δn ist die Differenz der Brechzahl der ordentlichen (\perp) und außerordentlichen Achse (\parallel)

$$\Delta n = n_{\perp} - n_{\parallel} \quad (64)$$

und erreicht Werte zwischen $\Delta n = 0,04 \dots 0,45$ (58). Je nach Lage der Moleküle zur Polarisationsrichtung der einfallenden Strahlung ergeben sich aufgrund der Doppelbrechung unterschiedliche Phasenverzögerungen und das LC-Material kann zur Erzeugung optischer Elemente wie Linsen oder Prismen verwendet werden. Das Prinzip zur Erzeugung kontinuierlicher Phasenverläufe wird im folgenden Abschnitt behandelt.

4.2 Modale analoge Flüssigkristallelemente

Nicht nur für wissenschaftliche Applikationen, z. B. als Phasenmodulatoren, sondern insbesondere im kommerziellen Bereich haben sich pixelierte Flüssigkristallbauelemente, z. B. in Monitoren und Displays, durchgesetzt. Diese Elemente basieren darauf, dass die aktive Fläche in einzelne Pixel gleicher Größe unterteilt wird und jedes Pixel einzeln angesteuert werden kann, um den Phasenwert zu variieren. Somit ist es möglich, ein gewünschtes Phasenprofil stufenweise anzunähern (vgl. Abb. 4.4), wie es auch schon bei den oberflächenstrukturierten DOEs erfolgt. Für die Anwendung der LC-Technologie im Bereich der Monitore und Displays ist die stufenweise Variierung des Phasenprofils nicht von Interesse. In diesem Fall soll durch die Drehung der Polarisationsrichtung der polarisierten Hintergrundbeleuchtung ein Pixel an- bzw. ausgeschaltet

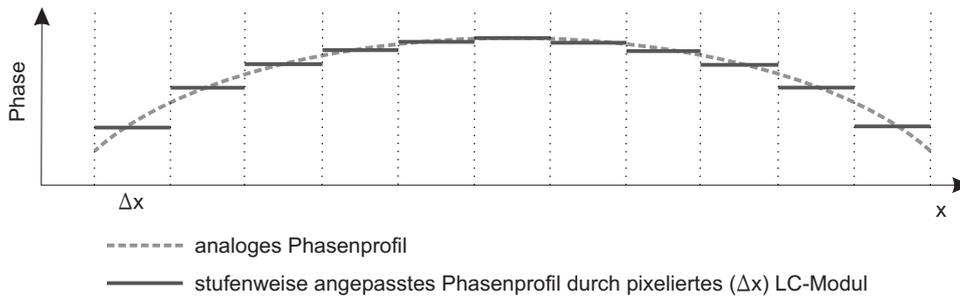


Abb. 4.4: Approximation des analogen Phasenprofils durch diskrete Phasenstufen.

werden, so dass die gewünschte Abbildung auf dem Display zu erkennen ist.

In (64; 65) wird ein modales Prinzip vorgeschlagen, das einen kontinuierlichen Verlauf der Brechzahl über die Apertur einer LC-Zelle ermöglicht. Die spatiale Modulation der Brechzahl ist abhängig von der Geometrie der Elektroden in der Peripherie der Öffnung, der Ansteuerung (Frequenz und Spannung) und der elektrischen Charakteristik der Zelle.

Abbildung 4.5a zeigt den Querschnitt durch eine LC-Zelle. Der Flüssigkristall befindet sich im Sandwich zwischen zwei Glaträgern die einmal mit einer hoch- und einmal mit einer niederohmigen Flächenwiderstandsschicht ($R_{\square,low} = 0,1 \dots 1 \text{ M}\Omega$ bzw. $R_{\square,high} = 1 \dots 100 \text{ M}\Omega$) beschichtet sind. Einseitig wird eine sinusförmige Wechselspannung an die Zelle angelegt. Das elektrische Ersatzschaltbild der Zelle (Abb. 4.5b) entspricht einer Serie von RC-Gliedern. In Abhängigkeit der anliegenden Frequenz f_{drive} und Spannung U an der Zelle ergibt sich ein Potentialabfall zwischen den beiden Elektroden als Funktion der Länge x entlang der Zelle (Abb. 4.5c). Wird an das andere Ende der Zelle die gleiche Ansteuerspannung angelegt (Abb. 4.5d), so ergibt sich ein Potentialabfall entsprechend Abb. 4.5e. Das sich aus dem Potentialabfall ergebende Phasenprofil entspricht der Umkehr des Potentialverlaufs (Abb. 4.5f). Im Allgemeinen ist der exakte Phasenverlauf nicht parabolisch, aber durch Optimierung der anliegenden Spannung U und der Frequenz f_{drive} können quasiparabolische Profile erreicht werden. Durch die Kontaktierung mit zwei parallelen Elektroden ist es ebenfalls möglich, ein zylinderförmiges Phasenprofil zu generieren. Je nach Art der Elektroden, mit der die Linse kontaktiert wird, können entweder Phasenprofile für zylinderförmige oder annähernd sphärische Phasenprofile (Abb. 4.6a) erzeugt werden (66). Das entsprechende Ersatzschaltbild für ein sphärisches Phasenprofil ist zweidimensional in dieser Abbildung eingezeichnet.

Der Aufbau einer modalen Linse ist in Abb. 4.6b dargestellt. Sie besteht aus zwei Glaträgern jeweils mit einer hoch- und niederohmigen Widerstandsschicht. Zur Herstellung der niederohmigen Widerstandselektrode wird auf einem Glassubstrat eine etwa 10 nm dünne Schicht Indium Zinn Oxid (ITO) aufgetragen. Darauf wird zusätzlich eine Polyimid-Ausrichtungsschicht aufgebracht. Diese Polyimidschicht wird mit einem Seidentuch mechanisch bearbeitet, so dass Mikrorillen ent-

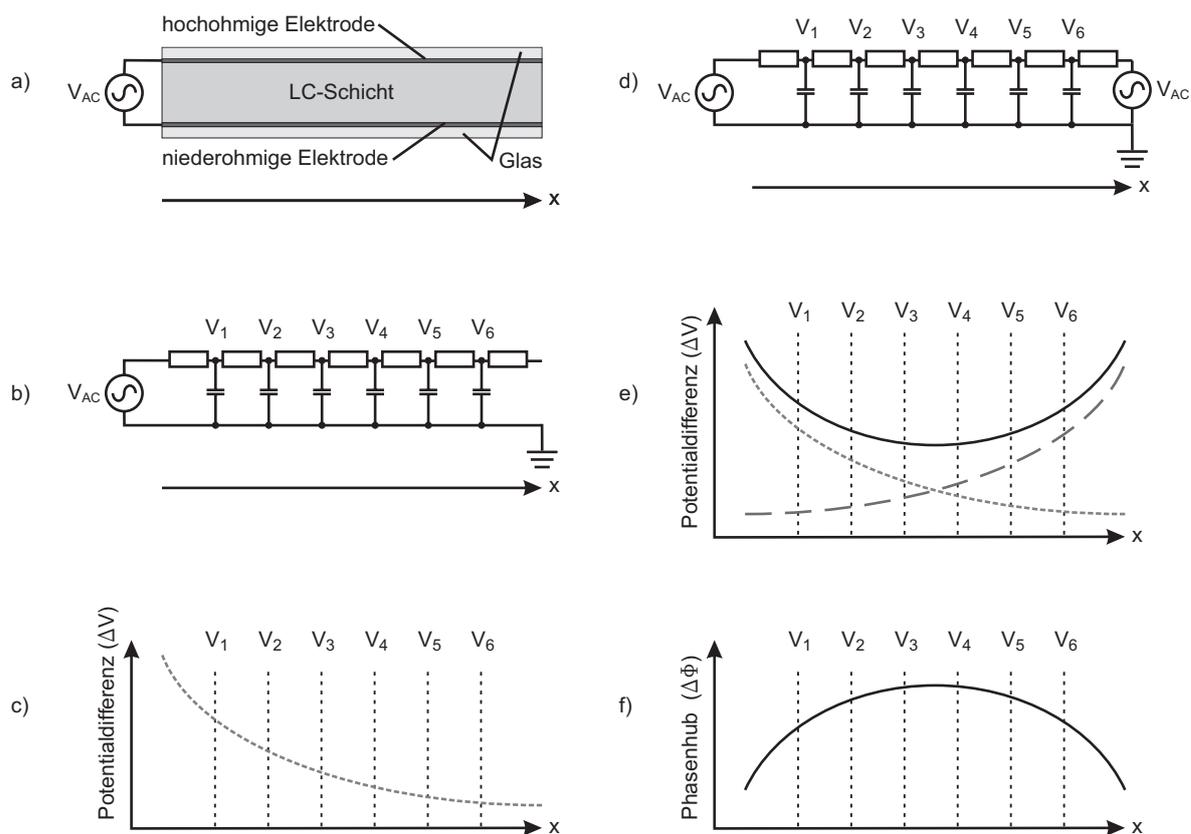


Abb. 4.5: a) Einfache Flüssigkristallzelle mit einer hochohmigen und niederohmigen Elektrode, gespeist durch eine Wechselstromquelle von einer Seite, b) elektrisches Ersatzschaltbild der Zelle, c) das sich einstellende Potentialprofil, d) Ersatzschaltbild einer Flüssigkristalllinse, e) das sich einstellende Potentialprofil, f) das daraus resultierende Phasenprofil (66).

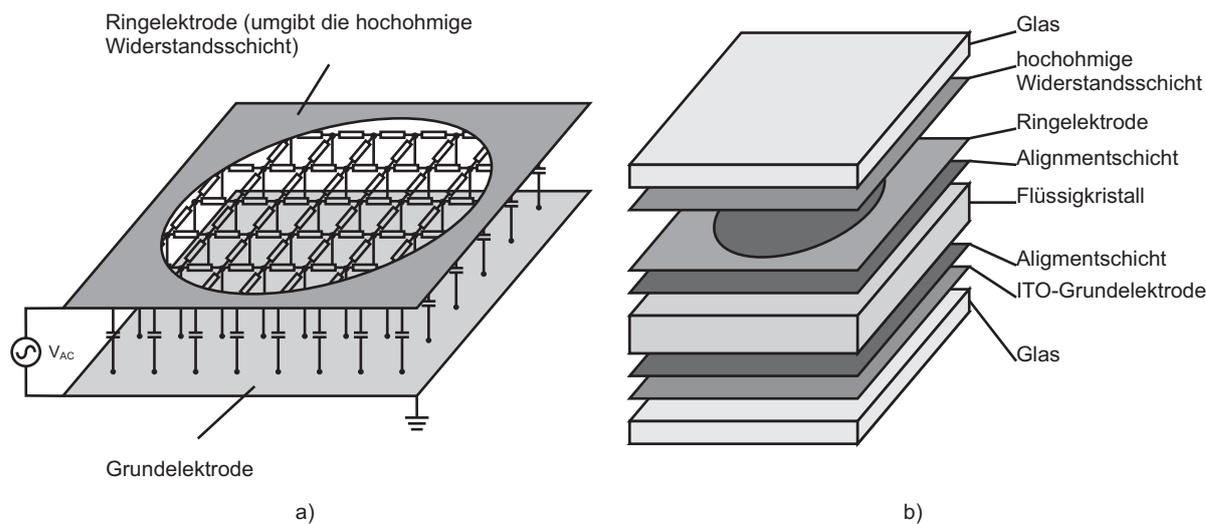


Abb. 4.6: a) Dreidimensionales Ersatzschaltbild einer Flüssigkristalllinse und b) Aufbau einer modalen Flüssigkristalllinse (66).

stehen, an denen sich die später eingebrachten Flüssigkristallmoleküle ausrichten. Für die hochohmige Elektrode wird der Glasträger mit einer hochohmigen Widerstandsschicht, z. B. Baytron CPP 105D (PEDOT) (66) oder Baytron AI4083 (59), beschichtet. Zur Kontaktierung wird auf diese Schicht eine strukturierte 10–100 nm dicke Silberschicht aufgedampft und anschließend eine Polyimid-Ausrichtungsschicht mit Mikrorillen darauf hergestellt. UV-aushärtender Klebstoff mit beigemengten nichtleitenden sphärischen Abstandskügelchen dient zum Zusammenkleben der hoch- und niederohmigen Elektrodengläser. Über den Durchmesser der Abstandskügelchen kann der Abstand zwischen den beiden Glasträgern eingestellt werden, in den der Flüssigkristall mittels Kapillarkräften eingebracht wird.

Zur Demonstration einer signifikanten adaptiven Funktionalität in integrierten optischen Systemen ist es notwendig, Elemente mit ausreichend hoher optischer Leistungsfähigkeit zu verwenden. Die Designüberlegungen (siehe Abschnitt 4.3) zeigen, dass Numerische Aperturen von $NA = 0,01$ erreicht werden müssen. Dies übertrifft die Werte, die bis jetzt für diese Art makroskopischer Linsen ($d_{\text{Linse}} > 7$ mm) erreicht wurden. Unter Beibehaltung des Flüssigkristallmaterials können stärkere Linsenprofile erzeugt werden, indem entweder die Dicke der Flüssigkristallschicht vergrößert oder der Durchmesser der Linsen verkleinert wird. Aufgrund der Tatsache, dass durch eine dickere LC-Schicht die Schaltgeschwindigkeit der Linsen verringert wird, fiel die Entscheidung auf die Minimierung des Durchmessers der Linsen. Das Ziel war, Linsen mit einem Durchmesser von ca. $d_{\text{ad.Linse}} = 3$ mm herzustellen. Der Schlüsselparameter zur Herstellung dieser kleinen Linsen ist der Flächenwiderstand der hochohmigen Elektrode, damit ein maximaler Phasenhub erreicht werden kann, wobei aber die Ansteuerparameter angemessene Werte ($f_{\text{drive,max}} = 10$ kHz und $U_{\text{max}} = 5 - 10$ V) nicht überschreiten sollen.

Die optimalen Widerstandswerte resultieren aus einer Parameterstudie für Linsen mit Durchmessern von $d_{\text{Linse}} = 3 \dots 7$ mm (Abb. 4.7). Der maximale Phasenhub für Linsen mit $d_{\text{Linse}} = 3$ mm konnte mit einem Flächenwiderstand von ca. $10^8 \Omega$ erzielt werden. Dieser Wert lässt sich Baytron AI4083 (vgl. Abb. 4.7) erreichen.

Der maximale Phasenhub eines Elements ist abhängig von der Doppelbrechung Δn des Flüssigkristalls, der Dicke d_{LC} der LC-Schicht und der verwendeten Wellenlänge:

$$\phi_{\text{max}} = \frac{\Delta n d_{\text{LC}}}{\lambda} \quad (65)$$

Typische Werte sind für $\Delta n = 0,225$ bei $\lambda = 632,8$ nm. Somit errechnet sich ein maximaler Phasenhub von $8,9 \times 2\pi$ für eine $d_{\text{LC}} = 25$ μm dicke Zelle. Dieser Wert verdoppelt sich bei einem Element in Reflexion, da der Flüssigkristall zweimal durchlaufen wird (67).

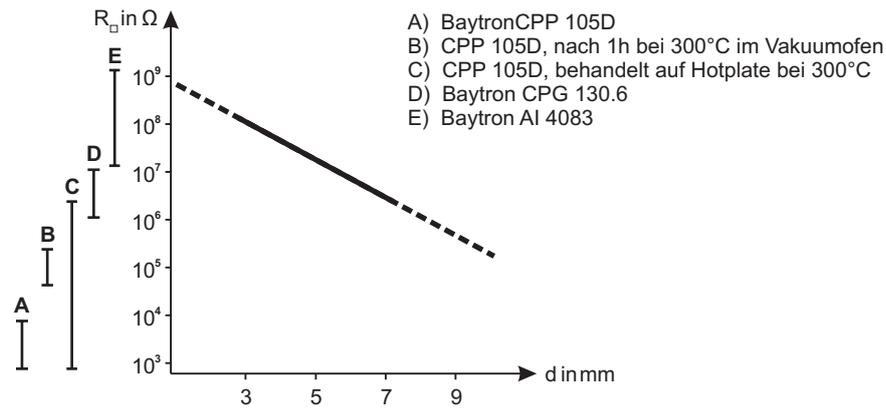


Abb. 4.7: Angestrebte Widerstandswerte für die hochohmige Widerstandsschicht und Widerstandswerte für unterschiedliche Elektrodenmaterialien (67).

4.3 Optisches Design adaptiver planar integrierter freiraumoptischer Systeme

Die Demonstration des Potentials adaptiver PIFSO-Systeme soll anhand von Designstudien eines rein diffraktiv implementierten Systems in Kombination mit einer LC-Linse bzw. einem LC-Prisma erfolgen. Mit diesen Systemen soll zum einen die Beeinflussung der Lage der Bildebene durch eine LC-Linse und zum anderen die Ablenkung der Lage der Bildpunkte in der Bildebene durch ein LC-Prisma untersucht werden. Bedingt durch den in das Substrat gefalteten Strahlengang stehen nur die Stellen im System, an denen sich plane Spiegel (S_1 bis S_5) auf der Substratoberfläche befinden, zur Integration eines LC-Elements zur Verfügung (Abb. 4.8). In den folgenden zwei Abschnitten werden Systeme mit LC-Linse und LC-Prisma untersucht.

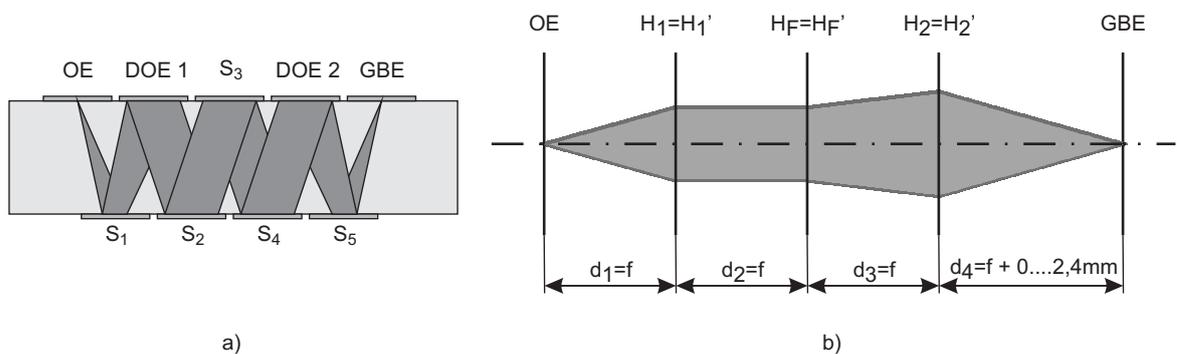


Abb. 4.8: a) Schnittansicht eines PIFSO-Systems. Die Integration von LC-Komponenten ist nur an den Stellen S_1 bis S_5 möglich; b) schematische Darstellung des entfalteten generalisierten Abbildungssystems nach (48).

4.3.1 Integration einer modalen LC-Linse

Um die Symmetrie des Systems und damit den Abbildungsmaßstab $\beta' = -1$ annähernd zu erhalten, wird die Position des Spiegels S_3 ausgewählt und an dieser Stelle das adaptive modale LC-Element eingebracht. Durch die Verschiebung der Bildebene ist es nicht möglich, die Symmetrie exakt zu erhalten ($d_1 \neq d_4$). Im optischen Systemdesign entspricht dieses Layout dem generalisierten konfokalen Abbildungssystem für PIFSO-Interconnects, wie es in (48) vorgeschlagen wird.

Abbildung 4.8b stellt das ungefaltete System dar. Die beiden Linsen DOE_1 und DOE_2 und die Koppelgitter G_1 und G_2 sind die durch reaktiven Ionenätzen gefertigten diffraktiven Elemente und bilden ein 4f-System. Die Linse L_{LC} ist die modale adaptive Linse. Somit sind die Bildebene und die drei Linsen im Abstand der Brennweiten der diffraktiven Linsen angeordnet ($d_1 = d_2 = d_3 = f_{\text{DOE}_{1,2}}$). Der Abstand d_4 von DOE_2 zur Bildebene soll im Bereich $d_4 = f_{\text{DOE}_{1,2}} + \delta d$ mit $\delta d > 0$ variiert werden können. Die Verschiebung δd ist abhängig vom maximalen Phasenhub der modalen LC-Linse. Für einen maximalen Phasenhub von angenommenen $40 \times 2\pi$ (z. B.: $\Delta n = 0,25$, $d_{\text{LC}} = 50 \mu\text{m}$) einer Linse mit 5 mm Durchmesser in Reflexion ist in diesem System eine maximale Verschiebung der Gaußschen Bildebene (GBE) um $\delta d = 2,4 \text{ mm}$ möglich. Für diese Art der Verschiebung ist es notwendig, dass die Linse L_{LC} eine negative Brechkraft besitzt. Eine positive Linse würde die Bildebene in das Substrat hinein verschieben. Für die Bestimmung der Abbildungsqualität wird ein Objektfeld der Größe $2 \times 2 \text{ mm}^2$ mit den Objektpunkten

$$(x, y) = \begin{pmatrix} -1, -1 & 0, -1 & 1, -1 \\ -1, 0 & 0, 0 & 1, 1 \\ -1, 1 & 0, 1 & 1, 1 \end{pmatrix} \quad (66)$$

für $d_4 = f_{\text{DOE}_{1,2}}$ und $d_4 = f_{\text{DOE}_{1,2}} + 2,4 \text{ mm}$ untersucht. Die Simulationen gehen von einem ideal gefertigten System aus, d. h. das modale LC-Element kann direkt auf der Substratoberfläche des Glaswafers hergestellt werden. Abbildungen 4.9a und b zeigen den Strahlenverlauf in den Systemen und Abb. 4.10a-c die Abbildungsleistungen und das erforderliche Phasenprofil eines solchen Systems, die mit ZEMAXTM berechnet wurden. Die Raytracingergebnisse vernachlässigen wiederum die Beugungseffekte. Deshalb wurde zusätzlich der Airyradius mit eingezeichnet.

Die Simulationen zeigen gute optische Eigenschaften des Systems sowohl für die exakte 4f-Konfiguration mit $d_4 = f_{\text{DOE}_1}$, (Abb. 4.10a) als auch mit aktiver LC-Linse mit verschobener Bildebene (Abb. 4.10c). Der RMS-Radius der Spotbilder ist für alle Feldpunkte $r_{\text{RMS}} < 0,6 \mu\text{m}$. Der Abbildungsmaßstab $\beta' = -1$ wird für $d_4 = f_{\text{DOE}_{1,2}}$ ideal eingehalten, für $d_4 = f_{\text{DOE}_{1,2}} + 2,4 \text{ mm}$ wird das Bild leicht trapezförmig verzeichnet. Es ergeben sich folgende Bildpunktlagen für das untersuchte Objektfeld mit $d_4 = f_{\text{DOE}_{1,2}} + 2,4 \text{ mm}$:

$$(x', y') = \begin{pmatrix} -0,999, 0,998 & 0, 0,998 & -0,999, 0,998 \\ 1, 0 & 0, 0 & -1, 0 \\ 1,001, -1,002 & 0, -1,002 & -1,001, -1,002 \end{pmatrix} \quad (67)$$

Halbachsen zur Erzeugung der unterschiedlichen Brennweiten hergestellt werden kann. Für größere Verstimmungen sind Abbildungsfehler, vor allem Astigmatismus, die Folge. Zusätzlich ist in Abb. 4.11 der Phasenhub als Funktion der Verschiebung δd eingezeichnet.

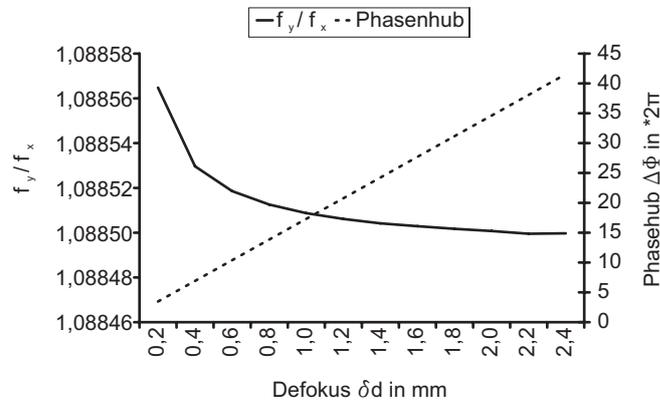


Abb. 4.11: Verhältnis der Brennweiten der LC-Linse in x- und y-Richtung (durchgezogene Linie) und der benötigte maximale Phasenhub ($\times 2\pi$) der LC-Linse für eine Verschiebung der Bildebene um $\delta d = 0 \dots 2,4$ mm (gestrichelte Linie).

4.3.2 Integration eines modalen LC-Prismas

Eine weitere Möglichkeit zur Integration adaptiver Funktionalitäten bieten modale LC-Prismen. Mit einem solchen Prisma kann das Bild in der Bildebene lateral verschoben werden. Aus geometrisch-optischer Sicht ist die ideale Position, wie schon die Lage der LC-Linse in Abschnitt 4.3.1, die Lage der Öffnungsblende des Systems. Allerdings ist aufgrund des geringen Phasenhubs und somit der kleinen Strahlablenkung durch ein solches Prisma eine Position zu wählen, die nahe an der Objektebene liegt. In der Simulation wird das modale LC-Prisma an der Position des Spiegels S_1 (siehe Abb. 4.8) eingefügt. Die maximale Ablenkung ist eine Funktion der Prismenbreite, der Dicke der LC-Schicht und der Doppelbrechung des Materials. Für einen Phasenhub von $40 \times 2\pi$ ist eine maximale Ablenkung von $\pm 70 \mu\text{m}$ in x-y-Richtung, je nach Orientierung des Prismas, möglich. Sowohl der unausgelenkte als auch der ausgelenkte Spot sind nach der Simulation beugungsbegrenzt. Durch die Ausführung eines LC-Elements mit zweidimensionaler Prismen- und Linsenfunktion, wie es in (68) vorgeschlagen wird, könnte die gleichzeitige Manipulation der Spotposition in drei Dimensionen erfolgen.

4.4 Experimentelle Ergebnisse der adaptiven Systeme

Für die experimentelle Umsetzung der Designüberlegungen in Abschnitt 4.3 konnte auf ein prismengekoppeltes System, wie es in Abschnitt 3.4 untersucht wurde, zurückgegriffen werden. Der Aufbau unterscheidet sich von diesen dadurch, dass der 1 mm Wafer mit der Aluminiumspiegelschicht auf der Unterseite entfernt wurde und an die Stelle der ersten Reflexion (S_1) das modale LC-Element gesetzt wurde (vgl. Abb. 4.12a). Entscheidend hierfür war, dass die Integration der

hergestellten LC-Linsen an der Stelle des Spiegels S_3 aufgrund der geometrischen Abmessungen sehr schwierig und schlecht handhabbar war.

Der Experimentalaufbau und der verwendete Laser entsprechen denen in Abschnitt 3.4. Der Strahl eines 5 mW He-Ne-Lasers mit der Wellenlänge $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ wurde in eine monomode Faser eingekoppelt, deren Ende als Punktlichtquelle über dem System justiert wurde. Durch das Koppelprisma wurde die Laserstrahlung in das Substrat eingekoppelt. Nachdem die Strahlung das System durch das zweite Prisma verlassen hat, wurde der Spot unter Verwendung eines Mikroskopobjektivs auf einen CCD-Chip abgebildet und diese Daten zur Auswertung herangezogen.

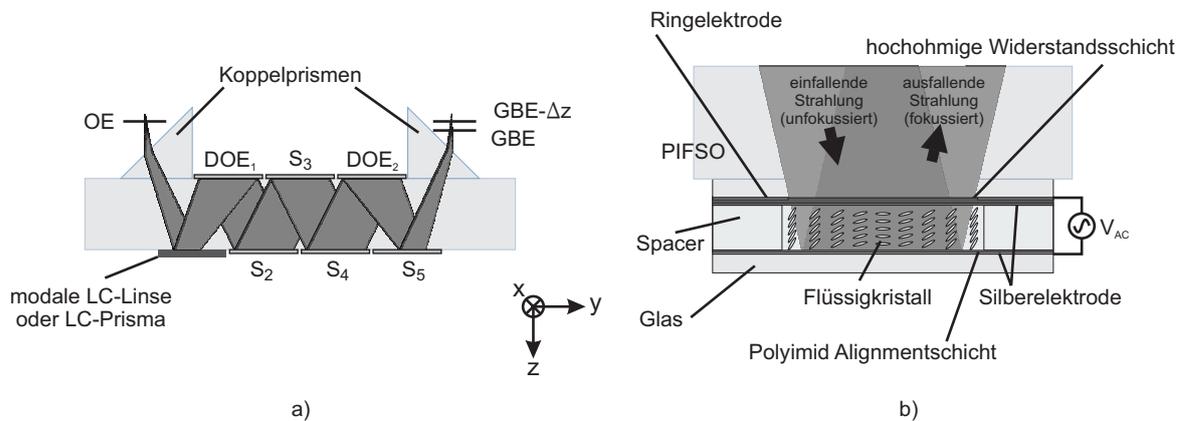


Abb. 4.12: a) Aufbau des prismengekoppelten adaptiven PIFSO-Systems mit den verspiegelten diffraktiven Linsen DOE_1 und DOE_2 sowie den planen Spiegeln S_1 bis S_5 , b) detaillierter Strahlengang durch eine LC-Linse.

4.4.1 Integration einer modalen LC-Linse

Die Abbildungen 4.13a-f zeigen die Spotbilder einer an der Position $(x, y) = (0, 0)$ lokalisierten Punktlichtquelle (Faserausgang) mit einer aktiven und inaktiven modalen LC-Linse. Die mit der CCD-Kamera aufgenommenen Spotbilder sind in Abb. 4.13a-c dargestellt. Die Fenstergröße beträgt $38,8 \mu\text{m} \times 38,8 \mu\text{m}$. Mit MATLABTM wurden Pseudo-3D-Diagramme der Kameraaufnahmen erstellt, die in Abb. 4.13d-f dargestellt sind. Die Abbildungen 4.13a und d zeigen den Spot in der GBE mit einer inaktiven LC-Linse. Die Belichtungszeit der Kamera beträgt $ET = 13,38 \text{ ms}$, so dass das erhaltene Spotbild optimal belichtet ist. Die Abbildungen 4.13b und e zeigen die Spotbilder nach einem Defokus von der GBE nach $\text{GBE} + \Delta z$ um $\Delta z = -300 \mu\text{m}$. Die Belichtungszeit in Abb. 4.13b beträgt $ET = 58 \text{ ms}$, um wiederum den kompletten Dynamikbereich der Kamera auszunutzen. Um die einzelnen Spotbilder besser vergleichen zu können, ist die Aufnahme für die MATLABTM-Darstellung in Abb. 4.13e wieder mit $ET = 13,38 \text{ ms}$ aufgenommen. Abbildung 4.13c zeigt das Bild der CCD-Kamera ($ET = 37,5 \text{ ms}$) und Abb. 4.13f die Pseudo-3D-Darstellung ($ET = 13,38 \text{ ms}$) das korrigierten Spotbildes. Zur Korrektur wurde die LC Linse mit $U = 8 \text{ V}_{\text{pp}}$ und $f_{\text{drive}} = 530 \text{ Hz}$ angesteuert. Alle Spotbilder wurden mit einem Polarisationsfilter vor der

CCD-Kamera aufgenommen. Die Spotbilder in der GBE und GBE+ Δz zeigen eine gute optische Qualität. Die Größe der Spots ($1/e^2$) beträgt in der GBE mit inaktiver LC-Linse ca. $9,5 \mu\text{m}$ und korrigiert mit aktiver LC-Linse in GBE+ Δz ca. $20 \mu\text{m}$. Die Intensität des korrigierten Spots in der GBE+ Δz beträgt $\eta \approx 0,35 = I_{\text{GBE}+\Delta z}/I_{\text{GBE}}$ im Vergleich zum Spot in der GBE mit inaktiver LC-Linse. Dieser relativ hohe Verlust resultiert aus Aberrationen sowie der Streuung durch die Linse. Die Integration der Intensität in einem festen Fenster um die beiden Spots zeigt, dass ca. 80% der Intensität um den Spot in der GBE im Integrationsfenster um den Spot in der GBE+ Δz ankommen.

Der Vergleich dieses Experiments mit ZEMAXTM-Simulationen zeigt, dass für eine Verschiebung der Bildebene um $\Delta z = -300 \mu\text{m}$ ein Phasenhub von $5 \times 2\pi$ für eine $d = 3 \text{ mm}$ Linse erforderlich ist. Größere Verschiebungen um ($\Delta z = -500 \mu\text{m} \equiv 8,33 \times 2\pi$ Phasenhub der LC-Linse) der GBE konnten mit den hergestellten Linsen (59) erreicht, aber vor dem Versagen der Linsen nicht dokumentiert werden. Diese Ergebnisse kommen nicht an den theoretischen maximalen Phasenhub von knapp $15 \times 2\pi$ (vg. Gl. 65 für $\Delta n = 0,225$, $d_{\text{LC}} = 20 \mu\text{m}$, in Reflexion) heran. Dies ist auf den Fréedericks-Effekt und Fertigungsfehler der LC-Linsen zurückzuführen, die sowohl mechanisch als auch elektrisch sehr empfindlich waren.

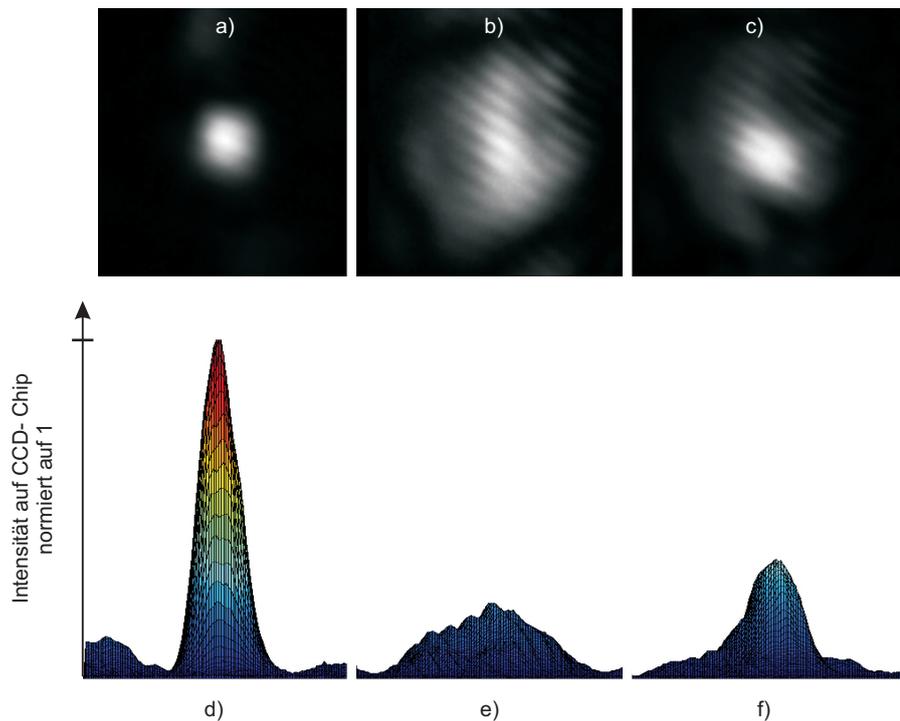


Abb. 4.13: Ergebnisse der Experimente zur Fokuskorrektur durch eine modale LC-Linse: a) Punktbild in der Bildebene 1, b) Punktbild in einer um $\Delta z = -300 \mu\text{m}$ verschobenen Bildebene 2, c) durch eine modale LC-Linse korrigiertes Punktbild in Bildebene 2. Die Bilder d), e) and f) zeigen jeweils ein visualisiertes 3D-Profil der Bilder a), b) und c).

4.4.2 Integration eines modalen LC-Prismas

Für dieses Experiment wurde die modale Linse aus dem Versuch in Abschnitt 4.4.1 gegen ein modales Prisma ausgetauscht. Die Breite des Prismas beträgt 2,5 mm und der mögliche Phasenhub eines solchen Prismas mit einer LC-Schichtdicke von 20 μm ist ca. $15 \times 2\pi$ (siehe oben). Im Experiment war es möglich, den Fokus in x-Richtung um maximal $\Delta x = 39 \mu\text{m}$ zu verschieben. Die Verschiebung in x-Richtung wurde ausgewählt, da in diesem Fall die Spotqualität entlang der Achse konstant bleibt. Eine Verschiebung in y-Richtung führt zu einer Abnahme der Spotqualität (vgl. 3.1.1). Der Vergleich mit der Raytracingsimulation des verwendeten Experimentalsystems zeigt, dass es für eine Verschiebung um $\Delta x = 39 \mu\text{m}$ notwendig ist, einen Phasenhub von $14,6 \times 2\pi$ für ein $\Delta L = 2,5 \text{ mm}$ breites Prisma zu erzeugen. Der hohe Phasenhub überrascht, da für die LC-Linse vor allem der Fréedericks-Effekt und Fertigungsfehler für den sehr viel geringeren Phasenhub genannt wurden. Eine Erklärung ist die angewendete Ansteuerung des LC-Prismas. Entgegengesetzt zur üblichen Ansteuerung mittels Spannungsgradienten ($\Delta U = U_1 - U_2$) (mit $U_{12} \geq 0$) im Bereich des linearen Zusammenhangs zwischen Phase und Spannungsgradient (66), wurde in diesem Experiment eine Elektrode geerdet und die zweite an eine Spannung angelegt. Die Zelle spricht erst ab einem bestimmten Potential an. Dies hat zur Folge, dass das Phasenprofil sich nicht über die komplette Breite (ΔL) des Spalts ausbildet (Abb. 4.14a), sondern die effektive Breite ($\Delta L'$) kleiner als der Spalt ist. Somit ergibt sich bei gleichbleibendem Phasenhub ($\Delta\phi$) ein größerer Gradient und eine somit größere Ablenkung (Abb. 4.14b). Mit einem Lineartisch konnte in diesem Experiment die Lage des Prismas verändert werden. Die durch das Prisma eingekoppelte Strahlung konnte deshalb auf die Flanke des Phasenprofils auftreffen und maximal ausgelenkt werden.

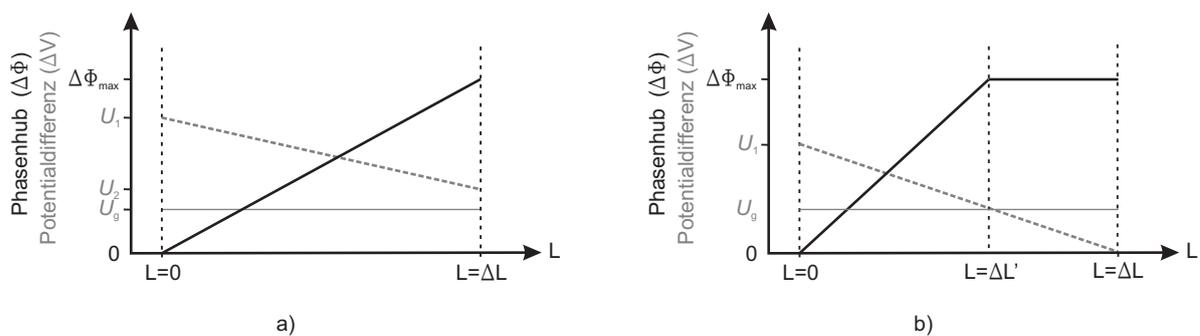


Abb. 4.14: theoretischer Phasenverlauf für a) Modale Ansteuerung mit Spannungsgradient der über der Ansprechschwelle der LC-Zelle liegt und b) Ansteuerung auf Basis der Erdung einer Elektrode.

Die Abb. 4.15a und b zeigen die Ergebnisse für die Strahlablenkung, wobei die beiden Spotbilder in ein Bild kopiert wurden. Beide Bilder wurden mit einer konstanten Belichtungszeit $ET = 44 \text{ ms}$ der Kamera aufgenommen. Abb. 4.15b zeigt das Bild aufgenommen mit der CCD-Kamera und Abb. 4.15a einen Querschnitt der Spots berechnet mit MATLABTM. Der Durchmesser der beiden Spots ($1/e^2$) beträgt ca. $12,3 \mu\text{m}$ mit annähernd gaußförmigen Intensitätsprofil für beide Schaltzustände. Im Vergleich zu dem nicht ausgelenkten Spot 1 ist die Intensität des

Spot 2 auf ca. 60% abgesunken, d. h. $I_{\text{SPOT2}} = 0,6 \cdot I_{\text{SPOT1}}$. Der Grund hierfür sind die hohen Streuverluste im aktiven LC-Prisma. Eine Integration der Intensität im gesamten Kamerabild zeigt, dass die Gesamtintensität des Kamerabildes von Spot 2 99% der Gesamtintensität des Bildes um Spot 1 entspricht.

Diese Ergebnisse sind jeweils mit einem Polarisationsfilter vor der Kamera aufgenommen. Wird dieser Filter entfernt, können z. B. die Strahlteilungsfähigkeiten des LC-Prismas demonstriert werden, da nur der parallel zur Ausrichtung der LC-Moleküle polarisierte Anteil der verwendeten Laserstrahlung moduliert und der übrige Anteil nicht abgelenkt wird.

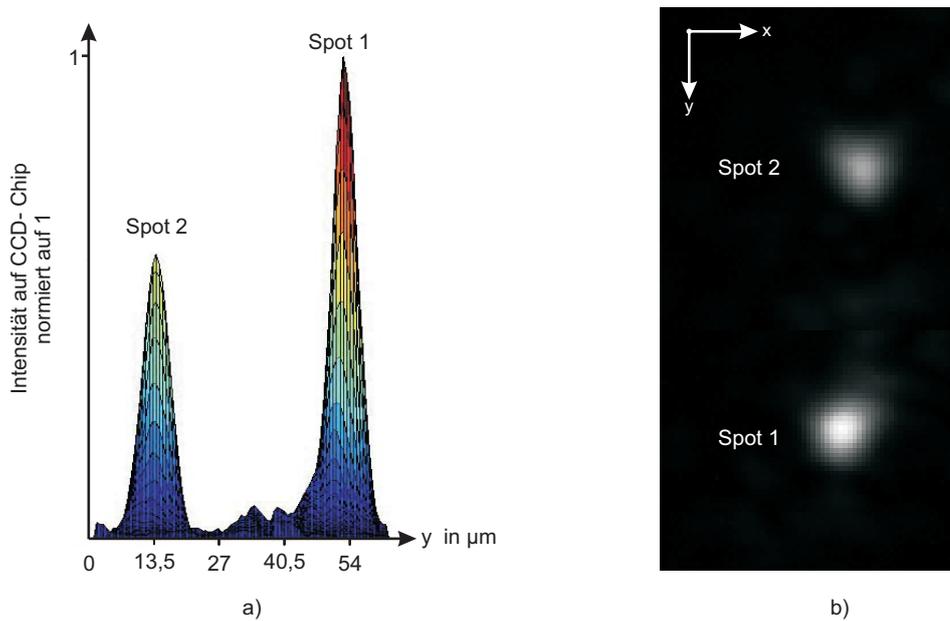


Abb. 4.15: Experimentell bestimmte Punktbilder für die Strahlableitung: a) Mit MatlabTM erzeugtes Intensitätsprofil des nicht abgelenkten Spot 1 und des abgelenkten Spot 2 b) mit einer CCD-Kamera aufgenommene Punktbilder (die beiden Spots wurden zusammen in ein Bild kopiert).

4.5 Zusammenfassung - Stimmbare planar integrierte freiraumoptische Systeme

In diesem Kapitel wurden die grundlegenden Eigenschaften von Flüssigkristallen und damit aufgebauten modalen Elementen vorgestellt. Auf dieser Basis wurden sogenannte modale Linsen und Prismen hergestellt und in ein PIFSO-System integriert. Die optischen Abbildungseigenschaften für ein ideales System mit sowohl einem modalen Prisma zur Strahlableitung als auch einer modalen Linse zur Verschiebung der Bildebene, wurden theoretisch untersucht und die Ergebnisse dargelegt. Mit einem Demonstrationssystem konnte die Funktionalität nachgewiesen werden. Mit einer modalen Linse wurde die Bildebene des Systems um $\Delta z = -300 \mu\text{m}$ verschoben und durch ein modales Prisma konnte die Verschiebung in x-Richtung um $\Delta x = 39 \mu\text{m}$ gezeigt werden. Eine Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit ZEMAXTM zeigt, dass die erforderlichen Phasenprofile mit den modalen LC-Elementen theoretisch erreicht werden können.

5 Integrierte optische Pinzettensysteme

Optische Pinzetten ermöglichen durch einen stark fokussierten Laserstrahl die dreidimensionale Manipulation von Partikeln z. B. in einem fluidischen System. In diesem Kapitel wird zur Einführung diese Technologie vorgestellt (Abschnitt 5.1), die Funktionsweise (Abschnitt 5.2) und die Berechnung der Kräfte (Abschnitt 5.3) im strahlenoptischen Regime beschrieben, der prinzipielle Laboraufbau dargestellt (Abschnitt 5.4) und eine Übersicht über Möglichkeiten zur parallelen Manipulation gegeben (Abschnitt 5.5). Mit diesen Grundlagen kann die in dieser Arbeit vorgestellte Integration mikrooptischer Bauelemente in die Kanalwände optofluidischer Systeme (Abschnitt 5.6) leichter verstanden und eingeordnet werden. Die Funktionsfähigkeit der Systeme wird anhand von Experimenten demonstriert (Abschnitt 5.6.5 und 5.6.6). Durch eine kurze Zusammenfassung wird das Kapitel (Abschnitt 5.7) abgeschlossen.

5.1 Einführung in die Technologie der optischen Pinzette

Als Vater der optischen Pinzette ist Arthur Ashkin anzusehen. Er veröffentlichte 1970 unter dem Titel „Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure“ (69) drei grundlegende Eigenschaften des Verhaltens kleiner Partikel in einem Laserstrahl. Als erstes beobachtete er, dass Glaskugeln in einem fluidischen Kanal, sobald sie in einen fokussierten Laserstrahl gelangen, in Ausbreitungsrichtung der Laserstrahlung beschleunigt werden. Die auftretende Kraft wird in späteren Veröffentlichungen als Streukraft bezeichnet. Zudem wird das Teilchen aber nicht nur in Ausbreitungsrichtung beschleunigt, sondern gleichzeitig auf die Strahlachse gezogen. Dieser Effekt beruht auf der sogenannten Gradientenkraft (siehe 5.2). Die Bewegung des Teilchens wird in diesem Versuch von Ashkin nur durch ein Deckglas gestoppt, welches den Kanal auf der dem Laser gegenüberliegenden Seite abdeckt. Solange der Laser angeschaltet ist, verbleibt das Teilchen im Zentrum des Strahls auf dem Deckglas und bewegt sich erst nach dem Abschalten des Lasers durch die Braun'sche Bewegung fort. Aufbauend auf diesen Beobachtungen erweiterte Ashkin das Experiment und lässt zwei Laser gleicher Leistung genau gegeneinander laufen. Dadurch wird erreicht, dass Partikel im Kanal dreidimensional gefangen werden können. Alle Versuche wurden mit Teilchen durchgeführt, die eine höhere Brechzahl als das umgebende Medium (hier Wasser) haben, da im umgekehrten Fall die Teilchen aus der Achse des Laserstrahls seitlich weggedrückt werden. Dieses Experiment ist schwer in die in der Biotechnologie verwendeten invertierten Mikroskope zu integrieren, da diese nicht auf die Einbringung von Optiken auf der Ober- und Unterseite des Objektisches ausgelegt sind. Es dauerte weitere 16 Jahre, bis der entscheidende Durchbruch, wiederum durch A. Ashkin, erzielt werden konnte. 1986 veröffentlichte seine Gruppe den Artikel „Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles“ (70). Hier wurde gezeigt, dass die dreidimensionale Manipulation dielektrischer Partikel auch mit nur einem Objektiv möglich ist, sofern die Numerische Apertur des verwendeten Objektivs hoch genug ist. Dies ebnete den Weg zur Verwendung der optischen Manipulation in der Biotechnologie, da nun die bereits erwähnten invertierten Mikroskope und deren hochaperturigen Objektive genutzt werden konnten. Öl- und Wasserimmersionsobjektive mit Aperturen $NA = 1,25 \dots 1,3$ gehören zur Standardausrüstung solcher Labore. Der Größenbereich der Teilchen, die mit einer

optischen Pinzette manipuliert werden können, ist in der Literatur im Größenbereich einzelner Atome (71) und einigen Mikrometern (72) angegeben. In den Laboren, die sich mit der Erforschung neuer Technologien im Bereich der optischen Pinzette befassen, wird meist zu Demonstrationszwecken mit kleinen Kugeln (sogenannte Beads) gearbeitet. An deren Geometrie wird die Kraftentstehung im geometrisch-optischen Regime im folgenden Abschnitt kurz erklärt. Insgesamt ist das Anwendungsfeld für optisch induzierte Kräfte auf Partikel sehr groß, so dass in dieser Arbeit nur ein Ausschnitt der Thematik behandelt werden kann. Es werden die wichtigsten Grundlagen behandelt, die zum Verständnis der eigenen Arbeiten notwendig sind. In den letzten Jahren wurden immer wieder Reviewartikel veröffentlicht (72–74) die eine weitere Einsicht in das Gebiet der optischen Manipulation mit einer Reihe von Referenzen ermöglichen.

5.2 Funktionsweise der optischen Pinzette

Bevor auf die Funktionsweise der optischen Pinzette eingegangen wird, muss ein geeignetes Modell für deren Beschreibung ausgewählt werden. Der Geltungsbereich der möglichen Modelle ist in Abhängigkeit von der verwendeten Wellenlänge und der Größe der untersuchten Partikel definiert. Für Partikel, die kleiner als die verwendete Wellenlänge λ des Lasers sind, wird das Modell nach Rayleigh zur Beschreibung des Verhaltens und der Kraftbildung genutzt. Im Rayleigh-Regime werden die zu manipulierenden Partikel als Dipole betrachtet. Ein Dipol in einem inhomogenen elektromagnetischen Feld erfährt zwei Kraftkomponenten. Die Streukraft F_S in Richtung der Feldausbreitung und die Gradientenkraft F_G die in Richtung des Intensitätsgradienten des Feldes zeigt. Dagegen können Partikel, die (viel) größer als die Wellenlänge sind, im Mie-Regime beschrieben werden. Im Mie-Regime wird die Kraft durch optische Strahlung im vektoriellen Strahlenmodell beschrieben.

Für die Funktionsweise der optischen Pinzette sind drei sich ausbildende Krafrichtungen von Bedeutung, die durch die Streu- und Gradientenkraft entstehen. In der folgenden Diskussion soll ein kollimierter Laserstrahl mit typischem Gaußprofil auf ein sphärisches Objekt treffen. Die Ausbreitungsrichtung des Strahls sei die z-Richtung. Die einfallende Strahlung wird zum Teil reflektiert, aber der weitaus größere Anteil wird an der Grenzfläche aus dem Umgebungsmedium in das Objekt gebrochen. Die Anteile der reflektierten und transmittierten Strahlung können anhand der Fresnel'schen Formel in Abhängigkeit der Medien, des Einfallswinkels und der Wellenlänge berechnet werden. Durch die Reflexion an dem Objekt wird ein Impuls auf das Objekt übertragen, so dass es in Ausbreitungsrichtung des Lasers weggedrückt wird (vgl. Abb. 5.1a). Diese Kraftkomponente wird als Streukraft bezeichnet. Für die dreidimensionale Manipulation eines Objekts, muss durch die Gradientenkraft in entgegengesetzter Richtung zur Streukraft ein Gleichgewicht erzeugt werden.

Der in das Objekt hineingebrochene Strahl ändert entsprechend dem Brechungsgesetz seine Ausbreitungsrichtung. Die resultierende Kraft, die sich auch hier aus der Impulsänderung ergibt, steht senkrecht auf dem gebrochenen Strahl. In Abb. 5.1b befindet sich das Bead nicht auf der optischen Achse des Gaußbündels. Die beiden Strahlen S_1 und S_2 werden beim Übergang in

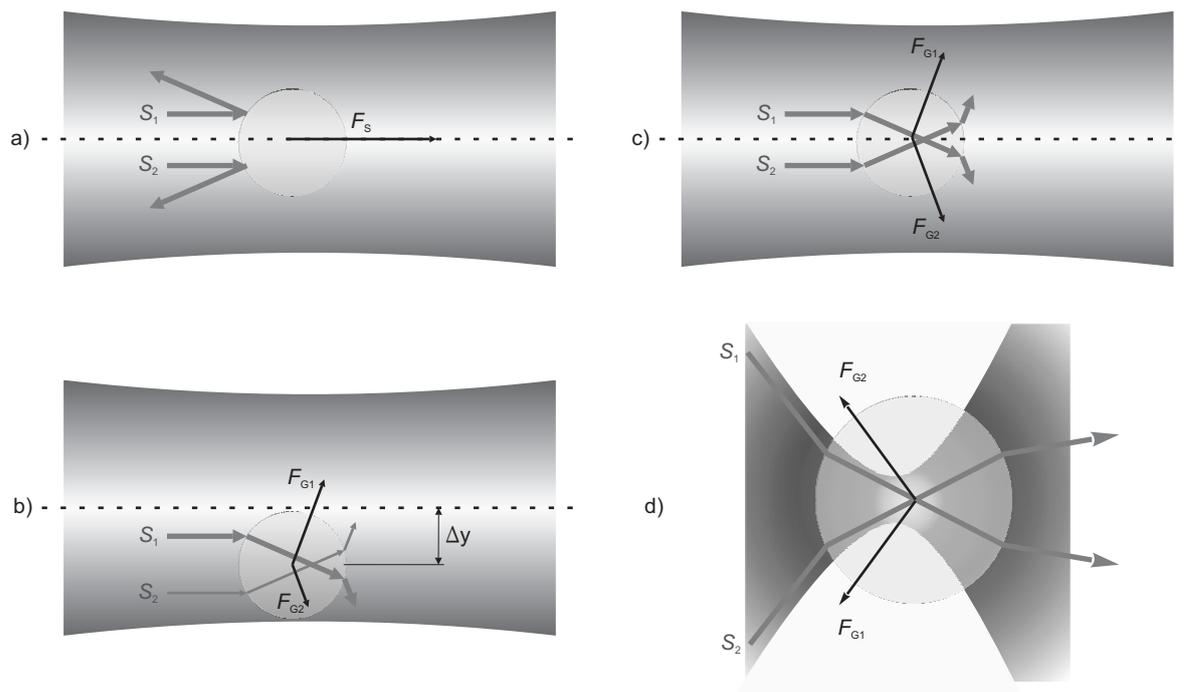


Abb. 5.1: a) Krafrichtung der Streukraft F_s , b) der Gradientenkraft bei Einfall eines parallelen Gaußbündels auf eine um Δy versetzte Kugel, c) auf der optischen Achse, d) Richtung der Gradientenkraft F_G bei Einfall eines stark fokussierten Gaußbündels auf ein Bead.

die Kugel gebrochen und der Impulsübertrag bewirkt eine Kraft \vec{F}_{G1} und \vec{F}_{G2} . Aufgrund der höheren Intensität von S_1 ist die Kraftkomponente \vec{F}_{G1} größer als die Kraftkomponente \vec{F}_{G2} und das Teilchen wird in Richtung der Strahlachse gezogen. Liegt das Zentrum des Partikels O auf der optischen Achse, so ist die Intensität beider Strahlen gleich groß und die resultierende Kraft in y -Richtung gleich Null. Damit bleibt das Partikel in y -Richtung auf der Achse, wie es in Abb. 5.1c dargestellt ist. Dieselben Annahmen gelten auch für eine Positionierung des Partikels in x -Richtung. Für diese Annahmen reicht die Betrachtung von S_1 und S_2 aus. Die Strahlen, die zwischen den beiden Randstrahlen liegen, müssen nur betrachtet werden, wenn die Gesamtkraft berechnet werden soll. Für Kraftbetrachtung, bei denen nur die resultierende Richtung der Kraft von Interesse ist, haben sie keine Bedeutung.

Abbildung 5.1d behandelt den Fall, wenn das einfallende Gaußbündel fokussiert auf die betrachtete Kugel einfällt. In diesem Fall bewirkt die Gradientenkraft nicht nur eine Zentrierung des Partikels auf der Strahlachse, sondern es ergibt sich eine Kraftkomponente, die entgegen der Ausbreitungsrichtung des Lasers zeigt. Je größer die Numerische Apertur der fokussierenden Optik ist, desto größer werden die Winkel, mit denen S_1 und S_2 auf die Kugel treffen. Der z -Anteil der Kraftkomponente wird immer größer und ist irgendwann groß genug, um die Streukraft zu kompensieren und die Kugel dreidimensional einzufangen (Abb. 5.1d). Ist die Numerische Apertur zu klein, um eine ausreichend große Gradientenkraft zu erzeugen, die entgegen der Streukraft wirkt, so ist eine dreidimensionale Manipulation nur möglich, wenn der Partikel in zwei entge-

genlaufenden Laserstrahlen gefangen wird (69) oder äußere Kräfte, wie die Gewichtskraft oder elektrostatische Kräfte (75; 76), genutzt werden. Neben dem Einfangen von Partikeln in fluidischen Kanälen konnte in (77; 78) nachgewiesen werden, dass es auch möglich ist, Partikel (Glasbeads oder Wassertropfen) in der Umgebung von Luft erfolgreich dreidimensional einzufangen.

5.3 Berechnung der Kräfte auf Partikel in einer optischen Pinzette

Im vorhergehenden Abschnitt wurde die Funktionsweise der optischen Pinzette behandelt, ohne auf die Größe der Streu- und Gradientenkräfte einzugehen. Im geometrisch-optischen Strahlenmodell stellt Ashkin (79) eine Berechnungsvorschrift der Kräfte vor. Für das strahlenoptische Modell ist die Geometrie einer optischen Pinzette in Abb. 5.2a dargestellt.

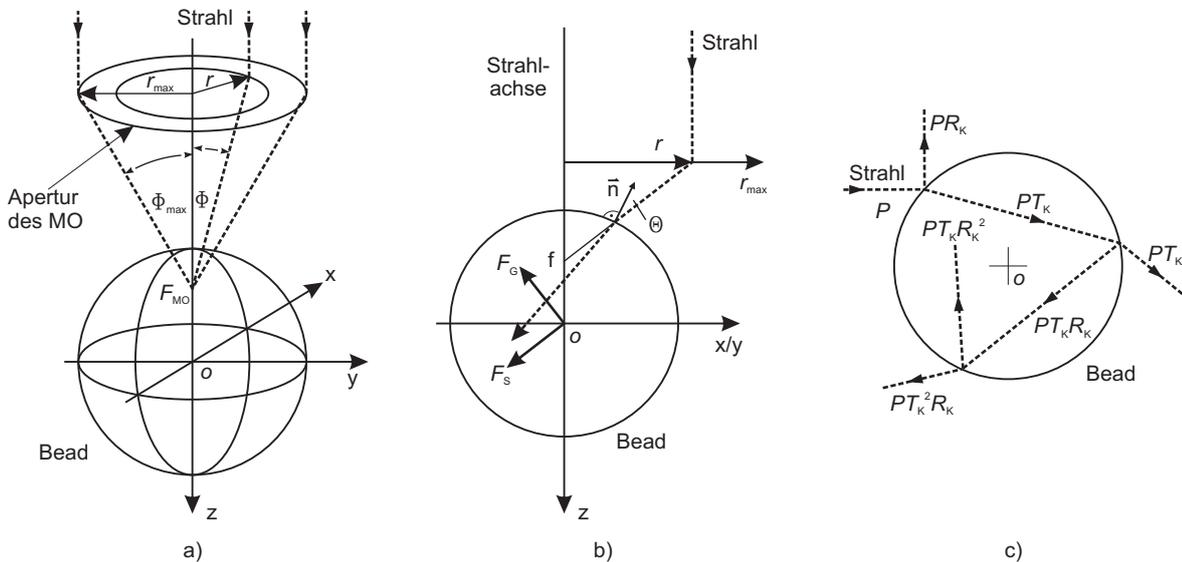


Abb. 5.2: a) Eine einfache optische Pinzette im Strahlenmodell mit der Brennweite F_{MO} und dem Mittelpunkt O der Kugel auf der optischen Achse in z -Richtung b) Geometrie und entstehende Kräfte F_S und F_G eines einzelnen Strahls c) Durchgang eines einzelnen, unter dem Winkel θ einfallenden, Strahls durch eine Mikrokugel und dessen Aufspaltung an den Grenzflächen der Kugel.

Ein paralleles Strahlenbündel fällt in die Pupille des Mikroskopobjektivs ein und wird dadurch auf einen idealen Punkt fokussiert. Die Annahme eines dimensionslosen Fokus ist möglich, da im Strahlenmodell die Kugel um ein vielfaches größer als die Wellenlänge ist und die maximale Ausdehnung des Fokuspunktes vernachlässigbar ist. Die Berechnung der auf die Kugel einwirkenden Gesamtkraft erfolgt durch die Aufsummierung der einzelnen Kräfte eines jeden Strahls in Abhängigkeit des Eintrittspunktes in der Pupille im Abstand r . Durch die Beschreibung des konvergierenden Strahls, dessen Richtung und Moment gerade durch den idealen Fokus laufen, erhält man die richtige Polarisationsrichtung und das richtige Moment für jeden Strahl. An der Grenzfläche des Partikels werden die Strahlen gebrochen und reflektiert und die Kräfte können

berechnet werden.

Bevor ein auf eine Kugel einfallendes Strahlenbündel betrachtet wird, soll die Wirkung eines einzelnen unter dem Winkel θ , auf diese auftreffenden Strahls untersucht werden (vgl. Abb. 5.2b). Abbildung 5.2c stellt die Geometrie für den Durchgang eines einzelnen Strahls durch eine Mikrokugel dar, der unter dem Winkel θ auftrifft. An den Grenzflächen wird der Strahl jeweils nach den Fresnel'schen Formel in einen reflektierten (R_K) und transmittierten (T_K) Strahl aufgespalten und entsprechend reflektiert bzw. gebrochen. Aufgrund der Impulsänderung, bedingt durch die Brechung eines das Teilchen verlassenden Anteils, müssen für die Gesamtkraftberechnung nur die folgenden Strahlanteile berücksichtigt werden: $PR_K, PT_K^2, PR_K T_K^2 \dots PR_K^n T_K^2$ mit $n = 1, 2, 3, \dots$. Für die Berechnung wird Absorption und Streuung vernachlässigt, so dass $R_K + T_K = 1$ ist. Die Kraft, die auf den Ursprung O des Partikels wirkt, kann in eine Kraftkomponente in Ausbreitungsrichtung des Strahls F_z und eine dazu senkrecht stehende Komponente F_y aufgespalten werden. Diese berechnen sich nach den Gleichungen (68) und (69). Entsprechend dem eingeführten Terminus entspricht F_z der Streukraft F_S und F_y der Gradientenkraft F_G . Zu beachten ist die Polarisationsabhängigkeit der Kräfte aufgrund der Fresnelreflexionen.

$$F_z = F_S = \frac{n_1 P}{c} \left(1 + R_K \cos 2\theta - \frac{T_K^2 [\cos(2\theta - 2r) + R_K \cos 2\theta]}{1 + R_K^2 + 2R_K \cos 2r} \right) \quad (68)$$

$$F_y = F_G = \frac{n_1 P}{c} \left(R_K \sin 2\theta - \frac{T_K^2 [\sin(2\theta - 2r) + R_K \sin 2\theta]}{1 + R_K^2 + 2R_K \cos 2r} \right) \quad (69)$$

Für ein komplettes Strahlenfeld können die Kräfte $F_{G,ges}$ und $F_{S,ges}$ des einfallenden Feldes aus der Vektorsumme der einzelnen Kräfte F_G und F_S eines Strahls berechnet werden. Die Gesamtkraft F_T berechnet sich nach:

$$F_T = \sqrt{F_{G,ges}^2 + F_{S,ges}^2} \quad (70)$$

Sind die Abmaße der Partikel sehr viel kleiner als die Wellenlänge ($r_K \ll \lambda$), sind die Bedingungen für die Rayleigh-Streuung erfüllt. Durch die Annahme der Kugel als Dipol, können die optisch induzierten Kräfte berechnet werden. In diesem Ansatz sind die Formeln für die Streu- und Gradientenkraft voneinander getrennt. Die Streukraft ergibt sich aus der Absorption und Wiederabstrahlung der Partikel. Für ein Partikel mit dem Radius r_K berechnet sich die Streukraft F_S

$$F_S = \frac{I_0 \sigma n_m}{c} \quad (71)$$

mit der Intensität I_0 der einwirkenden Strahlung, der Brechzahl des die Kugel umgebenden Mediums n_m , der Lichtgeschwindigkeit c und dem Streuquerschnitt σ . Letzterer berechnet sich u. a. aus der Brechzahl der Kugel n_K und der Wellenlänge λ des Lasers

$$\sigma = \frac{128\pi^5 r_K^6}{3\lambda^4} \left(\frac{(n_K/n_m) - 1}{(n_K/n_m) + 2} \right)^2 \quad (72)$$

Die zeitgemittelte Gradientenkraft F_G entsteht durch die Interaktion des induzierten Dipols mit dem inhomogenen Feld.

$$F_G = \frac{2\pi\alpha^2}{cn_m} \nabla I_0 \quad (73)$$

Dabei ist die α Polarisierbarkeit der Kugel.

$$\alpha = n_m^2 r_K^3 \left(\frac{(n_K/n_m) - 1}{(n_K/n_m) + 2} \right) \quad (74)$$

Die Gradientenkraft ist proportional zum Intensitätsgradienten ∇I_0 des Feldes und zeigt in Richtung des höchsten Gradienten für den Fall, dass die Brechzahl der Kugel größer als die des umgebenden Mediums ist ($n_{K/n_m} > 1$).

Liegt die Größenordnung des Teilchens im Bereich der Wellenlänge ($r_K \approx \lambda$), beschreiben weder das Mie- noch das Rayleigh-Regime das System korrekt. In diesem Fall müssen weitere elektromagnetische Ansätze verwendet werden, um eine gültige Beschreibung zu erhalten (73).

5.4 Prinzipieller Aufbau einer optischen Pinzette

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Versuche wurde als Ausgangssystem eine Pinzette aufgebaut, die einen einzelnen Fokuspunkt im Kanalsystem erzeugt. Dieses Experiment kann mit einer geringen Anzahl von Bauteilen im Labor realisiert werden. Eine Prinzipskizze des Experiments ist in Abb. 5.3 aufgeführt.

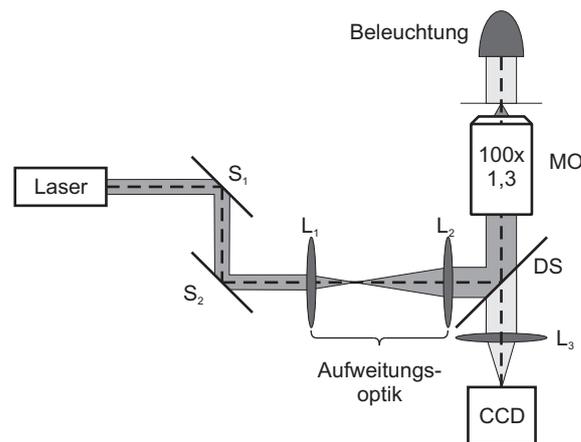


Abb. 5.3: Prinzipskizze einer optischen Pinzette zur Manipulation.

Hierfür werden folgende Bauelemente benötigt, auf die, wenn erforderlich, kurz eingegangen werden soll. Die Auswahl der Laserquelle richtet sich nach der Anwendung. Zum einen ist die Wellenlänge entscheidend, zum anderen die Ausgangsleistung des Lasers. Für die Anwendung in biologischen Systemen zur Zelluntersuchung hat sich der Infrarotbereich als vorteilhaft erwiesen, damit die Schädigung der Zellen auszuschließen oder sehr gering ist (80). Die notwendige Ausgangsleistung muss dem Verwendungszweck angepasst werden. Für eine einzelne Falle sind wenige Milliwatt Leistung im Fokus der Falle ($P_F \leq 10 \text{ mW}$) ausreichend, wohingegen bei paralleler Manipulation (siehe Abschnitt 5.5) jeder einzelne Spot ausreichend leistungsstark sein muss ($P_G \geq \text{Anzahl der Fallen} \cdot P_F$) und vor allem Verluste durch Streuung und höhere Beugungsordnungen nicht vernachlässigt werden dürfen (Erklärung folgt unten). Der Strahlengang

der Laserstrahlung muss zum erforderlichen Teleskop für die Strahlaufweitung justiert werden. Dies erfolgt meistens durch die Anordnung zweier kardanisch aufgehängter Spiegel S_1 und S_2 im Strahlengang. Die beiden Linsen L_1 und L_2 bilden die anschließende Aufweitungsoptik. Damit wird der Durchmesser des Laserstrahls an die Apertur des Mikroskopobjektivs angepasst. Mit einem dichroitischen Spiegel (DS), der für die ausgewählte Laserstrahlung hoch reflektierend ist, wird die Laserstrahlung in das Mikroskopobjektiv eingekoppelt. Dieser Spiegel sollte für den visuellen Spektralbereich transmittierend sein, so dass das Mikroskopobjektiv auch zur Beobachtung verwendet werden kann. Für die dreidimensionale Manipulation muss die Numerische Apertur des Mikroskopobjektivs (MO) ausreichend hoch ($NA > 1$) (81) sein. Dies kann nur durch Wasser- oder Ölimmersionsobjektive erreicht werden. Die Beobachtung im Fluidiksystem erfolgt durch das Mikroskopobjektiv. Ist dieses Objektiv nach „unendlich“ korrigiert erfolgt die Abbildung mit einer Linse (L_3) auf z. B. eine CCD-Kamera. Die Beleuchtung erfolgt mit einer handelsüblichen Weißlichtquelle. Für den Aufbau einer optischen Pinzette finden sich in der Literatur eine Reihe von Quellen (81; 82).

5.5 Parallele Manipulation mit einer optischen Pinzette

5.5.1 Parallele dreidimensionale Manipulation

Oft ist es auch erwünscht, nicht nur einen, sondern mehrere Partikel parallel zu beeinflussen. Dies bietet vor allem für Experimente, bei denen eine große Anzahl an Proben untersucht werden soll, eine große Zeitersparnis. Es gibt unterschiedliche Möglichkeiten diese zu verwirklichen. Im folgenden Abschnitt werden die wichtigsten Ansätze der Manipulation von Partikeln im Mikrometerbereich diskutiert. Das erste Unterscheidungskriterium ist die Unterteilung in zwei- bzw. dreidimensionale Manipulation. Darauf aufbauend werden die Methoden in Bezug auf dynamische und statische Ausführung unterschieden. Eine Auswahl an Verfahren ist in Diagramm in Abb. 5.4 aufgeführt, die für das Verständnis der durchgeführten Arbeiten hilfreich ist.

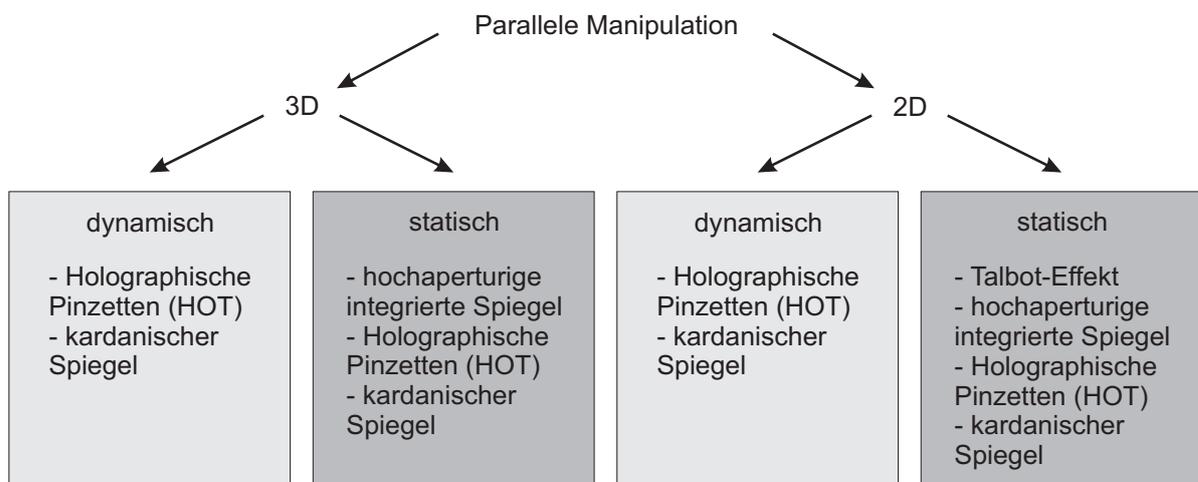


Abb. 5.4: Möglichkeiten der optischen Manipulation unterteilt nach zwei- und dreidimensionalen sowie nach statischen und dynamischen Kriterien.

Die dreidimensionale dynamische Manipulation kann anhand des in Abbildung 5.5a dargestellten Systems sehr einfach in ein bestehendes System implementiert werden. Ein auf der optischen Achse in die Pupille des Mikroskopobjektivs einfallendes ebenes Wellenfeld wird in der Brennebene des Objektivs auf der optischen Achse fokussiert (dunkler Strahlengang in Abb. 5.5a). Ist das einfallende Wellenfeld konvergent, verschiebt sich der Fokus zum Objektiv hin. Für ein divergentes Wellenfeld verschiebt er sich in Ausbreitungsrichtung des Feldes. Fällt dagegen ein zu der optischen Achse unter einem Winkel geneigtes ebenes Wellenfeld (hellgrauer Strahlengang) in die Pupille des MO ein, wird dieses nicht auf der optischen Achse, sondern neben ihr liegend fokussiert. Dieses geneigte Wellenfeld kann erzeugt werden, indem ein kardanisches aufgehängter Spiegel (Gimbal Mirror) in einer zu der Pupille optisch konjugierten Ebene eingebracht wird. Diese kann durch die Abbildung mit einem Teleskop, wie es auch schon zur Strahlaufweitung in solchen Systemen verwendet wird, erzeugt werden. Die parallele Manipulation von Partikeln wird möglich, wenn der Spiegel mit einer hohen Frequenz angesteuert wird und die gewünschten Positionen, an denen Partikel manipuliert werden sollen, seriell abtastet. Es gibt zwei Bedingungen, die erfüllt werden müssen, um die Partikel an den Positionen zu halten. Erstens muss der Laser in einem kleineren Zeitintervall die gleiche Position wieder erreichen, als ein Partikel braucht, um durch Brown'sche Bewegung oder durch den im Kanal anliegenden Fluss die gewünschte Position zu verlassen. Zweitens muss die Einwirkzeit auf ein Partikel lang genug sein, um den Partikel durch die Gradientenkraft an die Position zurückzuziehen. Mit dieser Methode können Partikel nur in der Fokusebene des Mikroskopobjektivs angeordnet werden. Eine Möglichkeit für die Integration zur Beeinflussung in der dritten Raumrichtung (entlang der optischen Achse) und eine detaillierte Behandlung des Systemdesigns ist in (83) zu finden. Basierend auf der Ablenkung des gesamten Laserstrahls ist es möglich, anstelle des Spiegels einen akusto-optischen- (84) oder elektro-optischen-Modulator (85) zu verwenden.

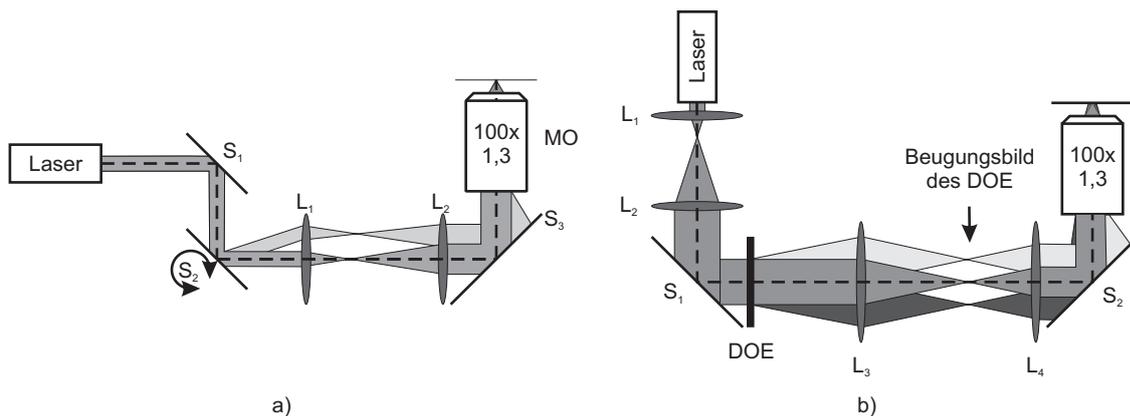


Abb. 5.5: a) Prinzipskizze der parallelen Manipulation mit einem kardanischem aufgehängten Spiegel in einer zur Pupille des Objektivs optisch konjugierten reellen Ebene und b) Prinzipskizze eines HOTS-Systems zur parallelen Manipulation durch das Beugungsbild eines DOEs.

Die wichtigste Voraussetzung für die parallele Manipulation ist, dass ein Wellenfeld mit Komponenten, die unter verschiedenen Winkeln durch die Apertur des Mikroskopobjektivs einfallen, erzeugt wird. Wie im Falle der Nutzung eines kardanisch aufgehängten Spiegels zur Strahlablenkung, können auch DOEs zur Erzeugung abgelenkter Wellenfelder genutzt werden. Wird ein solches DOE zur Strahlteilung in die Apertur eingebracht, so erhält man im Fokus des Objektivs die Fouriertransformierte des DOEs, d. h. das Fraunhofer'sche Beugungsbild. Somit muss im idealen Fall die Laserleistung um den Faktor der Anzahl paralleler Foki erhöht werden, so dass ein einzelner Fokus wiederum die minimal erforderliche Laserleistung zum Einfangen besitzt. In dieser Annahme sind aber noch keine Verluste durch Streuung und höhere Beugungsordnungen einbezogen. Technologisch ist es aufwändig, das DOE in die Apertur des Objektivs einzubringen, vor allem dann, wenn mit einem Spatialen Licht Modulator (SLM) zur Erzeugung dynamischer DOEs gearbeitet wird. Mit Hilfe eines Teleskops wird auch hier eine optisch konjugierte Ebene erzeugt, in die das DOE eingebracht wird. Die aktive Fläche des SLM ist sehr viel größer als die der Apertur des Objektivs. Durch die Verwendung unterschiedlicher Brennweiten für die Linsen L_3 und L_4 wird der SLM verkleinert in die Pupille abgebildet. Somit ist es möglich, DOEs mit einer größeren Pixelanzahl zu verwenden, was sich in einer besseren Qualität der Beugungsbilder niederschlägt. Zusätzlich ist in dieser Systemvariante ein zweites Teleskop notwendig, um den Laser aufzuweiten und die komplette Fläche des SLM bzw. DOEs auszuleuchten (vgl. Abb. 5.5b).

In den Fokuspunkten können bei Verwendung eines hochaperturigen Mikroskopobjektivs Partikel dreidimensional manipuliert werden, wobei die Fokuspunkte in drei Dimensionen erzeugt werden können. Für eine Änderung der Feldverteilung muss ein komplett neues DOE berechnet werden, auch wenn nur ein Fokuspunkt verschoben werden soll (86). Die Aktualisierungsrate ist abhängig von der Frequenz, mit der die neuen DOEs online berechnet werden können, und von der Bildwiederholungsrate des SLM. Diese Systemvariante ist in der Literatur unter dem Namen Holographic Optical Tweezers (HOT) zu finden (87–89) und kann in kommerziell erhältliche invertierte Mikroskopsysteme integriert werden.

Die parallele dreidimensionale Manipulation mit statischen, d.h. nicht beweglichen Fallen, kann sowohl durch die Verwendung des HOT-Systems realisiert werden als auch durch neue Ansätze, welche die Integration von Spiegeln in die Kanalwand nutzen (vgl. Abb. 5.6). Ein einfallendes paralleles Laserbündel wird durch die in der Kanalwand integrierten Spiegel im Kanal fokussiert. Die Ergebnisse zeigen, dass dieses Prinzip ein dreidimensionales Einfangen von Partikeln in den Foki der Spiegel ermöglicht. Die Anzahl und die Verteilung der Fallen im Kanal richtet sich nach der Anzahl der Spiegel. Diese können nahezu beliebig angeordnet werden (90). Dieses Beispiel wird aufgeführt, da es sehr gut die Möglichkeit zur Integration mikrooptischer Komponenten in die Kanalwand aufzeigt.

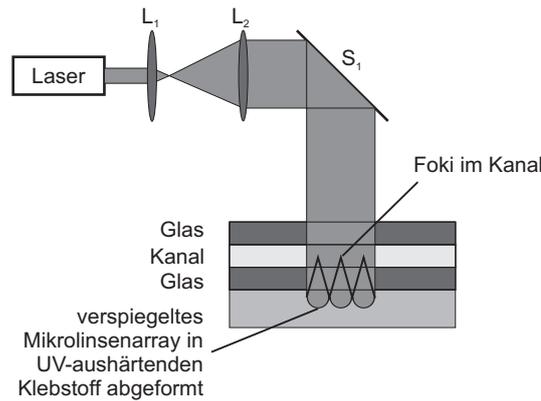


Abb. 5.6: Prinzipskizze für die parallele Manipulation mit in die Kanalwand integrierten Spiegeln.

5.5.2 Parallele zweidimensionale Manipulation

Für die zweidimensionale Manipulation können neben den obigen Systemen der dreidimensionalen Manipulation weitere Systeme verwendet werden. Die dreidimensionalen Manipulationssysteme vereinfachen sich in diesem Fall erheblich. Zum einen muss die Justage für die dritte Dimension nicht mehr durchgeführt werden, zum anderen können Objektive mit einem längeren Arbeitsabstand und somit einer kleineren Numerischen Apertur ohne Immersionsflüssigkeit verwendet werden. Detailliert sollen hierzu Systeme beschrieben werden, die auf dem Talboteffekt beruhen.

Der Talboteffekt, auch Selbstabbildungseffekt genannt, kommt für die Erzeugung von Feldverteilungen zur Manipulation mit einer sehr einfachen Optik aus. Während sich für die Erzeugung des Beugungsbildes eines DOEs mittels einer Linse die Beugungsordnungen mit einer konstanten Phasendifferenz ($\Delta\phi = m \times 2\pi$ mit $m = const.$) überlagern, ist beim Talboteffekt für die „Bildentstehung“ in einer Ebene hinter dem DOE die Interferenz von Beugungsordnungen untereinander mit einem ganzzahligen Vielfachen ($\Delta\phi = k \times 2\pi$ mit $k \in 0 \dots n_{max}$) verantwortlich. In den sogenannten Talbotabständen $z_T = 2\Lambda^2/\lambda$ (mit der Periode Λ des DOE und der Wellenlänge λ der einfallenden Strahlung) hinter dem DOE wird das ursprüngliche DOE abgebildet. Bei ungradzahligen Vielfachen der halben Talbotlänge ergibt sich ein inverses Bild des DOE (siehe Abb. 5.7a).

In Abb. 5.7a ist dies beispielhaft für die 0. und die ± 1 . Beugungsordnung eingezeichnet. Ab einer bestimmten Entfernung z_{max} überlagern sich die Beugungsordnungen nicht mehr und es entstehen keine weiteren Bilder des DOE. Dies wird als „walk-off“ Effekt bezeichnet. Die Entfernung z_{max} berechnet sich nach der Anzahl der Perioden M , der Gitterperiode Λ , und Beugungswinkel der ersten Beugungsordnung α zu $z_{max} = M\Lambda/\tan(\alpha)$ (91). Sun beschreibt in (92) die Manipulation von Partikeln in einem gestapelten fluidischen System unter Verwendung des Talboteffekts. Aufgrund der Eigenschaft des Talboteffekts Partikel nur zweidimensional zu beeinflussen (93), ist die Tiefe der Kanäle an den halben Talbotabstand angepasst. Somit werden die Teilchen

immer gegen die Kanalwand gedrückt. Dies ist in Abb. 5.7b dargestellt. Der Aufbau des Experiments ist dem einer einfachen optischen Pinzette ähnlich. Allerdings wird das Teleskop nicht zur Strahlaufweitung, sondern umgekehrt zur Reduzierung des Strahldurchmessers verwendet. Je nach Ausgangsleistung des verwendeten Lasers, hier $P_{\text{Laser}} = 1\text{W}$, muss der Strahldurchmesser auf einen ausreichend kleinen Durchmesser ($d_{\text{Strahl}} = 200\ \mu\text{m}$) reduziert werden, um in den einzelnen Spots genügend Leistungsdichte für die Manipulation zu erhalten. Ein Mikroskopobjektiv wird zur Manipulation nicht mehr benötigt, es ist nur noch für die Beobachtung der Mikropartikel in Verbindung mit einer CCD Kamera erforderlich.

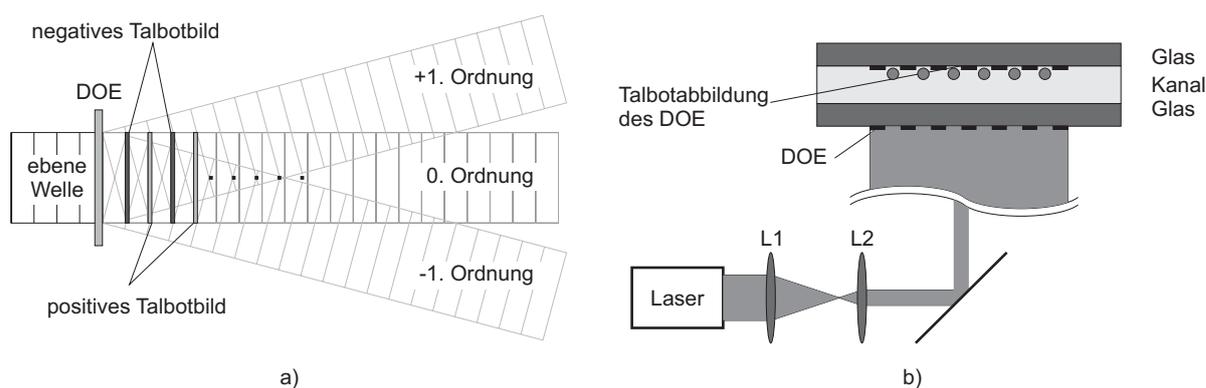


Abb. 5.7: a) Selbstabbildungseffekt eines Gitters und maximale Abbildungsweite durch den Selbstabbildungseffekt
b) Manipulation von Partikeln unter Verwendung des Talboteffekts.

5.5.3 Verwendung einer optischen Pinzette zur Beeinflussung der Flusseigenschaften von Partikeln in einem fluidischen Kanal

Eine optische Pinzette kann nicht nur zum Einfangen und Manipulieren von Partikeln in einem System verwendet werden. Optisch erzeugte Feldverteilungen in einem fluidischen Kanal ermöglichen es, die Bewegungsrichtung von im Fluss des Mediums befindlichen Partikeln zu ändern. Basierend auf dem HOT-System wird in (94) ein zweidimensionales Gitter im Kanal erzeugt. Bedingt durch die äußeren Kräfte, die durch den Fluss des Mediums auf das Partikel einwirken, werden diese nicht in den einzelnen Spots gefangen, sondern immer wieder herausgedrückt. Abbildung 5.8 verdeutlicht das Prinzip.

Ein von rechts ankommendes Teilchen gelangt in den Einflussbereich des Spot Nummer 1. Bedingt durch die Gradientenkraft, die wie oben beschrieben auf das Teilchen einwirkt, wird das Teilchen in Richtung der höchsten Intensität im Fokuspunkt gezogen. Ist die Kraft durch das Medium auf das Teilchen groß genug, wird dieses aus der Falle herausgedrückt und bewegt sich wieder in Richtung der Flussrichtung des Mediums, solange bis es in den Einflussbereich des Spot Nummer 2 kommt. Auch hier wird es wieder in Richtung der höchsten Intensität gezogen, so dass es zu einem seitlichen Versatz der Lage des Teilchens zur Strömungsrichtung des Mediums kommt. In der hier beschriebenen Arbeit bewegen sich die Teilchen für eine Verdrehung

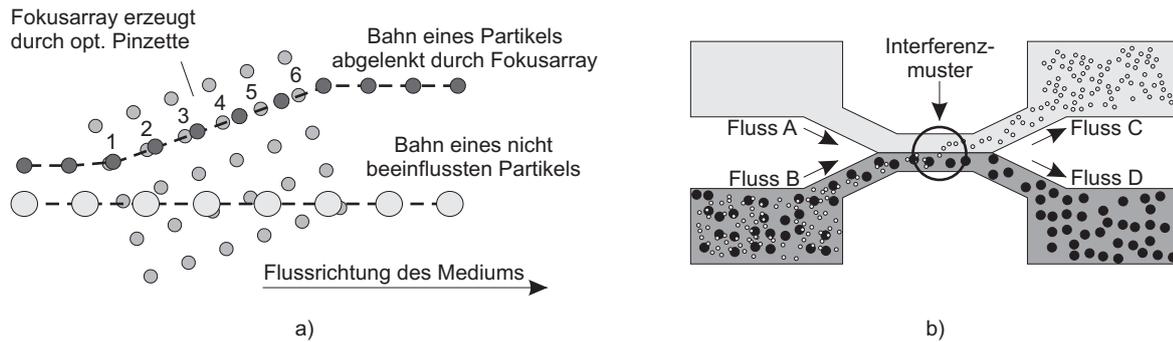


Abb. 5.8: a) Ablenkung eines Partikels im Fluss durch die Feldverteilung erzeugt durch ein HOT-System b) Prinzipdarstellung zur Separierung nach Brechzahl bzw. Größe durch ein Vielfachinterferenzmuster.

des Spotarrays um 9° zum Fluss entlang einer Linie von Spots wie es in Abb. 5.8a dargestellt wird. Wird der Winkel größer, springen die Partikel nicht mehr direkt in einer Linie von Spot zu Spot (Spot 1 bis 6 in Abb. 5.8a). Sie werden somit nicht mehr um die komplette Verdrehung des Arrays abgelenkt. Der Ablenkwinkel ist kleiner, da nicht jeder direkt folgende Spot durchlaufen wird.

Aufbauend auf einem Experiment dieser Art, verwenden die Autoren in (95) einen diffraktiven Strahlteiler, der fünf divergierende Strahlen erzeugt. Eine Optik kollimiert diese Strahlen, die anschließend in Phase und Amplitude individuell beeinflusst werden können, bevor sie durch eine asphärische Linse im Kanal fokussiert werden. Die Vielfachinterferenz erzeugt ein um 45° zur Flussrichtung verdrehtes dreidimensionales Gitter (Interferenzmuster) in der Separationskammer mit dem Interferenzmuster des fluidischen Systems. Der prinzipielle Versuchsaufbau ist in Abb. 5.8b dargestellt. Durch zwei Zuflüsse A und B werden zwei parallele, sich nicht mischende Flüsse in der Separationskammer erzeugt. Fluss A ist ein Fluss ohne Partikel und Fluss B enthält eine Mischung aus Partikeln mit unterschiedlichen Eigenschaften (z. B. Größe, Brechzahl). Die beiden Flüsse gelangen nach der Separationskammer in die Flüsse C und D. In diesem Experiment wurde zum einen der Einfluss der Brechzahl der Partikel bei gleicher Größe und zum anderen der Einfluss der Größe bei gleicher Brechzahl untersucht. Für unterschiedliche Materialien (Polymer- und Glaspartikel) konnte gezeigt werden, dass, auch bei hoher Partikelkonzentration, die Beads der Brechzahl entsprechend zu mehr als 96% richtig getrennt werden konnten. Dabei wurden die Polymerkugeln im Interferenzmuster aus Fluss B in Fluss C abgelenkt, wohingegen die Glaskugeln nicht beeinflusst wurden und im Fluss D verblieben. Für die Separation in Abhängigkeit von der Größe wurden Protein Mikrokapseln der Größen $2\ \mu\text{m}$ und $4\ \mu\text{m}$ verwendet. Es konnte gezeigt werden, dass die $2\ \mu\text{m}$ großen Kapseln im Interferenzmuster um 45° in den Fluss C abgelenkt werden, wohingegen die $4\ \mu\text{m}$ großen Kapseln sich nahezu unbeeinflusst mit dem Fluss D weiterbewegen.

Eine weitere Möglichkeit ist die Verwendung des Talboteffekts zur Ablenkung. Mit dem Experiment zur zweidimensionalen Manipulation (92) konnte auch die Ablenkung von Partikel im

Fluss demonstriert werden (96). Die Autoren verwendeten 4,74 μm und 1,85 μm große Glasbeads und konnten nachweisen, dass die 4,74 μm großen Partikel um ca. 25° im Talbotgitter der Periode $\Lambda = 9 \mu\text{m}$ abgelenkt werden. Für die kleineren Kugeln konnte keine merkliche Ablenkung beobachtet werden.

5.6 Integrierte Mikrooptik für die parallele optische Manipulation

5.6.1 Von der Mikrofluidik zur Optofluidik

Unter dem Schlagwort der Mikrofluidik versteht man die Wissenschaft und Technologie von Systemen, die kleine Mengen an Flüssigkeit ($10^{-9} \dots 10^{-18}$ l) durch die Verwendung von Kanälen, im Größenbereich einiger zehn bis hundert Mikrometer, zu Prozessieren und Manipulieren vermögen. Es gab mehrere Motivationen, aus denen heraus sich die Mikrofluidik entwickelte. Zum einen der Bereich der Analytik für z. B. die Gasphasenchromatographie, die Hochdruckflüssigkeitschromatographie und die Kapillarelektrophorese. Zum anderen wurde in der Molekularbiologie ein hoher Durchsatz bei gleichzeitig hoher Sensitivität gewünscht. Nicht zuletzt war es die Hoffnung, die planaren Herstellungstechnologien der Mikroelektronik direkt auf mikrofluidische Systeme anzuwenden. Diese Systeme haben den entscheidenden Vorteil, mit kleinen Volumina und der somit kleinen Menge an Proben und Reagenzien zu arbeiten. Deshalb kann die Separation und Detektion mit einer hohen Empfindlichkeit und Auflösung durchgeführt werden. Dadurch sind diese Systeme billiger, schneller und ungiftiger (97; 98). In Zusammenhang mit dem Thema Mikrofluidik steht meistens das Schlagwort „Lab-on-a-Chip“ als Ziel für die Integration biologischer und chemischer Funktionalitäten und Analytik auf Chip-Basis. Neben den kleinen Abmessungen sind die dominantesten Eigenschaften mikrofluidischer Systeme der laminare Fluss, Diffusion von einem Medium in ein zweites, der Flusswiderstand und das Oberflächen zu Volumen Verhältnis (engl.: surface area to volume ratio SAV)(99).

Auch auf Basis der Softlithographie mit Polydimethylsiloxan (PDMS) wurden die notwendigen Grundlagen geschaffen. Es wurden pneumatisch aktivierte Ventile, Mixer und Pumpen demonstriert und damit die notwendigen Grundlagen geschaffen, sie in mikrofluidische Systeme einzusetzen. Die heute am weitesten entwickelte Anwendung, die kommerziell erhältlich ist, ist das Screening der Proteinkristallisation (97).

Die Kombination aus mikrofluidischen und optischen Systemen wird als Optofluidik bezeichnet. Hierbei geht es um die Integration optische Funktionalität direkt auf dem Fluidikchip (vgl. Abb. 5.9), um die Plattformunabhängigkeit und Empfindlichkeit der Systeme zu erhöhen (100). Die Autoren definieren ein klassisches optofluidisches System bestehend aus drei Ebenen. In der Ebene a (vgl. Abb. 5.9) befinden sich die mikrofluidischen Kontrollelemente wie z. B. Pumpen und Ventile, darunter in Ebene b die mikrofluidischen Kanäle und in Ebene c die optischen Komponenten. Als Beispiele führen sie z. B. ein optofluidisches Mikroskop (OFM) oder einen optofluidischen „distributed feedback (DFB) dye laser“ auf.

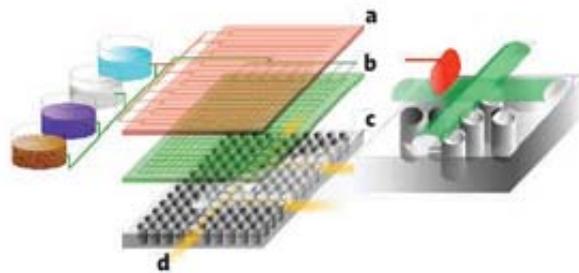


Abb. 5.9: a) Beispiel eines optofluidischen Systems nach (100). Ein typisches optofluidisches System besteht aus drei Systemebenen, die Ebene a enthält die mikrofluidischen Kontrollelemente, Ebene b die mikrofluidischen Kanäle und Ebene c die optischen Komponenten.

5.6.2 Materialeigenschaften von Polydimethylsiloxan

Für die Herstellung mikrofluidischer Systeme steht eine große Anzahl verschiedener Materialien zur Verfügung. Neben Silizium werden Gläser und Quarzgläser direkt strukturiert bzw. Polymere oder Kunststoffe von einem Master abgeformt. In dieser Arbeit wurde mit PDMS Strukturen gearbeitet, weshalb im Folgenden auf dieses Material eingegangen wird.

Die Verwendung von PDMS zur Herstellung mikrofluidischer Systeme wird in einer Vielzahl von Veröffentlichungen behandelt (101–105). Der Grund hierfür sind die idealen Eigenschaften des Materials für mikrofluidische Anwendungen sowie die einfache Verarbeitung. Für PDMS sprechen neben der optischen Transparenz auch dessen Biokompatibilität, die gute Anhaftung an Glasflächen zur Erzeugung gas- und wasserdichter Kanäle sowie die hydrophobe Oberfläche nach dem Aushärten. Weiterhin ist das Material resistent gegen ultraviolette (UV) Strahlung und bleibt bei hohen wie niedrigen Temperaturen stabil (106). Diese Eigenschaften werden durch die hervorragenden Verarbeitungseigenschaften ergänzt. PDMS lässt sich leicht handhaben, gut ausformen und die Verarbeitung ist nicht an einen Reinraum gebunden. Es ermöglicht sowohl die Replikation mikrofluidischer Kanäle in der Größenordnung einiger 10 μm als auch die optischer Funktionsflächen bis zu einer Größenordnung von einigen 10 nm (107). Während des Aushärtens kommt es zu geringer Ausgasung, es bleibt formstabil und schrumpft kaum. Das Polymer wird als Zweikomponentenkit ausgeliefert: bestehend aus einem Pre-PDMS Monomer ($[\text{SiO}(\text{CH}_3)_2]$) und einem Vernetzer, der nach der Mischung (Herstellerangabe: Verhältnis 10:1) die Polymerisation anregt. Durch Änderung des Mischungsverhältnisses auf 20:1 kann eine bessere reversible Abdichtung zwischen Glas und PDMS aufgrund des weicheren PDMS erreicht werden (108), wohingegen ein Mischungsverhältnis von 8:1 ein steiferes PDMS Element zur Folge hat (109). Als Master zur Abformung können neben Si-Waferstrukturen auch SU-8 Strukturen, Photoresist auf Glas, Polymer- bzw. Metallstrukturen dienen. Die meisten dieser Strukturen können zum mehrmaligen Abformen genutzt werden. Für weiterreichende Informationen bezüglich PDMS wird auf (110) verwiesen werden.

5.6.3 Integration optischer Funktionalität in die Kanalwand eines fluidischen Systems zur Manipulation von Partikeln

Basierend auf dem optofluidischen Ansatz wird in dieser Arbeit optische Funktionalität für eine optische Pinzette in die Kanalwand eines mikrofluidischen Systems integriert (vgl. (90; 111)). Dabei handelt es sich um die Einbindung diffraktiver Strahlteiler, hergestellt aus PDMS, deren Beugungsbild im Fokus des Mikroskopobjektivs erzeugt wird. Auch bei diesem Ansatz werden die Fouriertransformationseigenschaften einer Linse, hier des Mikroskopobjektivs, ausgenutzt (vgl. Abb. 5.10a), wie es unter anderem in (112) beschrieben ist.

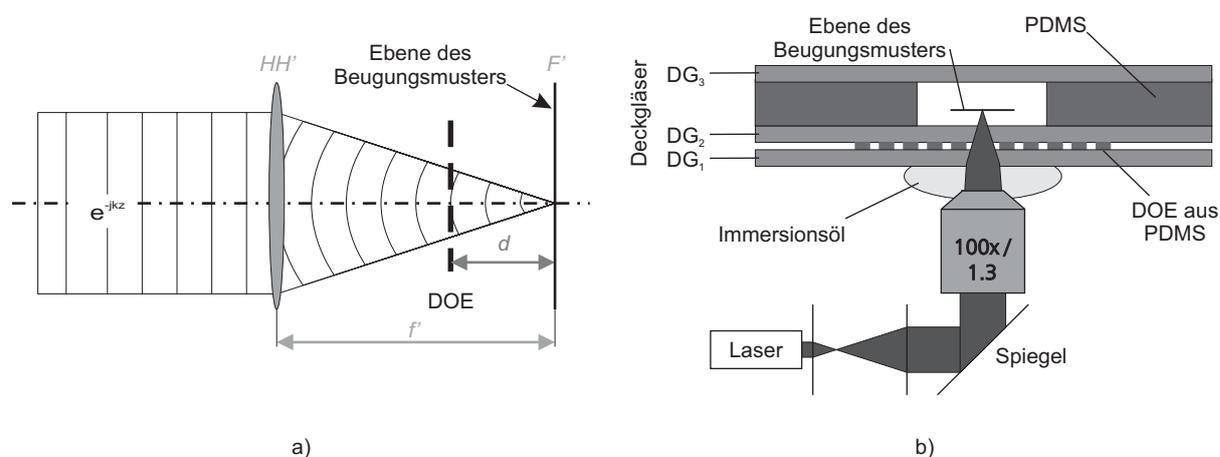


Abb. 5.10: a) Fouriertransformationseigenschaften einer Linse mit einem DOE eingebracht nach dieser (112), b) Prinzipskizze des Experimentalaufbaus mit einem DOE in einer Sandwichkonstruktion zwischen zwei Deckgläsern (DG_1 und DG_2).

Abbildung 5.10b stellt den Experimentalaufbau da, der dem für eine einfache Pinzette in Abschnitt 5.4 entspricht. Der Laserstrahl wird mit einem Teleskop aufgeweitet (vgl. 5.4), so dass die Pupille des Mikroskopobjektivs (Nikon Planfluor 100 \times /1,3) ausgefüllt wird. Das verwendete Immersionsobjektiv ist auf eine Deckglasdicke von $d_{opt} = 0,17$ mm optimiert. Für eine einfache optische Pinzette wird ein Kanalsystem eingebracht, welches durch ein Deckglas der Stärke #1 ($d_{DG} = 0,13 - 0,16$ mm) oder #1,5 ($d_{DG} = 0,16 - 0,19$ mm) zum Mikroskopobjektiv hin abgedeckt wird. Für die zusätzliche Integration eines diffraktiven Elements in die Kanalwand wurden folgende Punkte mit berücksichtigt. Die Gesamtdicke der Kanalwand soll so wenig wie möglich von der Dicke d_{opt} abweichen, so dass Aberrationen vermieden werden, und das System soll in einer Sandwichkonstruktion realisiert werden. Der Grund für die Sandwichkonstruktion durch die Deckgläser DG_1 und DG_2 ist, dass Indexmatching sowohl durch das Fluid im Kanal als auch das Immersionsöl vermieden werden soll. Diese Sandwichkonstruktion bietet weiter zwei nennenswerte Vorteile. Zum einen ist durch die Abdeckung mit einem Deckglas zum Mikroskopobjektiv hin gewährleistet, dass im Falle eines Verbrennens des PDMS die Frontlinse des Objektivs geschützt ist. Ein solches Verbrennen kann durch Partikeleinschlüsse im PDMS-DOE ausgelöst werden. Zum anderen besteht die Möglichkeit, das Deckglas DG_1 zum Objektiv hin

immer fest im System zu belassen und das Lab-on-a-Chip Modul, bestehend aus PDMS-DOE, Deckglas DG₂ und den Kanalaufbauten ohne neues Auftragen von Immersionsöl zu wechseln. Dies minimiert weiterhin die Verschmutzungsgefahr der Frontlinse des Objektivs und bietet eine Verringerung der Prozesszeit.

Kommerziell sind Deckgläser der Stärke #00 ($d_{\text{DG}} = 0,06 - 0,08$ mm) und wie oben schon erwähnt der Stärke #1 und #1,5 erhältlich, die für die Verwendung in einer optischen Pinzette von Interesse sind. Mit einer gemessenen Schichtdicke der PDMS-DOE von $d_{\text{PDMS}} \approx 0,04$ sind Kanalwanddicken der Sandwichkonstruktion, bestehend aus zwei Deckgläsern der Stärke #00, von $d_{\text{Kanalwand}} = 0,16 - 0,2$ mm möglich. Unter Vernachlässigung der Brechzahlunterschiede entspricht dies annähernd der Dicke der Deckgläser #1,5. Bei Verwendung von Deckgläsern der Stärke #1 ergibt sich eine Kanalwanddicke von $d_{\text{Kanalwand}} = 0,30 - 0,36$ mm.

Für die Beobachtung der Partikel im Kanal steht ein 40x Objektiv in Verbindung mit einer CCD-Kamera zur Verfügung. Kamera und Objektiv sind auf der gegenüberliegenden Seite des Kanals positioniert. Mittels einer Schwanenhalsbeleuchtung kann durch das 100x/1,3 Objektiv die Beleuchtung des Kanals von der Unterseite des Systems aus erfolgen.

Im Folgenden sollen die Grenzen dieses Integrationsansatzes in Bezug auf die Periode des DOEs diskutiert werden. Abbildung 5.11a stellt die geometrische Situation des Aufbaus dar. Ausgehend von einer Numerischen Apertur von $\text{NA} = 1,3$ des verwendeten Mikroskopobjektivs, der Deckglasdicke $d_{\text{DG}} = 170$ μm und einer Falltiefe von $d_{\text{FT}} = 10$ μm berechnet sich die maximale Größe des DOE zu $w \times w = 640$ $\mu\text{m} \times 640$ μm . Für ein scharfes Beugungsbild geht man in der Praxis davon aus, mindestens 10 Perioden des DOEs auszuleuchten. Somit ist die maximale Periode der DOE-Zelle $\Lambda_{\text{Zelle}} = 64$ μm .

Abbildung 5.11b stellt die Geometrie in einem Kanal der Breite b_{Kanal} dar. Dieser wird von zwei laminaren, sich nicht vermischenden Flüssen, durchströmt. Mit Hilfe eines Beugungsbildes sollen Partikel aus dem Fluss in Medium 2 in den Fluss von Medium 1 transportiert werden. Der Verdrehwinkel des Beugungsbildes wird mit 45° angenommen. Aus diesen Annahmen berechnet sich das erforderliche Abmaß des Beugungsbildes mit der Kantenlänge $2w_{\text{BO}} \times 2w_{\text{BO}}$ aus der Breite des Kanals b_{Kanal} mit $2w_{\text{BO}} = \sqrt{b_{\text{Kanal}}}/2$. Für einen 100 μm breiten Kanal ist $2w_{\text{BO}} \times 2w_{\text{BO}} = 70 \times 70$ μm^2 . Mittels des obigen Geometrieansatz berechnet sich der Abstand der ersten zur nullten Beugungsordnung für die Periode $\Lambda = 4$ μm zu $w_{\text{BO}} = 33$ μm . Dies bedeutet, dass es mit einem DOE möglich ist, den praxisnahen Kanalquerschnitt für den Partikeltransport mit einem Beugungsbild zu beeinflussen. Mittels eines iterativen Fourier Transformationsalgorithmus (IFTA) kann ein angepasstes Beugungsbild berechnet werden.

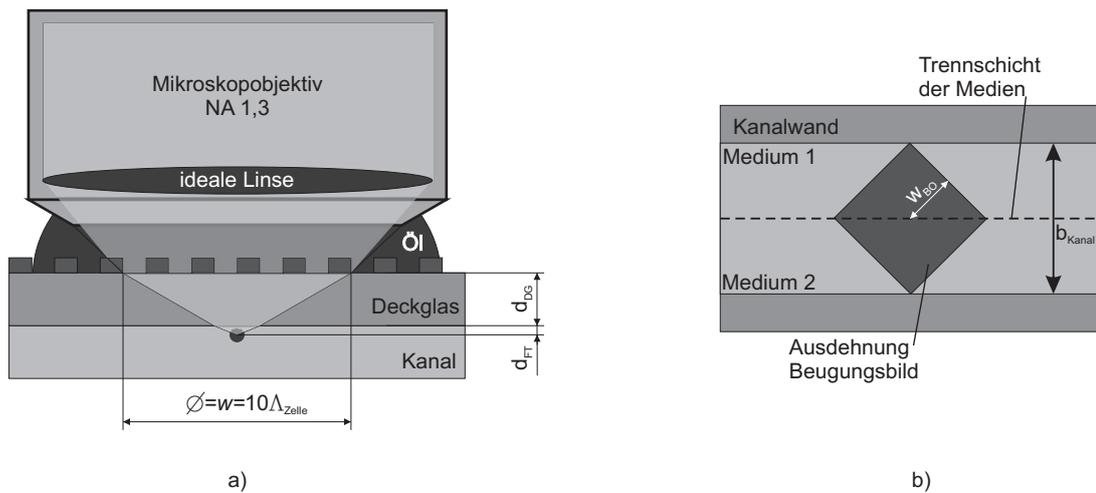
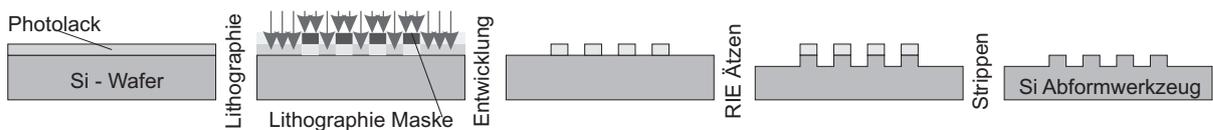


Abb. 5.11: a) Systemkonfiguration zur Abschätzung der Parameter des integrierten Systems und b) Geometrie des Kanals mit eingezeichnetem Bereich für das Beugungsbild der Kantenlänge $2w_{\text{BO}} \times 2w_{\text{BO}}$.

5.6.4 Herstellung der Experimentalsysteme durch Abformung in PDMS

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente wurde ein Siliziumwafer als Master verwendet. Hierfür wurde der Wafer mit Photolack beschichtet und diese Schicht mit UV-Maskenlithographie belichtet. Im folgenden Schritt wurde der belichtete Photolack entwickelt und die Strukturen durch reaktives Ionenätzen (RIE) in das Silizium übertragen. Anschließend wurde die Lackschicht entfernt (Strippen) und der Master mit einer 100 nm dicken Teflonschicht versehen. Die Teflonschicht wurde aufgebracht, damit sich die PDMS Schicht besser vom Master trennen lässt (vgl. Abb. 5.12a).

a) Herstellung des Abformwerkzeugs



a) Abformung auf Deckglas

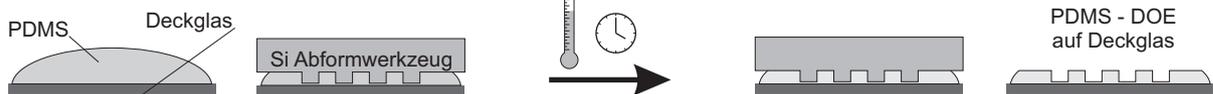


Abb. 5.12: a) Herstellung des Siliziummasters, b) Abformung des Siliziummasters in PDMS.

Die Abformung wurde auf Deckgläsern der Stärke #00 bzw. #1 ausgeführt. Das PDMS wird entsprechend dem Datenblatt im Verhältnis 10:1 (Pre-PDMS:Katalysator) angemischt. Danach wird es in einem Exsikkator entgast, um Lufteinschlüsse im flüssigen PDMS zu entfernen. Anschließend wurde ein Tropfen des PDMS auf das Deckglas aufgetragen und nochmals im Exsikkator

entgast. Auf das vorbereitete Deckglas wird der Siliziummaster aufgelegt und beschwert, bevor das Sandwich zum Ausheizen für eine Stunde bei 105°C in den Ofen gestellt wird. Nach dem Abkühlen kann der Siliziummaster aus dem PDMS entformt werden und ist wieder verwendbar (vgl. Abb. 5.12b).

Das Deckglas (DG_1) mit dem darauf abgeformten PDMS-DOE (vgl. Abb. 5.13a) wird mit einem weiteren Deckglas (DG_2) abgedeckt, so dass sich die PDMS-Struktur zwischen den beiden Deckgläsern befindet. Eine mehrere hundert Mikrometer dicke Zwischenschicht PDMS ermöglicht es, auf diesem Sandwich einen wasserdichten Kanal zu erzeugen, der mit einem weiteren Deckglas (DG_3) mittig abgedeckt wird und an den Seiten noch offen ist. So können die offenen Seiten im Experiment später genutzt werden, um ein Medium in den Kanal einzubringen bzw. abzusaugen und so einen Fluss zu erzeugen (vgl. Abb. 5.13b).

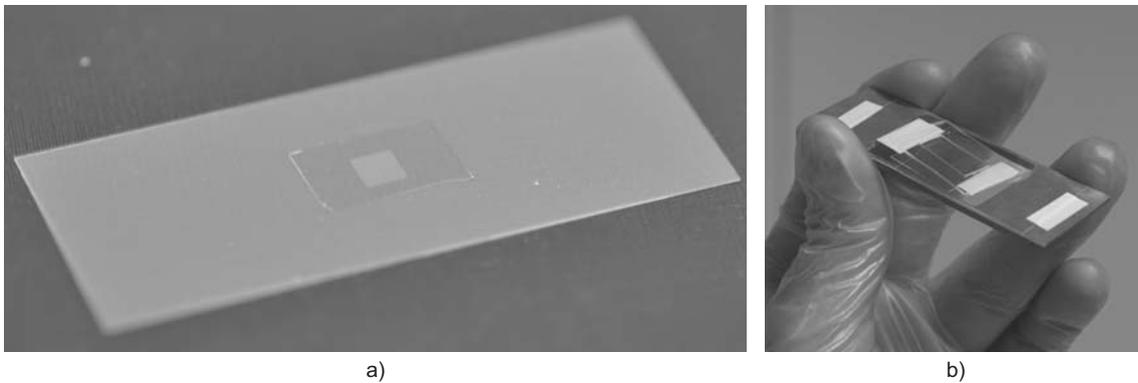


Abb. 5.13: a) Eine $40\ \mu\text{m}$ dicke PDMS-Schicht mit DOE abgeformt auf einem #1 Deckglas der Größe $60 \times 24\ \text{mm}^2$
 b) Ansicht eines Sandwichsystems mit zwei DOEs eingeklebt in einem Messinghalter (113).

5.6.5 Experimente mit integrierten diffraktiven optischen Elementen in der Kanalwand eines fluidischen Systems

Ziel der Versuche ist es zu zeigen, dass dieses Prinzip ermöglicht, Partikel sowohl dreidimensional im Kanal einzufangen als auch mittels einer Feldverteilung im Fluss abzulenken. Für das Einfangen wird als DOE ein binäres Gitter der Periode $\Lambda = 10\ \mu\text{m}$ und für die Partikelablenkung ein mit einem iterativen Fouriertransformationsalgorithmus (IFTA) berechneter binärer Mehrfachstrahlteiler in die Kanalwand integriert.

Das Einfangen im Kanal konnte mit oben beschriebenem Experimentalaufbau demonstriert werden. Das verwendete PDMS Gitter ($\Lambda = 10\ \mu\text{m}$) ist in Abb. 5.14a dargestellt. Das Beugungsbild des Gitters im Kanal ist in Abb. 5.14b abgebildet. Die Aufnahme wurde überbelichtet um sowohl die höheren Beugungsordnungen als auch das Streulicht sichtbar zu machen. Deutlich ist die hohe Intensität in den ± 1 . Beugungsordnungen zu erkennen, wohingegen die 0., ± 2 . und höheren Beugungsordnungen sehr viel schwächer sind. Die Laserleistung des Ytterbium Faserlasers ist $P_{\text{Laser}} = 0,7\ \text{W}$ und ermöglicht das dreidimensionale Einfangen der $d_{\text{P}} = 2,8\ \mu\text{m}$ großen Kugeln

in den Beugungsordnungen $0 \dots \pm 2$ (vgl. Abb. 5.14c). Auch stärkere Laserleistungen resultieren nicht in einem Einfangen der Partikel in der ± 3 . Beugungsordnungen und höher, was auf Aberrationen durch die große Kanalwanddicke ($d_{\text{Kanalwand}} \geq 0,2 \text{ mm}$) zurückzuführen ist. Die Partikel werden in der Nähe des Kanalbodens (DG_2) eingefangen. Die unscharfen Partikel im Hintergrund liegen auf dem Deckglas DG_2 . Aufgrund der großen Kanalhöhe von mehreren hundert Mikrometern und der geringen Schärfentiefe des $40\times$ Mikroskopobjektivs, mit dem auf die Kamera abgebildet wird, kann ausgeschlossen werden, dass die Partikel durch den Laser an das Deckglas DG_3 gedrückt werden. Der aus dem Kamerabild bestimmte Abstand der nullten zur ersten Beugungsordnung ist $a_{\text{BO}} \approx 11 \text{ }\mu\text{m}$ und deckt sich sehr gut mit dem vorab berechneten Abstand von $a_{\text{BO,berechnet}} \approx 10 \text{ }\mu\text{m}$ ($13 \text{ }\mu\text{m}$) für eine Deckglasdicke von $d_{\text{DG}} = 130 \text{ }\mu\text{m}$ ($170 \text{ }\mu\text{m}$) und einer geschätzten Tiefe der Fallen im Kanal von $10 \text{ }\mu\text{m}$. Dieses Ergebnis stützt auch weiter das Vorliegen einer dreidimensionalen Falle. Würden die Partikel an das Deckglas (DG_3) gedrückt, errechnet sich bei einer Kanaltiefe von $d_{\text{K}} = 200 \text{ }\mu\text{m}$ ($300 \text{ }\mu\text{m}$) ein Abstand der Beugungsordnungen von $a_{\text{BO}} \approx 26 \text{ }\mu\text{m}$ ($35 \text{ }\mu\text{m}$). Der Abstand zwischen den einzelnen Beugungsordnungen kann durch die Variation der Gitterperiode geändert werden. Kleinere Gitterperioden führen zu einem größeren Abstand der Beugungsordnungen zueinander, größere Gitterperioden des PDMS Gitters zu kleineren Abständen. Für die Versuche standen noch PDMS Gitter mit der Periode $\Lambda = 4 \text{ }\mu\text{m}$ zur Verfügung. Daraus berechnet sich ein Abstand zwischen den Beugungsordnungen von $a_{\text{BO,berechnet}} \approx 33 \text{ }\mu\text{m}$. In diesem Fall konnte kein dreidimensionales Einfangen der Partikel in einer Beugungsordnung ungleich der 0. Beugungsordnung gezeigt werden.

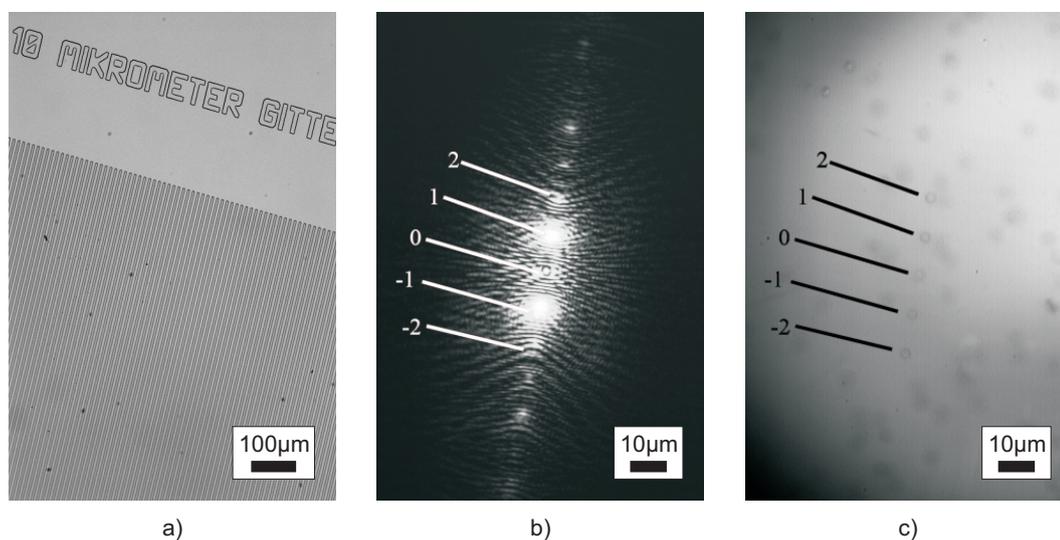


Abb. 5.14: a) Mikroskopaufnahme eines abgeformten $10 \text{ }\mu\text{m}$ PDMS Phasengitters, b) Beugungsbild des Gitters im Kanal, c) fünf Partikel ($d_{\text{P}} = 2,8 \text{ }\mu\text{m}$) gefangen in den Beugungsordnungen $0 \dots \pm 2$. Ordnung (113).

Durch das Einbringen eines zweidimensionalen Mehrfachstrahlteilers kann die Ablenkung von im Fluss befindlichen Partikel demonstriert werden. Ausgangspunkt ist das Design eines 5×5 Spotarrays, welches anschließend als zweistufiges DOE ausgeführt wurde. Abbildung 5.15a zeigt die Mikroskopaufnahme eines in PDMS abgeformten Strahlteilers. Das sich ergebende Beugungs-

muster (siehe Abb. 5.15b) wurde mit MatLab™ ausgewertet und als 3D-Profil visualisiert (Abb. 5.15c). Deutlich erkennbar ist die symmetrische Verteilung um die 0. Ordnung. Der Abstand der Spots zueinander beträgt nach Auswertung der CCD-Kameraaufnahmen ca. $a_{\text{Spots, CCD}} \approx 7 \mu\text{m}$. Somit ergibt sich eine Ausdehnung des Spotarrays von ca. $28 \times 28 \mu\text{m}^2$. In diesem Versuch wurde die PDMS Struktur zwischen zwei Deckgläser der Stärke #00 eingebracht.

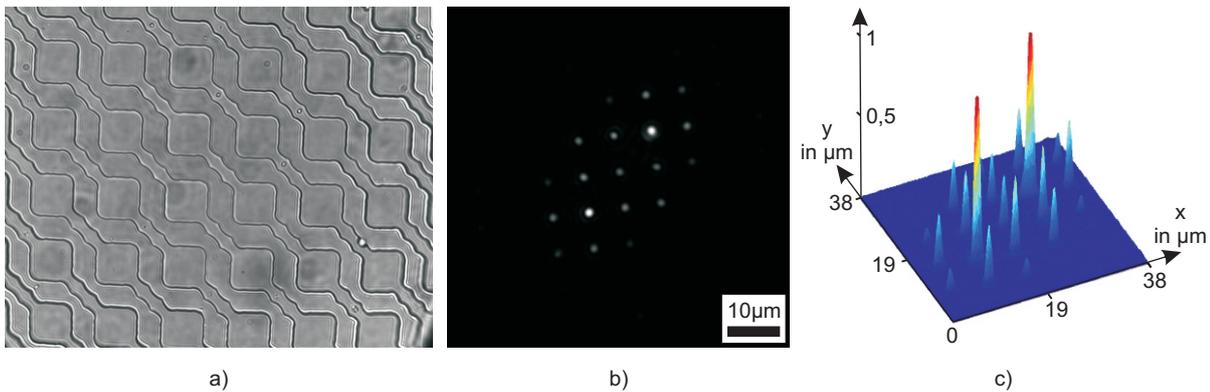


Abb. 5.15: a) Mikroskopbild des 5×5 Strahlteilers, b) Intensitätsprofil des Beugungsbildes im Kanal aufgenommen mit einer CCD Kamera, c) mit MatLab™ als 3D-Profil visualisiert.

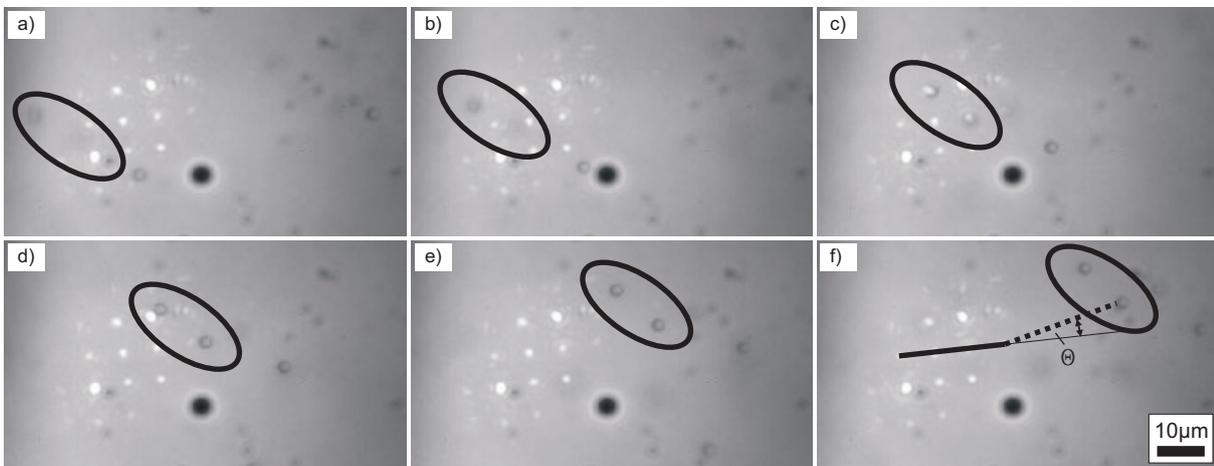


Abb. 5.16: a)-f) Schrittweise Verfolgung von zwei markierten Partikeln, die durch das Intensitätsprofil abgelenkt werden. Die schwarze Linie entspricht der Ausbreitungsrichtung der Partikel im Intensitätsprofil, die gestrichelte Linie der des im Kanal befindlichen Mediums.

Die Laserleistung am Ausgang der Faser ist $P = 2 \text{ W}$. Im Experiment konnte die Bewegungsrichtung der Partikel um $\Theta = 15^\circ$ gegenüber der Flussrichtung des Mediums ausgelenkt werden. Dies entspricht im 5×5 Array einem maximalen Versatz von $9,11 \mu\text{m}$ (vgl. Abb. 5.16a-f). Der Effekt, dass die Partikel von Spot zu Spot „springen“, konnte in diesem Experiment deutlich erkannt werden.

5.6.6 Optofluidisches PDMS System auf Basis eines PMMA Masters

Planare mikrotechnologische Fertigungsverfahren sind ideal geeignet, mikrooptische Komponenten für die Integration in eine Kanalwand herzustellen. Im Gegenzug dazu lassen sich diese Technologien schlecht für optofluidische Systeme adaptieren, die in einem Abformschritt sowohl die fluidischen Kanäle als auch die Reservoirs und optischen Grenzflächen erzeugen. Die Abbildung 5.17a zeigt einen Querschnitt durch eine prinzipielle Konzeption eines solchen Systemansatzes. Für die Herstellung des Abformmasters bietet sich das Ultrapräzisionsfräsen, wie es zum Beispiel eine KUGLER MicroGantry nano5X ermöglicht, an. Für die Fertigung mittels Ultrapräzisionsfräsen wurden die Abformmaster mittels eines 3D-CAD-Systems entworfen (Abb. 5.17b und c).

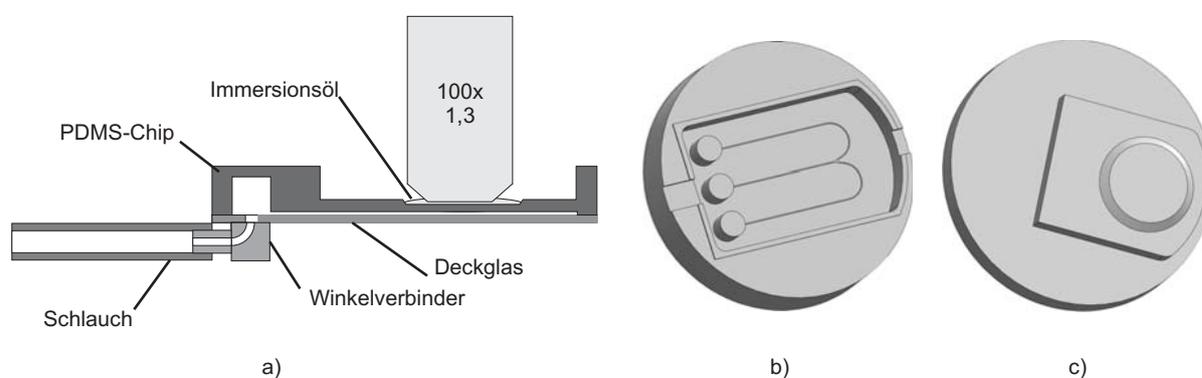


Abb. 5.17: a) Schnitt durch die Prinzipskizze des Systemlayouts, b) und c) 3D-CAD Daten für den per Ultrapräzisionsfräsen herzustellenden Abformmaster.

Das PDMS-System ist $25 \times 42 \text{ mm}^2$ groß, die Abmaße der Kanäle sind in der Breite $200 \text{ }\mu\text{m}$ und in der Höhe $100 \text{ }\mu\text{m}$. Die Dicke der PDMS-Schicht zwischen Kanal und Immersionsöl beträgt $170 \text{ }\mu\text{m}$, so dass mit einem $100 \times /1,3$ Mikroskopobjektiv durch diese Schicht hindurch Partikel optisch manipuliert werden können. Das System ist mit einer fluidischen Verzweigung versehen. Die Flächen über dieser Verzweigung sind so ausgelegt, dass an dieser Stelle die Manipulation stattfinden kann. Abbildung 5.18a zeigt die in ein PMMA Halbzeug (50 mm Durchmesser) gefertigten zweiteiligen Abformmaster und Abb. 5.18b ein damit hergestelltes PMMA System aufgelegt auf einen $26 \times 76 \text{ mm}^2$ großen Substratträger. Bei einem Mischungsverhältnis des PDMS von 15:1 zeigt das System gute Haftungseigenschaften auf dem Substratträger. Zudem konnte das System ohne nennenswerte Lufteinschlüsse hergestellt werden. Die kritischen Flächen dieses Systems sind zum einen die Grenzflächen zwischen dem PDMS und dem Immersionsöl bzw. zwischen PDMS und Kanal im Bereich der y-Verzweigung. Beide Flächen können mit einem Mikroskop optisch begutachtet werden. Die Abb. 5.18c und d zeigen Mikroskopaufnahmen. Es können Kratzer auf den Oberflächen nachgewiesen werden. Diese liegen aber soweit auseinander, dass sie für spätere Manipulationsversuche vernachlässigt werden können. Durch das spätere Indexmatching durch das Fluid im Kanal wird deren Einfluss weiter reduziert.

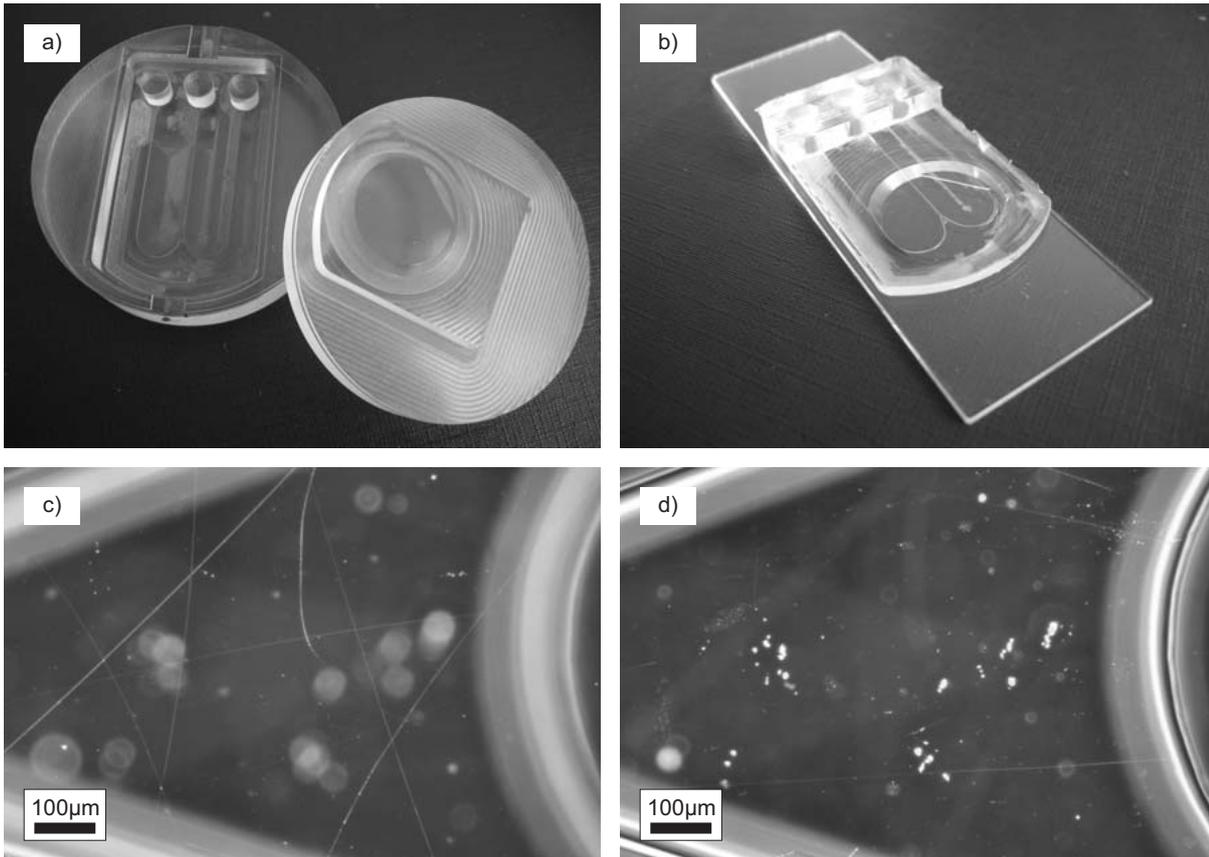


Abb. 5.18: a) Abformmaster hergestellt mittels Ultrapräzisionsfräsen in PMMA ($D = 50 \text{ mm}$), b) abgeformtes PDMS-System auf einem $26 \times 76 \text{ mm}^2$ großen Objektträger, c) Mikroskopaufnahme der Grenzfläche zwischen PDMS und Immersionsöl und d) Grenzfläche zwischen PDMS und Kanal jeweils über der y-Verzweigung.

Sowohl die Kanaldicke als auch die Dicke der PDMS Schicht zwischen Kanal und Immersionsöl an der Stelle der y-Verzweigung wurden mittels eines Weißlichtinterferenzmikroskops (WLI) der Firma Veeco™ (WYKO NT 9300) kontrolliert. Beide Maße wurden nahezu ideal gefertigt. Der Kanal ist $98 \text{ }\mu\text{m}$ anstatt der geforderten $100 \text{ }\mu\text{m}$ hoch und die Dicke der PDMS Schicht zwischen Kanal und Immersionsöl ist $177 \text{ }\mu\text{m}$ anstatt der ausgelegten $170 \text{ }\mu\text{m}$. Die Abweichung der Kanalhöhe ist auf die Maschinentoleranzen zurückzuführen. Der Fehler in der Schichtdicke kann sowohl auf Fertigungstoleranzen zurückgeführt werden, oder auf die Tatsache, dass eine PDMS-Schicht im Mikrometerbereich zwischen den beiden Abformmastern bei der Abformung verbleibt. Beide Maßabweichungen können vernachlässigt werden und wurden deshalb nicht weiter untersucht. Zusätzlich wurden die Oberflächen der PMMA-Master im Bereich der y-Verzweigung, d.h. die Kanaloberfläche sowie die Fläche, welche die Trennschicht zwischen PDMS und Immersionsöl erzeugt, mit dem WLI vermessen. Die Ergebnisse sind in den Abb. 5.19a und b zu finden.

Bis auf ein paar Ausbrüche sind die Abweichungen in der Höhe des Kanals kleiner als $2 \text{ }\mu\text{m}$ (Abb. 5.19a). Diese Oberflächenqualität ist für den folgenden Versuch von ausreichender Qualität. Die hohe Fertigungsgenauigkeit kann noch besser an Abb. 5.19b dargelegt werden. Über den kom-

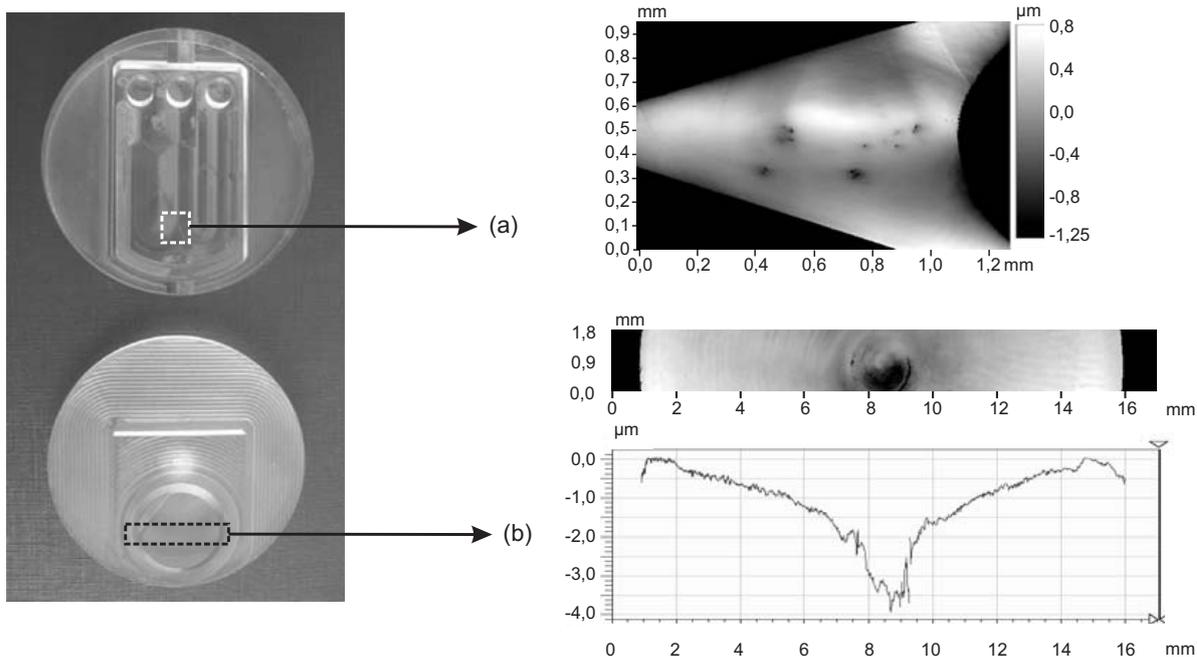


Abb. 5.19: a) Oberflächenqualität des PMMA Masters im Bereich der y-Verzweigung (Messbereich $0,95 \times 1,3 \text{ mm}^2$) und b) Oberflächenqualität des Gegenstücks über einen Messbereich von $16 \times 1,8 \text{ mm}^2$.

pletten Durchmesser der Aussparung für das Mikroskopobjektiv von 15 mm ist die Abweichung von der Idealform maximal $4 \mu\text{m}$ und somit auch vernachlässigbar.

Die Funktionsfähigkeit des Systems konnte anhand des Einfangens eines Partikels demonstriert werden. In das Kanalsystem wurde eine Suspension von $d_p = 3 \mu\text{m}$ großen Partikeln eingebracht. Der Fokus des Mikroskopobjektivs befindet sich knapp unter der Grenzfläche Kanal-PDMS. Es wurde wie schon in den vorherigen Versuchen ein IR-Laser der Wellenlänge $\lambda = 1064 \text{ nm}$ mit einer am Steuergerät angegebenen Ausgangsleistung von $P = 600 \text{ mW}$ verwendet. Die Strömungsgeschwindigkeit in der Fokusebene beträgt ca. $135 \mu\text{m/s}$. Sowohl die optische Manipulation als auch die Abbildung auf eine CCD-Kamera erfolgen durch das $100\times$ Mikroskopobjektiv (114).

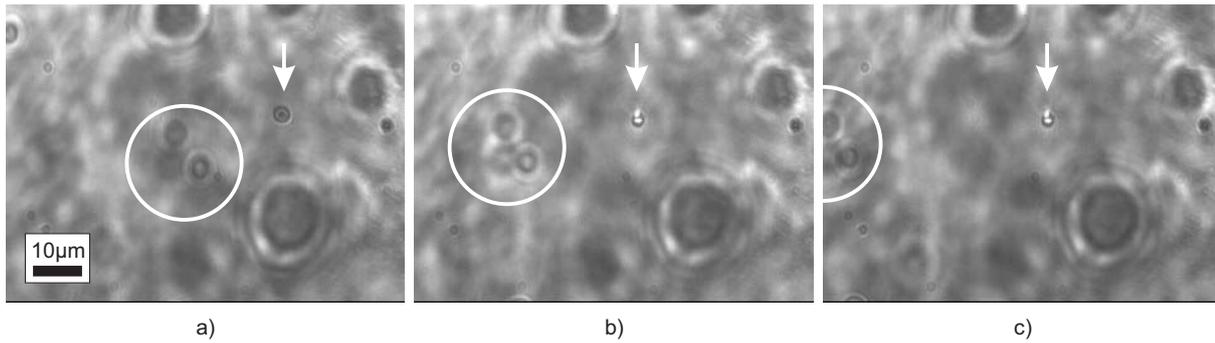


Abb. 5.20: Ergebnisse der optischen Manipulation in einem optofluidischen System auf PDMS Basis a) Zeitpunkt kurz vor dem Einfangen eines mit einem Pfeil markierten Partikels b) Zeitpunkt des Einfangens des markierten Partikels und c) späterer Zeitpunkt bevor die Dreiergruppe von Partikel das Sichtfeld (Größe $81 \times 52 \mu\text{m}^2$) verlässt.

5.7 Zusammenfassung - Integration mikrooptischer Komponenten in einer optischen Pinzette

Nach der Einführung in die optische Pinzette und die Möglichkeiten der parallelen Manipulation von Partikeln, wurde der Integrationsansatz von DOEs in die Kanalwand präsentiert. Auf dem Material PDMS basierend wurden DOEs in einer Sandwichkonstruktion zwischen zwei Deckgläsern hergestellt. Mit diesem Set-up ist es möglich, sowohl fünf $d_P = 2,8 \mu\text{m}$ große Partikel dreidimensional einzufangen als auch in einem strömenden Fluss um $\Theta = 15^\circ$ von der Flussrichtung abzulenken. Basierend auf diesen Ergebnissen wurde ein optofluidisches System entwickelt, welches in einem Schritt die Abformung von Kanälen, Reservoirs und optischen Grenzflächen in einem zusammenhängenden PDMS-Chip ermöglicht. Dieses System zeichnet sich durch eine $170 \mu\text{m}$ dicke PDMS-Membran aus. Diese Membran ermöglicht die dreidimensionale Manipulation, hier demonstriert mit einem $d_P = 3 \mu\text{m}$ Partikel, mit einem hochaperturigen Immersionsmikroskopobjektiv ($NA = 1,3$). Die Herstellung des Abformmasters erfolgte durch Ultrapräzisionsfräsen in PMMA. Neben dem hohen Integrationsgrad des Systems wird eine neue Schnittstelle im Kanalsystem eröffnet. Für die optische Manipulation ist das übliche Deckglas nicht mehr erforderlich und der PDMS Chip kann auf weitere Analysetools integriert werden.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Planar integrierte freiraumoptische Systeme, modale Flüssigkristalllinsen und die Technologie der optischen Pinzette können in „Lab-on-a-Chip“ Anwendungen entweder einzeln oder in Kombination zum Einsatz gebracht werden. Hierzu wurden die Themenkomplexe in Bezug auf Technologieoptimierung bzw. Integration bearbeitet.

Im Abschnitt über die konventionellen/diffraktiven PIFSO-Systeme wurde ein weites Spektrum an Analysen durchgeführt. Zu Beginn wurde paraxial auf die Eigenschaften dieser hybriden Systeme eingegangen, bevor die Ergebnisse der strahlenoptischen Simulation mit ZEMAX™ diskutiert und verglichen wurden. Insgesamt wurden die Raytracingergebnisse von vier Systemvarianten vorgestellt. Diese beinhalten zum Teil refraktive Prismen zur Kopplung in das System, aber auch rückverspiegelte sphärische Linsen und diffraktive Korrekturalemente. Die Berechnungen zeigen, dass drei der vier Systeme für ein definiertes Objektfeld von $2 \times 2 \text{ mm}^2$ beugungsbegrenzt bzw. nahezu beugungsbegrenzt optimiert wurden und mit dem Abbildungsmaßstab $\beta' \approx -1$ abbilden. Drei dieser Systeme wurden einer detaillierten Toleranzanalyse unterzogen. Es stellte sich heraus, dass im Vergleich zu einem rein diffraktiv implementierten System die Lage- und Formtoleranzen für die hybriden Systemansätze nicht vernachlässigt werden dürfen. Wenn in den Systemvergleich die Abbildungsqualität, das Toleranzverhalten und die Gesamteffizienz mit in Betracht gezogen werden zeigt sich, dass die hybriden Systeme je nach Anwendungsgebiet eine attraktive Alternative zur rein diffraktiven Implementierung sind. Neben den theoretischen Betrachtungen wurde anhand zweier Systeme die praktische Umsetzung und die optische Leistungsfähigkeit demonstriert. Hierzu wurden ein prismengekoppeltes System und ein System mit rückverspiegelter sphärischer Linse und diffraktiven Korrekturalementen untersucht. Für die Fertigung der diffraktiven Korrekturalemente wurde ein Programm zur Maskendatenerstellung entwickelt. Somit konnte die komplette Prozesskette über das Design mit Toleranzbetrachtung, der Fertigung und der experimentellen Charakterisierung erfolgreich demonstriert werden.

In Kapitel 4 wurden die grundlegenden Eigenschaften von Flüssigkristallen und damit aufgebauten modalen Elementen vorgestellt. Es wurden modale LC-Linsen und Prismen hergestellt und in ein PIFSO-System integriert. Die optischen Abbildungseigenschaften für ein System mit einem modalen Prisma zur Strahlablenkung bzw. einer modalen Linse zur Verschiebung der Bildebene, wurden theoretisch untersucht und die Ergebnisse vorgestellt. Mit einem prismengekoppelten Demonstrator konnte die Funktionalität nachgewiesen werden. Die Integration einer modalen Linse ermöglicht die Verschiebung der Bildebene um bis zu $\Delta z = -300 \text{ }\mu\text{m}$. Ein in das System eingebrachtes modales Prisma konnte eine Verschiebung um $\Delta x = 39 \text{ }\mu\text{m}$ erreichen.

Die optische Manipulation bildete den dritten Schwerpunkt der Arbeit. Nach einer Einführung in die Funktionsweise einer optischen Pinzette und die Möglichkeiten der parallelen Manipulation von Partikeln, wurde der Integrationsansatz von DOEs in die Kanalwand präsentiert. Auf dem Material PDMS basierend, wurden DOEs in einer Sandwichkonstruktion zwischen zwei Deckglä-

sern abgeformt. Mit diesem Set-up war es möglich, sowohl fünf 2,8 μm große Partikel dreidimensional einzufangen oder 3 μm Partikel in einem strömenden Fluss um 15° von der Flussrichtung abzulenken. Basierend auf diesen Ergebnissen wurde ein optofluidisches System aus PDMS entwickelt. Dieses kann in einem Schritt abgeformt werden und enthält neben den Kanälen auch die erforderlichen Reservoirs und optischen Grenzflächen. Ein solches System zeichnet sich durch eine 170 μm dicke PDMS-Membran aus und ermöglicht somit die dreidimensionale Manipulation mit einem hochaperturigen Immersionsmikroskopobjektiv. Die Herstellung des Abformmasters erfolgte durch Ultrapräzisionsfräsen in PMMA. Neben dem hohen Integrationsgrad des Systems wird damit eine neue optische Schnittstelle zu dem Kanalsystem eröffnet. Für die optische Manipulation ist das üblich Deckglas nicht mehr erforderlich und der PDMS-Chip kann auf weiteren Analysetools integriert werden.

Alle diese Teilaspekte ermöglichen den Anwendern ihre Systeme individueller zu optimieren und tragen in der Weiterentwicklung des „Lab-on-a-Chip“ Gedanken zur sogenannten Optofluidik bei.

Für weiterführende Arbeiten an den Themengebieten bietet sich ein weites Spektrum an. Die Integration der „off-the-shelf“-Elemente bietet einen vergleichsweise günstigen Erwerb von hochwertigen optischen Komponenten. In den letzten Jahren etablierte sich die Ultrapräzisionsbearbeitung immer mehr für die Fertigung optischer Elemente für den sichtbaren Bereich. Somit bietet sich die Chance des monolithischen Aufbaus der Systeme unter Ausnutzung der Formenvielfalt die hergestellt werden kann. Denkbar sind individuell angefertigte Prismenarrays oder torische Linsen. Dieser Aspekt ist nicht Teil der Arbeit. Allerdings wird diese Thematik schon heute intensiv als erweiterte Option für den hybriden Systemansatz erfolgreich bearbeitet.

Die Integration der LC-Linsen bietet noch erhebliches Potential für weitere Arbeiten. Unabdingbar ist eine bessere Kontrolle der mechanischen und elektrischen Parameter. Dies kann anhand der Fertigung der modalen Elemente direkt auf dem strukturierten Wafer mit den diffraktiven Elementen erfolgen. Auf Basis einer direkten Strukturierung der Substrate ist eine Integration an mehreren Positionen im System denkbar.

Zur Verbesserung der optofluidischen Systeme in Verbindung mit der optischen Pinzette müssen die DOEs optimiert werden. Die verwendeten DOEs konnten für die Demonstratoren genutzt werden. Diese müssen für eine höhere Effizienz und ein besseres Beugungsbild mit mehreren Phasenstufen und der richtigen Strukturtiefe hergestellt werden. Hierfür ist es erforderlich, den Brechungsindex des PDMS abhängig von den Aushärteparametern wie Zeit und Temperatur zu bestimmen. Für die Fertigung der DOEs muss in Bezug auf die Integration in die PMMA-Master weitere Entwicklungsarbeit geleistet werden. Deshalb ist es ratsam für die Fertigung mittels Ultrapräzisionsfräsen auf andere Materialien wie z. B. Neusilber umzusteigen um dies mit dem in der Maschine integrierten Laser zu strukturieren. Zur weiteren Optimierung muss über Anschlüsse an andere Fluidiksysteme, z. B. mit Luer-Adaptoren, nachgedacht werden.

Literatur

- [1] B. E. A. Saleh und M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, Wiley-VCH, 1991.
- [2] ZEMAX™ Development Corporation, *User's Guide*, 2003.
- [3] S. Sinzinger und J. Jahns, *Microoptics*, Wiley-VCH, 1999.
- [4] H. Haferkorn, *Optik*, Wiley-VCH, 2003.
- [5] R. Kingslake, *Lens Design Fundamentals*, Academic Press New York, 1978.
- [6] H. P. Herzig [Hrsg], *Micro-Optics*, Taylor & Francis, 1997.
- [7] D. Daly, R.F. Stevens, M.C. Hutley und N. Davis, "The manufacture of microlenses by melting photo resist", *Meas. Sci. Technol.* **1**, 759–766, 1990.
- [8] M.T. Gale, G.K. Lang, J.M. Raynor und H. Schuetz, "Fabrication of microoptical elements by laser beam writing in photo resist", *Proc. SPIE* **1506**, 65–70, 1991.
- [9] F. Wippermann, D. Radtke, M. Amberg und S. Sinzinger, "Integrated free-space optical interconnect fabricated in planar optics using chirped microlens arrays", *Opt. Exp.* **14**(22), 10765–10778, 2006.
- [10] A.Y. Yi und T. W. Raasch, "Design and fabrication of a freeform phase plate for higher-order ocular aberration correction", *Appl. Opt.* **44**(32), 6869–6876, 2005.
- [11] A.Y. Yi und L. Li, "Design and fabrication of a microlens array by use of a slow tool servo", *Opt. Lett.* **30**(13), 1707–1709, 2005.
- [12] S. Stoebenau, M. Amberg und S. Sinzinger, "Ultraprecision micromilling of freeform optical elements for planar micro optical systems integration", *Proc. SPIE* **6992**, 699207, 2008.
- [13] LINOS AG, "Produktinformation". www.linos.de, 05.04.2007.
- [14] M. Oikawa und K. Iga, "Distributed-index planar microlens", *Appl. Opt.* **21**(1), 1052–1056, 1982.
- [15] J. Bähr, K.-H. Brenner, S. Sinzinger und M. Testorf, "Index-distributed planar microlenses for three-dimensional micro-optics fabricated by silver-sodium ion exchange in BGG35 substrates", *Appl. Opt.* **33**(25), 5919–5924, 1994.
- [16] R.-P. Salmio, J. Saarinen, J. Turunen und A. Tervonen, "Graded-index diffractive structures fabricated by thermal ion exchange", *Appl. Opt.* **36**(10), 2048–2057, 1997.
- [17] U. Krackhardt, "*Phasenquantisierung und Herstellungsfehler von periodischen computererzeugten dünnen Phasenhologrammen*", Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität Erlangen, 1993.
- [18] W. J. Fischer [Hrsg], *Mikrosystemtechnik*, Vogel, 2000.

-
- [19] C.G. Blough, M. Rossi, S.K. Mack und R.L. Michaels, "Single-point diamond turning and replication of visible and near-infrared diffractive optical elements", *Appl. Opt.* **36**(20), 4648–4654, 2005.
- [20] J. Ihlemann, M. Schulz-Ruhtenberg und T. Fricke-Begemann, "UV-Laserablation von Quarzglas zur Herstellung diffraktiver optischer Elemente", *Proc. DGaO*, B32, 2004.
- [21] U. Krackhardt, N. Streibl und J. Schwider, "Fabrication errors of computer-generated multilevel phase-holograms", *Optik* **95**(4), 137–146, 1994.
- [22] J.A. Cox, T. Werner, J. Lee, B. Fritz und J. Bergstrom, "Diffraction efficiency of binary optical elements", *Proc. SPIE* **1211**, 116–124, 1990.
- [23] J.A. Cox, B. Fritz und T. Werner, "Process error limitations on binary optics performance", *Proc. SPIE* **1555**, 80–88, 1991.
- [24] G.J. Swason, "Binary Optics Technology: Theoretical Limits of the Diffraction efficiency of Multilevel Diffractive Optical Elements", Technical Report, Massachusetts Institute of Technology, Lincoln Laboratory, 1991.
- [25] M. Kuittinen und H.P. Herzig, "Encoding of efficient diffractive microlenses", *Opt. Lett.* **20**(21), 2156–2158, 1995.
- [26] W.H. Welch, J.E. Morris und M.R. Feldman, "Iterative discrete on-axis encoding of radially symmetric computer-generated holograms", *J. Opt. Soc. Am. A* **10**(8), 1729–1738, 1993.
- [27] W. Menz, J. Mohr und O. Paul, *Mikrosystemtechnik für Ingenieure*, Wiley-VCH, 2005.
- [28] F. Völklein und T. Zetterer, *Praxiswissen Mikrosystemtechnik*, Vieweg, 2006.
- [29] K. Okamoto, *Fundamentals of Optical Waveguides*, Wiley-VCH, 2005.
- [30] M.C. Wu, "Micromachines for optical and optoelectronic systems", *Proc. IEEE* **85**(11), 1833–1856, 1997.
- [31] K. Iga, M. Oikawa, S. Misawa, J. Banno und Y. Kokubun, "Stacked planar optics: an application of the planar microlens", *Appl. Opt.* **21**(19), 3456–3460, 1982.
- [32] J. Jahns und A. Huang, "Planar integration of free-space optical components", *Appl. Opt.* **28**(9), 1602–1605, 1989.
- [33] A.-C. Wei, M. Gruber, M. Jarczyński, J. Jahns und H.-P. D. Shieh, "Plastic planar-integrated free-space optical interconnector", *Jpn. J. Appl. Phys.* **46**(12), 5504–5507, 2007.
- [34] E. J. Tremblay, R. A. Stack, R. L. Morrison und J. E. Ford, "Ultrathin cameras using annular folded optics", *Appl. Opt.* **46**(4), 463–471, 2007.
- [35] J. Jahns, H. Knuppertz und M. Bohling, "All-reflective planar-integrated free-space micro-optical femtosecond pulse shaper", *Opt. Eng.* **48**(12), 123001, 2009.

- [36] M. Gruber, J. Jahns und S. Sinzinger, "Planar-integrated optical vector-matrix multiplier", *Appl. Opt.* **39**(29), 5367–5373, 2000.
- [37] W. Eckert, V. Arrizon, S. Sinzinger und J. Jahns, "Compact planar-integrated optical correlator for spatially incoherent signals", *Appl. Opt.* **39**(5), 759–765, 2000.
- [38] S. Sinzinger und J. Jahns, "Integrated micro-optical imaging system with a high interconnection capacity fabricated in planar optics", *Appl. Opt.* **36**(20), 4729–4735, 1997.
- [39] M. Testorf und J. Jahns, "Planar-integrated Talbot array illuminators", *Appl. Opt.* **37**(23), 5399–5407, 1998.
- [40] R. H. Heming, L.-C. Wittig, P. Dannberg, J. Jahns, E.-B. Kley und M. Gruber, "Efficient Planar-Integrated Free-Space Optical Interconnects Fabricated by a Combination of Binary and Analog Lithography", *J. of Lightwave Tech.* **26**(14), 2136–2141, 2008.
- [41] C. Gimkiewicz, D. Hagedorn, J. Jahns, E.-B. Kley und F. Thoma, "Fabrication of Microprisms for Planar Optical Interconnections by Use of Analog Gray-Scale Lithography with High-Energy-Beam-Sensitive Glass", *Appl. Opt.* **38**(14), 2986–2990, 1999.
- [42] M. Gruber, T. Seiler und A.C. Wei, "High-reflectance composite metal coatings for planar-integrated free space optics", *Appl. Opt.* **45**(4), 662–667, 2006.
- [43] M. Gruber, *Planar-integrierte photonische Mikrosysteme zur parallelen optischen Kommunikation in der Informationstechnik von morgen*, Logos Verlag, 2003.
- [44] S. Sinzinger, "Microoptically integrated correlators for security applications", *Opt. Comm.* **290**, 69–75, 2002.
- [45] B. Javidi (Hrsg.), *Optical and Digital Techniques for Information Security*, Springer, 2005.
- [46] J. Jahns und B. Acklin, "Integrated planar optical imaging systems with high interconnection density", *Opt. Lett.* **17**(19), 1594–1596, 1993.
- [47] M. Jarczyński, T. Seiler und J. Jahns, "Integrated three-dimensional optical multilayer using free-space optics", *Appl. Opt.* **45**(25), 6335–6341, 2006.
- [48] Q. Cao, M. Gruber und J. Jahns, "Generalized Confocal Imaging Systems for Free-Space Optical Interconnections", *Appl. Opt.* **43**(16), 3306–3309, 2004.
- [49] M. Amberg und S. Sinzinger, "Design Considerations for Efficient Planar-Optical Systems", *Opt. Comm.* **267**, 74–78, 2006.
- [50] M. Testorf und J. Jahns, "Imaging Properties of planar-integrated micro-optics", *J. Opt. Soc. Am. A* **16**(5), 1175–1183, 1999.
- [51] M. Testorf und J. Jahns, "Paraxial theory of planar integrated systems", *J. Opt. Soc. Am. A* **14**(7), 1569–1575, 1997.

-
- [52] Sico Technology GmbH, *Produktspezifikationen Angebot Nr. Q0506 - 491*, 2005.
- [53] U. Vogler, "Untersuchung von planar integrierten freiraumoptischen Systemen mit ASAP", Studienarbeit, Technische Universität Ilmenau, 2007.
- [54] R. E. Fischer und B. Tadic-Galeb, *Optical System Design*, McGraw-Hill, 2000.
- [55] B. Kress und P. Meyrueis, *Digital Diffractive Optics*, Wiley-VCH, 2000.
- [56] D. Rudolph, *Der dxf-Standard*, Rossipaul Verlag, 1993.
- [57] P. J. Collings, *Liquid Crystals-Nature's Delicate Phase of Matter*, Adam Hilger, Bristol, 1990.
- [58] E. Lueder, *Liquid Crystal Displays*, John Wiley & Sons, 2001.
- [59] A. Oeder, "Integration planar-optischer Mikrosysteme mit dynamischen optischen Bauelementen auf Flüssigkristallbasis", Diplomarbeit, Technische Universität Ilmenau, 2006.
- [60] P. J. Collings und M. Hird, *Introduction to Liquid Crystals: Chemistry and Physics*, Taylor & Francis, 1997.
- [61] D. Demus, J. Goodby, G. W. Gry, H. W. Spiess und V. Vill, *Physical Properties of Liquid Crystals*, Wiley-VCH, 1999.
- [62] S. J. Elston und R. J. Samblon, *The Optics of Thermotropic Liquid Crystals*, Taylor & Francis, 1998.
- [63] M. Born und E. Wolf, *Principles of Optics - 7th Ed.*, Cambridge University Press, 1999.
- [64] A. F. Naumov, M. Y. Loktev, I. R. Guralnik und G. Vdovin, "Liquid crystal adaptive lenses with modal control", *Opt. Lett.* **23**(13), 992–994, 1998.
- [65] A. F. Naumov, G. D. Love, M. Y. Loktev und F. L. Vladimirov, "Control optimization of spherical modal liquid crystal lenses", *Opt. Exp.* **4**(9), 344–352, 1999.
- [66] P. J. W. Hands, A. K. Kirby und G. D. Love, "Adaptive modally addressed liquid crystal lenses", *Proc. SPIE.* **5518**, 136–143, 2004.
- [67] M. Amberg, A. Oeder, S. Sinzinger, P. J. W. Hands und G. D. Love, "Tuneable planar integrated optical systems", *Opt. Exp.* **15**(17), 10607–10614, 2007.
- [68] S. Masuda, S. Takahashi, T. Nose, S. Sato und H. Ito, "Liquid-crystal microlens with a beam-steering function", *Appl. Opt.* **36**(20), 4729–4735, 2007.
- [69] A. Ashkin, "Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure", *Phys. Rev. Lett.* **24**(4), 156–159, 1970.
- [70] A. Ashkin, J. M. Dziedz, J. E. Bjorkholm und S. Chu, "Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles", *Opt. Lett.* **11**(5), 288–290, 1986.

- [71] S. Chu, J. E. Bjorkhol, A. Ashkin und A. Cable, "Experimental Observation of Optically Trapped Atoms", *Phys. Rev. Lett.* **57**(3), 314–318, 1986.
- [72] D. McGloin, "Optical tweezers: 20 years on", *Phil. Trans. R. Soc. A* **364**, 3521–3537, 2006.
- [73] K. C. Neumann und S. M. Block, "Review Article: Optical Trapping", *Rev. Sci. Inst.* **75**(9), 2787–2809, 2004.
- [74] K. Dholakia, G. Spalding und M. MacDonald, "Optical tweezers: the next generation", *Physics World* **15**, 31–35, 2002.
- [75] A. Ashkin und J.M. Dziedzic, "Optical Levitation by radiation pressure", *Phys. Rev. Lett.* **19**(8), 283–285, 1971.
- [76] A. Ashkin und J.M. Dziedzic, "Optical levitation of liquid drops by radiation pressure", *Science* **187**, 1073–1075, 1975.
- [77] R. Omori, T. Kobayashi und A. Suzuki, "Observation of a single-beam gradient-force optical trap for dielectric particles in air", *Opt. Lett.* **22**(11), 816–818, 1997.
- [78] D. R. Burnham und D. McGloin, "Holographic optical trapping of aerosol droplets", *Opt. Exp.* **14**(9), 4176–4182, 2006.
- [79] A. Ashkin, "Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime", *Biophys. J.* **61**, 569–582, 1992.
- [80] K. O. Greulich, *Micromanipulation by Light in Biology and Medicine*, Birkhäuser, 1999.
- [81] M. P. Sheetz [Hrsg], *Methods in Cell Biology, Volume 55, Laser Tweezers in Cell Biology*, Academic Press, 1998.
- [82] D. Spector, R. Goldman und L. Leinward [Hrsg], *Constructing Optical Tweezers, Cell Biology: A Laboratory Manual*, Cold Spring Harbour Press, 1998.
- [83] E. Fällman und O. Axner, "Design for fully steerable dual-trap optical tweezers", *Appl. Opt.* **36**(10), 2107–2113, 1997.
- [84] R. M. Simmons, J. T. Finer, S. Chu, und J. A. Spudich, "Quantitative Measurements of Force and Displacement Using an Optical Trap", *Biophys. J.* **70**, 1813–1820, 1996.
- [85] K. C. Neuman und S. M. Block, "Optical Trapping", *Rev. Sci. Inst.* **75**(9), 2787–2809, 2004.
- [86] H. Melville, G.F. Milne, G.C. Spalding, W.Sibbett, K. Dholakia und D. McGloin, "Optical trapping of three-dimensional structures using dynamic holograms", *Opt. Exp.* **11**(26), 3562–3567, 2003.
- [87] E. R. Dufresne und D. G. Grier, "Optical tweezer arrays and optical substrates created with diffractive optics", *Rev. Sci. Inst.* **69**(5), 1974–1977, 1998.

- [88] E. R. Dufresne, G. C. Spalding, M. T. Dearing, S. A. Sheets und D. G. Grier, “Computer-generated holographic optical tweezer arrays“, *Rev. Sci. Instr.* **72**(3), 1810–1816, 2001.
- [89] D. G. Grier, “A revolution in optical manipulation“, *Nature* **424**, 810–816, 2003.
- [90] F. Merenda, J. Rohner, J.-M. Fournier und R.-P. Salathé, “Miniaturized high-NA focusing-mirror multiple optical tweezers“, *Opt. Exp.* **15**(10), 6075–6086, 2007.
- [91] A. W. Lohmann edited by S. Sinzinger, *Optical Information Processing*, Universitätsverlag Ilmenau, 2006.
- [92] Y. Y. Sun, J. Bu, L. S. Ong und X.-C. Yuan, “Simultaneous optical trapping of microparticles in multiple planes by a modified self-imaging effect on a chip“, *Appl. Phy. Lett.* **91**, 051101, 2007.
- [93] J.-M. Fournier, J. Rohner, P. Jacquot, R. Johann, S. Miasd und R.-P. Salathé, “Assembling mesoscopic particles by various optical schemes“, *Proc. SPIE* **5930**, 59300Y, 2005.
- [94] P. T. Korda, M. B. Taylor und D. G. Grier, “Kinetically Locked-In Colloidal Transport in an Array of Optical Tweezers“, *Phys. Rev. Lett.* **89**(12), 128301, 2002.
- [95] M. P. MacDonald, G. C. Spalding und K. Dholakia, “Microfluidic sorting in an optical lattice“, *Nature* **426**, 421–424, 2003.
- [96] Y. Y. Sun, X.-C. Yuan, L. S. Ong, J. Bu, S. W. Zhu und R. Liu, “Large-scale optical traps on a chip for optical sorting“, *Appl. Phy. Lett.* **90**, 031107, 2007.
- [97] G. M. Whitesides, “The origins and the future of microfluidics“, *Nature* **442**, 368–373, 2006.
- [98] D. Janasek, J. Franzke und A. Manz, “Scaling and the design of miniaturized chemical-analysis systems“, *Nature* **442**, 374–380, 2006.
- [99] D. J. Beebe, G. A. Mensing und G. M. Walker, “Physics and Applications of Microfluidics in Biology“, *Annual Review of Biomedical Engineering* **4**, 261–286, 2002.
- [100] D. Psaltis, S. R. Quake und C. Yang, “Developing optofluidic technology through the fusion of microfluidics and optics“, *Nature* **442**, 381–386, 2006.
- [101] K. Ramser, J. Enger, M. Goksör, D. Hanstorp, K. Logg und M. Käll, “A microfluidic system enabling Raman measurements of the oxygenation cycle in single optically trapped red blood cells“, *Lab Chip* **5**, 431–436, 2005.
- [102] E. Eriksson, J. Enger, B. Nordlander, N. Erjavec, K. Ramser, M. Goksör, S. Hohmann, T. Nyström und D. Hanstorp, “A microfluidic system in combination with optical tweezers for analyzing rapid and reversible cytological alterations in single cells upon environmental changes“, *Lab Chip* **7**, 71–76, 2007.

- [103] J. C. McDonald, D. C. Duffy, J. R. Anderson, D. T. Chiu, H. Wu, O. J. A. Schueller und G. M. Whitesides, "Fabrication of microfluidic systems in poly(dimethylsiloxane)", *Electrophoresis* **21**(1), 27–40, 1999.
- [104] E. Leclerc, Y. Sakai, T. Fujii, "A multi-layer PDMS microfluidic device for tissue engineering applications" *IEEE MEMS*, 415–418, 2003.
- [105] C. N. Baroud, J.-P. Delville, F. Gallaire und R. Wunenburger, "Thermocapillary valve for droplet production and sorting", *Phys. Rev. E* **75**, 046302, 2007.
- [106] DowCorning, *Produkt Informationen Sylgard 184*, 2007.
- [107] S. Krishnamoorthy, R. Pugin, M. Liley, M. J. Dalby, R.O.C. Oreffo, H. Heinzelmann, J. Brugger und C. Hinderling, "Tuneable PDMS nanostructured surfaces through replication of nanoscale topography of diblock copolymer micellar thin films", *European Cells and Materials* **10**(5), 2005.
- [108] B.-F. Liu, M. Ozaki, Y. Utsumi, T. Hattori und S. Terabe, "Chemiluminescence detection for a microchip capillary electrophoresis system fabricated in poly(dimethylsiloxane)", *Anal. Chem.* **75**, 36–41, 2003.
- [109] J. S. Ko, H. C. Yoon, H. Yang, H.-B. Pyo, K. H. Chung, S. J. Kim und Y. T. Kim, "A polymer-based microfluidic device for immunosensing biochips", *Lab Chip* **3**, 106–113, 2003.
- [110] P. H. Li, *Microfluidic lab-on-a-chip for chemical and biological analysis and discovery*, Taylor & Francis, 2006.
- [111] S. Zwick, L. He, M. Warber, T. Haist und W. Osten, "Holographisch generierte Doppelfallen für dreidimensionales Trapping", *Proc. DGaO*, B1, 2007.
- [112] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, Boston: McGraw-Hill 2nd Ed., 1996.
- [113] H. Baitinger, "Herstellung diffraktiver Strahlteiler für die Anwendung in optischen Pinzetten", Projektarbeit, Technische Universität Ilmenau, 2006.
- [114] M. Amberg, S. Stobenau und S. Sinzinger, "Single Step Replication of a Highly Integrated PDMS Optofluidic Analysis System", *Appl. Opt.*, submitted, 2010.

Zusammenfassung der wichtigsten Variablen und Abkürzungen

α	Prismenwinkel
A	Amplitude
a	Amplitude der komplexen Wellenfunktion
a_{BO}	Abstand der Beugungsordnungen
a_{mn}	Koeffizient zur Beschreibung der Phasenfunktion in ZEMAX
$a_{Spot, CCD}$	Abstand der Beugungsordnungen, gemessen mit CCD-Chip
β'	Abbildungsmaßstab
b_{Kanal}	Kanalquerschnitt
χ	Suszeptibilität
c	Lichtgeschwindigkeit
CCD	Charge-Coupled-Device
δd	Verschiebung der GBE
$\Delta\eta_P$	Verkippung der Koppelfläche eines Prismas
$\Delta\lambda$	Wellenlängenänderung einer Lichtquelle
$\Delta\alpha_P$	Keilwinkelfehler eines Prismas
$\Delta\alpha_{Substrat}$	Keilwinkelfehler eines Substrats
$\Delta\alpha_S$	Keilwinkelfehler eines Systems
$\Delta C_x, \Delta C_x$	Verschiebung des zentralen Durchstoßpunktes
$\Delta d_{Substrat}$	Dickentoleranz eines Substrats
Δd_S	Dickentoleranz eines Systems
Δn	Doppelbrechung
ΔL	Breite eines LC-Prisma
Δd_L	Dickentoleranz einer Linse
Δr_L	Radienfehler einer Linse
$\Delta x_{dez}, \Delta y_{dez}$	Zentrierfehler einer Linse
$\Delta x_L, \Delta y_L$	Lagefehler einer Linse
$\Delta x_P, \Delta y_P$	Lagefehler eines Prismas
\vec{D}	elektrische Verschiebung
d_{DG}	Deckglasdicke
d_{FT}	Falltiefe im Kanal
d_{LC}	Dicke der LC-Schicht
d_K	Kanaltiefe
$d_{Kanalwand}$	Kanalwanddicke
d_{Linse}	Durchmesser einer Linse
d_{opt}	Deckglasdicke, auf die ein MO optimiert ist
d_P	Partikeldurchmesser
d_{PDMS}	Dicke der PDMS Schicht
d_{Strahl}	Strahldurchmesser
$d_{Substrat}$	Nenn Dicke eines Quarzglassubstrats
DG_x	Deckglas Nr. x

DOE	diffraktives optisches Element
DS	dichroitischer Spiegel
ϵ	dielektrische Konstante
ϵ_0	elektrische Permeabilität
ϵ_n	Verdrehung des Keilwinkelfehlers in der Monte-Carlo-Simulation
ϵ_x	Einfalls- bzw. Reflexionswinkel
\vec{E}	elektrisches Feld
$\mathcal{E}(\mathbf{r}, t)$	elektrisches Feld
E_T	Ansprechschwelle der LC-Moleküle
ET	Belichtungszeit
F	Kraft
F_G	Gradientenkraft
F_{MO}	Fokus des Mikroskopobjektivs
F_S	Streukraft
f'	Brennweite
f_{drive}	anliegende Frequenz an einem modalen Element
G_x	Gitter Nr. x
GBE	Gaußsche Bildebene
GRIN	Gradientenindex
$\mathcal{H}(\mathbf{r}, t)$	magnetisches Feld
h	Strukturtiefe
He-Ne	Helium-Neon
H_x, H'_x	Hauptebene
HOE	holographisches optisches Element
HOT	Holographic Optical Tweezers
I	Intensität
IFTA	iterativen Fourier-Transformationsalgorithmus
ITO	indium tin oxid
j	imaginäre Einheit ($j^2 = -1$)
κ	Koppelwinkel
K	Korrelationskoeffizient
K_F	Federkonstante
k	Wellenzahl
\mathbf{k}	Gradient einer Wellenfront
Λ	Periode
λ	Wellenlänge
L_x	Linse Nr. x
LC	Flüssigkristall
μ_0	magnetische Permeabilität
M	Anzahl der Perioden

m	m -te Beugungsordnung
m_{mod}	Integerzahl zur Beschreibung der Modulation
MO	Mikroskopobjektiv
η	Wirkungsgrad
$\nabla \times$	Rotation
$\nabla \cdot$	Divergenz
N	Anzahl der Phasenstufen eines diffraktiven Elements
\vec{n}	Direktor
n_x	Brechungsindex eines Mediums x
NA	Numerische Apertur
ω	Kreisfrequenz
O	Mittelpunkt
Ψ	Phasenfunktion der gebrazten Phasenfunktion von ϕ
$\phi(x, y)$	Phasenprofil
ϕ	Phasenfunktion
$\phi \mathbf{r}$	Phase
P	Prisma
\vec{P}	Polarisierung
P_{Laser}	Ausgangsleistung des IR-Lasers
PDMS	Polydimethylsiloxan
PIFSO	planar integrated free space optical
R_K	Reflexionsgrad einer Kugel
r	Radius
\mathbf{r}	Ortsvektor
R_{\square}	Flächenwiderstand
$R(x, y)$	Phasenfront mit Aberrationen
RIE	reaktives Ionenätzen
r_{RMS}	RMS-Radius
$\sigma(\)$	Wahrscheinlichkeitsverteilung
σ	Streuquerschnitt
S_x	Spiegel Nr. x
s_{min}	minimale Strukturgröße
SLM	Spatial Light Modulator
Θ	Ablenkwinkel der Partikel im Fluss
T_K	Transmissionsgrad einer Kugel
T	Temperatur
t	Zeit
U	elektrische Spannung
$U(\mathbf{r}, t)$	komplexe Wellenfunktion
u_1	Winkel unter dem ein Strahl auf eine Oberfläche trifft

$u(\mathbf{r}, t)$	skalare Wellenfunktion
UV	Ultraviolett
v	Geschwindigkeit
ν	Frequenz
ω_P	Verkippung der Koppelfläche eines Prismas
$W(x, y)$	ideale Phasenfront
ξ	Verdrehung des Zentrierfehlers einer Linse in der Monte-Carlo-Simulation
x, y, z	Koordinaten
ζ_P	Verdrehung eines Koppelprisma
$\zeta(x, y)$	Querabweichung
z_{\max}	maximale Entfernung bis zu der ein Talbotbild entsteht
z_T	Talbotabstand

Die wichtigsten ZEMAX-Daten für ein rein diffraktiv integriertes System in Abschnitt 3.2.1:

Surface DATA SUMMARY						
Surface	Type	Radius	Thickness	Glass	Diameter	Comment
OBJ	STANDARD	Infinity	0	AIR	2.83	Objekt
1	DGRATING	Infinity	12	SILICA	2.83	Einkopplung
2	STANDARD	Infinity	-12	MIRROR	4.98	Reflexion
3	BINARY 1	Infinity	12	MIRROR	4.98	1. Linse
4	STANDARD	Infinity	-12	MIRROR	4.98	Reflexion
STO	STANDARD	Infinity	12	SILICA	4.98	Reflexion
6	STANDARD	Infinity	-12	MIRROR	4.98	Reflexion
7	BINARY 1	Infinity	12	MIRROR	4.98	2. Linse
8	STANDAR	Infinity	-12	MIRROR	4.98	Reflexion
9	DGRATING	Infinity	0	MIRROR	2.83	Auskopplung
IMA	STANDARD	Infinity			2.83	Detektor

Surface DATA DETAIL							
Surface	Decenter X	Decenter Y	Tilt X	Tilt Y	Order	Lines/ μm	diff. Order
1	0	0	0	0	DEC/TILT	0.47	1
2	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
3	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
4	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
5	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
6	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
7	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
8	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
9	0	2.5	0	0	DEC/TILT	0.47	-1
10	0	2.5	0	0	DEC/TILT		

Surface EXTRA DATA							
Surface	Coefficient on						
	x^2	xy	y^2	x^3	x^2y	xy^2	y^3
3	-294.96		-282.73				
7	-294.96		-282.73				

Die wichtigsten ZEMAX-Daten für ein prismengekoppeltes System in Abschnitt 3.2.2:

Surface DATA SUMMARY						
Surface	Type	Radius	Thickness	Glass	Diameter	Comment
OBJ	STANDARD	Infinity	0.9	AIR	2.83	Objekt
1	STANDARD	Infinity	1.919	BK7	3.23	Einkopplung
2	STANDARD	Infinity	12	SILICA	3.22	Übergang
3	STANDARD	Infinity	-12	MIRROR	3.94	Reflexion
4	BINARY 1	Infinity	12	MIRROR	4.66	1. Linse
5	STANDARD	Infinity	-12	MIRROR	3.07	Reflexion
STO	BINARY 1	Infinity	12	SILICA	1.83	2. Linse
7	STANDARD	Infinity	-12	MIRROR	3.46	Reflexion
8	BINARY 1	Infinity	12	MIRROR	5.09	3. Linse
9	STANDAR	Infinity	-12	MIRROR	4.16	Reflexion
10	STANDARD	Infinity	-1.6150	SILICA	3.71	Übergang
11	STANDARD	Infinity	-1.075	AIR	3.26	Auskopplung
IMA	STANDARD	Infinity			2.88	Detektor

Surface DATA DETAIL							
Surface	Decenter X	Decenter Y	Tilt X	Tilt Y	Order	Lines/ μm	diff. Order
1	0	0	-31.472	0	DEC/TILT		
2	0	-0.67	31.472	0	DEC/TILT		
3	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
4	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
5	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
6	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
7	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
8	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
9	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
10	0	2.806	0	0	DEC/TILT		
11	0	0	31.472	0	DEC/TILT		
12	0	-0.54	-31.472	0	DEC/TILT		

Die wichtigsten ZEMAX-Daten für ein prismengekoppeltes System in Abschnitt 3.2.2:

Surface EXTRA DATA							
Surface	Coefficient on						
	x^2	xy	y^2	x^3	x^2y	xy^2	y^3
4	-294.96		-282.73				
6	-70.30		73.59				
8	-294.96		-282.73				

Die wichtigsten ZEMAX-Daten für ein gitter-prismengekoppeltes System in Abschnitt 3.2.3:

Surface DATA SUMMARY						
Surface	Type	Radius	Thickness	Glass	Diameter	Comment
OBJ	STANDARD	Infinity	0.5	AIR	2.83	Objekt
1	STANDARD	Infinity	0.71	BK7	3.05	Einkopplung
2	DGRATING	Infinity	12	SILICA	2.97	Übergang
3	STANDARD	Infinity	-12	MIRROR	3.86	Reflexion
4	BINARY 1	Infinity	12	MIRROR	4.76	1. Linse
5	STANDARD	Infinity	-12	MIRROR	3.21	Reflexion
STO	BINARY 1	Infinity	12	SILICA	1.83	2. Linse
7	STANDARD	Infinity	-12	MIRROR	3.31	Reflexion
8	BINARY 1	Infinity	12	MIRROR	4.93	3. Linse
9	STANDAR	Infinity	-12	MIRROR	3.95	Reflexion
10	DGRATING	Infinity	-0.68	SILICA	2.97	Übergang
11	STANDARD	Infinity	-0.52	AIR	3.05	Auskopplung
IMA	STANDARD	Infinity			2.87	Detektor

Surface DATA DETAIL							
Surface	Decenter X	Decenter Y	Tilt X	Tilt Y	Order	Lines/ μm	diff. Order
1	0	0.06	-15.285	0	DEC/TILT		
2	0	-0.18	15.285	0	DEC/TILT	0.25	1
3	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
4	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
5	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
6	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
7	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
8	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
9	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
10	0	2.5	0	0	DEC/TILT	0.25	-1
11	0	0	15.285	0	DEC/TILT		
12	0	-0.06	-15.285	0	DEC/TILT		

Die wichtigsten ZEMAX-Daten für ein gitter-prismengekoppeltes System in Abschnitt 3.2.3:

Surface EXTRA DATA							
Surface	Coefficient on						
	x^2	xy	y^2	x^3	x^2y	xy^2	y^3
4	-294.96		-282.73				
6	33.32		31.56				
8	-294.96		-282.73				

Die wichtigsten ZEMAX-Daten für ein prismengekoppeltes System mit refraktiven und diffraktiven Linsen in Abschnitt 3.2.4:

Surface DATA SUMMARY						
Surface	Type	Radius	Thickness	Glass	Diameter	Comment
OBJ	STANDARD	Infinity	1.5	AIR	2.83	Objekt
1	STANDARD	Infinity	3.54	BK7	5.12	Einkopplung
2	STANDARD	Infinity	12	SILICA	8.1	Übergang
3	STANDARD	Infinity	-12	MIRROR	4.73	Reflexion
4	STANDARD	Infinity	-3.5	BK7	12	Übergang
5	STANDARD	Infinity	3.5	MIRROR	12	ref. Linse
6	STANDARD	Infinity	12	SILICA	12	Übergang
7	BINARY 1	Infinity	-12	MIRROR	3.19	diff. Korr.
STO	STANDARD	Infinity	12	MIRROR	2.18	Reflexion
9	BINARY 1	Infinity	-12	MIRROR	3.685	diff. Korr.
10	STANDARD	Infinity	-3.5	BK7	12	Übergang
11	STANDARD	Infinity	3.5	MIRROR	12	ref. Linse
12	STANDARD	Infinity	12	SILICA	12	Übergang
13	STANDARD	Infinity	-12	MIRROR	5.12	Reflexion
14	STANDARD	Infinity	-2.5	BK7	3.92	Übergang
15	STANDARD	Infinity	-2.121	AIR	5.57	Auskopplung
IMA	STANDARD	Infinity			2.83	Detektor

Die wichtigsten ZEMAX-Daten für ein prismengekoppeltes System mit refraktiven und diffraktiven Linsen in Abschnitt 3.2.4:

Surface DATA DETAIL							
Surface	Decenter X	Decenter Y	Tilt X	Tilt Y	Order	Lines/ μm	diff. Order
1	0	0.5	-45	0	DEC/TILT		
2	0	0	45	0	DEC/TILT		
3	0	1.65	0	0	DEC/TILT		
4	0	5	0	0	DEC/TILT		
5	0	0	0	0	DEC/TILT		
6	0	0	0	0	DEC/TILT		
7	0	5	0	0	DEC/TILT		
8	0	3.87	0	0	DEC/TILT		
9	0	3.87	0	0	DEC/TILT		
10	0	5	0	0	DEC/TILT		
11	0	0	0	0	DEC/TILT		
12	0	0	0	0	DEC/TILT		
13	0	5	0	0	DEC/TILT		
14	0	4	0	0	DEC/TILT		
15	0	0	45	0	DEC/TILT		
16	0	-0.89	-45	0	DEC/TILT		

Surface EXTRA DATA							
Surface	Coefficient on						
	x^2	xy	y^2	x^3	x^2y	xy^2	y^3
7	62.57	0.02	104.76	0	-2.12	0	-6.54
9	61.67	-0.02	104.82	0	1.89	0	5.91

Die wichtigsten ZEMAX-Daten für das prismengekoppelte Experimentalsystem in Abschnitt 3.4.4:

Surface DATA SUMMARY						
Surface	Type	Radius	Thickness	Glass	Diameter	Comment
OBJ	STANDARD	Infinity	0.9	AIR	2.83	Objekt
1	STANDARD	Infinity	1.919	BK7	3.21	Einkopplung
2	STANDARD	Infinity	12	SILICA	3.19	Übergang
3	STANDARD	Infinity	-12	MIRROR	3.79	Reflexion
4	BINARY 1	Infinity	12	MIRROR	4.40	1. Linse
5	STANDARD	Infinity	-12	MIRROR	3.06	Reflexion
STO	STANDARD	Infinity	12	SILICA	2.00	Reflexion
7	STANDARD	Infinity	-12	MIRROR	3.33	Reflexion
8	BINARY 1	Infinity	12	MIRROR	4.66	3. Linse
9	STANDAR	Infinity	-12	MIRROR	3.91	Reflexion
10	STANDARD	Infinity	-1.615	SILICA	3.68	Übergang
11	STANDARD	Infinity	-1.075	AIR	3.21	Auskopplung
IMA	STANDARD	Infinity			2.88	Detektor

Surface DATA DETAIL							
Surface	Decenter X	Decenter Y	Tilt X	Tilt Y	Order	Lines/ μm	diff. Order
1	0	0	-31.472	0	DEC/TILT		
2	0	-0.67	31.472	0	DEC/TILT		
3	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
4	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
5	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
6	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
7	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
8	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
9	0	2.5	0	0	DEC/TILT		
10	0	2.806	0	0	DEC/TILT		
11	0	0	31.472	0	DEC/TILT		
12	0	-0.54	-31.472	0	DEC/TILT		

Die wichtigsten ZEMAX-Daten für das prismengekoppelte Experimentalsystem in Abschnitt 3.4.4:

Surface EXTRA DATA							
Surface	Coefficient on						
	x^2	xy	y^2	x^3	x^2y	xy^2	y^3
4	-263.55		-250.19				
8	-263.55		-250.19				

Die wichtigsten ZEMAX-Daten für das Experimentalsystem zur diffraktiven Korrektur einer sphärischen Linse in Abschnitt 3.4.5:

Surface DATA SUMMARY						
Surface	Type	Radius	Thickness	Glass	Diameter	Comment
OBJ	STANDARD	Infinity	0.75	AIR	1.414	Objekt
1	DGRATING	Infinity	21.5	SILICA	1.458	Einkopplung
2	BINARY 1	Infinity	-21.5	MIRROR	2.383	1. Reflexion
3	STANDARD	Infinity	-2.5	BK7	6	Übergang
STO	STANDARD	51.68	2.5	MIRROR	6	2. Reflexion
5	STANDARD	Infinity	21.5	SILICA	6	Übergang
6	BINARY 1	Infinity	-21.5	MIRROR	3.153	3. Reflexion
7	DGRATING	Infinity	-0.55	AIR	1.160	Auskopplung
IMA	STANDARD	Infinity			1.119	Detektor

Surface DATA DETAIL							
Surface	Decenter X	Decenter Y	Tilt X	Tilt Y	Order	Lines/ μm	diff. Order
1	0	0	0	0	DEC/TILT	0.25	1
2	0	2.31	0	0	DEC/TILT		
3	0	2.562	0	0	DEC/TILT		
4	0	0	0	0	DEC/TILT		
5	0	0	0	0	DEC/TILT		
6	0	2.562	0	0	DEC/TILT		
7	0	2.31	0	0	DEC/TILT	0.25	-1
8	0	0	0	0	DEC/TILT		

Surface EXTRA DATA							
Surface	Coefficient on						
	x^2	xy	y^2	x^3	x^2y	xy^2	y^3
2	226.60	6.74	-29.87	-0.04	-3.65	-0.07	-1.76
6	-181.46	-3.42	-41.22	0	0.47	-0.03	1.56

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. S. Sinzinger, der mir die Möglichkeit gab, als Angehöriger des Fachgebietes Technische Optik diese Arbeit durchzuführen. Darin eingeschlossen ist seine engagierte Betreuung und Motivation für ihr Gelingen.

Herrn Professor J. Jahns und Herrn Professor H. Bartelt danke ich für ihre gutachterliche Stellungnahme.

Weiter gilt mein Dank den Mitarbeitern des Fachgebiets Technische Optik, die für Fragen und Probleme immer ein offenes Ohr hatten. Besonders hervorheben möchte ich Herrn Stoebenau, der sich die Abschlusskorrektur angetan hat, und weiter Herrn Oeder und Herrn Pätz für die Revision von Teilabschnitten.

Einschließen möchte ich die Mitarbeiter am ZMN für die mikrotechnologische Fertigung sowie die Studenten A. Oeder, H. Baitinger, U. Vogler, C. Bauer, C. Gerth und A. Grewe für ihre qualifizierte Zuarbeit.

Mindestens ebenso wichtig war das Verständnis und die Geduld meiner lieben Frau Carina, die während dieser Zeit die Hauptlast des Familienlebens trug.