

Strahlformung in der Femtosekundenlaser-Mikrostrukturierung

Der Fakultät für Mathematik und Physik
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften
- Dr. rer. nat. -

genehmigte Dissertation

von
Dipl.-Phys. Matthias Pospiech
geboren am 11.06.1979 in Herdecke

2011

Referent: Prof. Dr. U. Morgner
Korreferent: Prof. Dr. A. Heisterkamp
Tag der Promotion: 30.06.2010

Kurzfassung

Matthias Pospiech

Strahlformung in der Femtosekundenlaser-Mikrostrukturierung

Die Femtosekunden-Laser-Mikromaterialbearbeitung ist eine Methode, um transparente Materialien an der Oberfläche oder im Volumen zu verändern oder zu entfernen. Aufgrund der nichtlinearen Eigenschaften des Absorptionsprozesses sind Veränderungen im Material auf das Fokusvolumen beschränkt. Diese Technik wird in einem breiten Spektrum von Anwendungen, darunter die Herstellung von Wellenleitern in Gläsern und der präzisen Ablation von einzelnen Zellorganellen, eingesetzt. Durch die Kombination der Materialbearbeitung und der Laserstrahlformung ergeben sich bei diesen Anwendungen Möglichkeiten zur Verbesserungen und neue Funktionen.

In dieser Arbeit wurde die Strahlformung eines Femtosekunden-Lasers mittels eines räumlichen Strahlformers (*Spatial Light Modulator, SLM*) mit der Herstellung von Lichtwellenleitern kombiniert. Durch die harte Fokussierung eines Femtosekunden-Laserpulses in Quarzglas führt die nichtlineare Absorption nach der Abkühlung des Plasmas zu einem permanenten Brechungsindexanstieg im Fokusvolumen. Dadurch ermöglicht dieser Prozess die direkte Herstellung von lichtleitenden Strukturen. Mit dem Strahlformer und entsprechenden Phasenmasken wurde eine Technik vorgestellt, die die Erzeugung von mehreren Foki mit kontrollierter Energieverteilung und dynamisch veränderlichem Abstand ermöglicht. Zusätzlich lässt sich die Brennweite jedes einzelnen Fokus präzise kontrollieren. Diese Technik wurde verwendet, um zwei parallele Wellenleiter gleichzeitig herzustellen. Der dynamische einstellbare Abstand der Wellenleiter wurde verwendet, um Koppler und Strahlteiler in einem einzelnen Schreibvorgang herzustellen. Zusätzlich wurden die Möglichkeiten der dreidimensionalen Positionierung der Foki verwendet, um Strahlteiler herzustellen, bei denen die beiden Ausgänge in unterschiedlichen Tiefen enden.

Desweiteren wurde die Strahlformung dazu verwendet, einen räumlich supera aufgelösten Laserstrahl zu formen. In diesem Fall wird der Laserstrahl mit Phasenfiltern auf eine Fokusgröße unterhalb des Beugungslimits reduziert. Die Breite des fokussierten Laserstrahls ist ein wichtiger Faktor in der Nanodissektion von lebenden Zellen und subzellulären Strukturen. Diese Methode basiert auf der nichtlinearen Multiphotonenabsorption und Avalanche-Ionisation von Photonen im Fokusvolumen eines Mikroskopobjektivs mit hoher numerischer Apertur. Die freien Elektronen des Plasmas führen im Fokusvolumen durch photochemische Effekte zum Aufbrechen von Molekülbindungen in den Biomolekülen und damit zu einer Zerlegung (Dissektion) der Zellstrukturen. In dieser Arbeit wurde die Strahlformung von supera aufgelösten Laserstrahlen zuerst theoretisch analysiert und anschließend experimentell in die Nanochirurgie von Zellen durch das Erzeugen von Linienschnitten in fluoreszenzmarkierten Zellorganellen integriert. Eine umfassende statistische Analyse der resultierenden Schnitte demonstriert eine erreichbare durchschnittliche Reduktion der Schnittbreiten von 30 %.

Schlagwörter: Lasermaterialbearbeitung, Wellenleiter, Strahlformung, Integrierte photonische Bauelemente, Superauflösung, Multiphotonen-Mikroskopie, Nanochirurgie

Abstract

Matthias Pospiech

Beam shaping in femtosecond laser microstructuring

Femtosecond laser micromachining can be used either to modify or to remove material on the surface or in the bulk of transparent materials. Due to the nonlinear nature of the absorption process changes in the material are confined to the focal volume. This technique is used in a broad range of applications including the fabrication of waveguides in glasses and precise ablation of single-cell organelles. The combination of material processing and laser beam shaping allows to improve and add new features to these applications.

In this thesis beam shaping of a femtosecond laser with a Spatial Light Modulator (SLM) was combined with the fabrication of optical waveguides. When a femtosecond laser pulse is tightly focused inside fused silica glass the nonlinear absorption leads to a permanent refractive index increase in the focal volume after relaxation of the excitation plasma. Thus this process allows the direct fabrication of guiding structures. Based on the beam shaper and according phase shaping masks a technique was introduced, which allows the implementation of multiple foci with controlled power distribution and dynamically variable distance. Additionally the focusing depth of each focus can be controlled precisely. This technique was used to create write two parallel waveguides simultaneously. The dynamic adjustable separation of the waveguides was used to create directional couplers and splitters in a single sweep. Additionally the 3D capabilities are used to demonstrate splitters with both outputs ending in different depth.

Furthermore beam shaping was used to shape a spatially superresolved laser beam. Here the focal spot width is reduced below the diffraction limit using phase filtering. The focal spot size is an important factor in the nanodissection of living cells and subcellular structures. This method is based on the nonlinear multiphoton absorption and avalanche ionization of photons in the focal volume of a high numerical aperture microscope objective. In the case of MHz repetition rate laser systems, as used in this thesis, the free electrons generate a low-density plasma in the focal region inducing photochemical effects (e.g. bond breaking of biomolecules). In this thesis the superresolution beam shaping method was first theoretically analyzed and afterwards experimentally integrated into the nanosurgery of cells using line cuts in fluorescently labelled single-cell organelles. A comprehensive statistical analysis of the resulting cuts demonstrates an achievable average resolution enhancement of 30 %.

Key words: laser materials processing, waveguides, laser beam shaping, photonic integrated circuits, superresolution, multiphoton microscopy, nanosurgery

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	7
2.1	Nichtlineare Wechselwirkungen von Femtosekunden-Laserpulsen mit dielektrischen Medien	7
2.1.1	Nichtlineare Anregungsprozesse	7
2.1.2	Prozesse der Energieverteilung	9
2.2	Laserinduzierte Änderungen des Brechungsindex in Quarzglas	10
2.2.1	Materialeigenschaften von Quarzglas	11
2.2.2	Prozesse der Materialveränderungen	12
	Brechungsindexänderungen	12
	Schockwellen und Hohlräume	13
	Zusammenfassung	14
2.3	Wellenleiter	15
2.3.1	Strahlführung in Wellenleitern	15
2.3.2	Erzeugung von Wellenleitern in Quarzglas	16
	Parameter der Materialbearbeitung	16
	Brechungsindexkontrast	16
	Verluste	17
	Symmetrie des Modenprofils	17
2.3.3	Evaneszente Kopplung zwischen Wellenleitern	19
2.4	Strahlformung	21
2.5	Skalare Beugungstheorie	22
2.5.1	Vektorielle Beugungstheorie	22
2.5.2	Huygens-Fresnelsches Prinzip	22
2.5.3	Fresnel-Näherung	24
2.5.4	Fraunhofer-Näherung	24
2.5.5	Optische Fouriertransformation	25
2.5.6	Berechnung der Strahlformung in der Umgebung der Fokusebene	26
2.6	Numerische Implementierungen	26
2.6.1	Fraunhofer-Beugung	27

2.6.2	Fresnel-Beugung	28
2.7	Beugung in der Umgebung der Fokusebene	29
2.7.1	Fresnel-Gleichung für radialsymmetrische Probleme	29
2.7.2	Abbildung mit Objektiven hoher numerischer Apertur	30
	Debye-Integral	30
3	Erzeugung von Wellenleiterstrukturen in Quarzglas	33
3.1	Experimenteller Aufbau	33
3.1.1	Lasersystem	33
3.1.2	Aufbau	34
3.2	Experimente	36
3.3	Wellenleiteranalyse	36
3.3.1	Lichtmikroskop	37
3.3.2	Modenprofil	37
3.3.3	Verlustmessungen	39
	Kopplungsverluste	39
	Leitungsverluste	40
3.4	Ergebnisse	40
3.4.1	Materialveränderung in Abhängigkeit von der Pulsenergie	41
3.4.2	Einfluss der Fokussierung auf das Modenprofil	42
3.4.3	Leitungsverluste in Abhängigkeit von den Schreibparametern	44
3.4.4	Leitungsverluste in Abhängigkeit von der Fokussierung	45
3.4.5	Perlenbildung	45
3.4.6	Zusammenfassung	47
4	Funktionale Wellenleiterstrukturen	49
4.1	Methoden zur Strahlaufteilung durch Strahlformung	50
4.1.1	Phasengitter	51
4.1.2	Erzeugung von zwei Foki mit variablem Abstand	52
4.1.3	Fresnel-Linsen	54
4.1.4	Strahlformung in drei Dimensionen	55
4.2	Aufbau	56
4.2.1	Räumlicher Strahlformer (Spatial Light Modulator)	57
4.3	Experimente	59
4.3.1	Voruntersuchungen	59
4.3.2	Parallele Wellenleiter	60
4.3.3	Dynamische Variation des Abstandes	63
4.3.4	Kopplerstrukturen	63
4.3.5	Strahlteiler	67
4.3.6	Strahlteiler mit Tiefenversatz	70
	Diskussion der Abweichungen zwischen Theorie und Experiment	74
4.4	Zusammenfassung und Ausblick	75

5	Superaufgelöste Femtosekundenlaser-Nanochirurgie von Zellen	77
5.1	Grundlagen	77
5.1.1	Multiphotonen-Mikroskopie	77
5.1.2	Mikromaterialmodifikation in biologischen Proben	78
5.1.3	Superauflösung	80
5.1.4	Superauflösung mit Ringphasenfiltern	81
5.2	Experimente	83
5.2.1	Messung der Fokusebene mit einem Faser-Sensor	84
5.2.2	Untersuchung der Superauflösung im Fokus einer schwach fokussierenden Linse	85
5.2.3	Lasersystem und experimenteller Aufbau	86
5.2.4	Lineare Schnitte an fixierten Zellen	87
5.3	Zusammenfassung	90
6	Zusammenfassung und Ausblick	91
	Literatur	95
	Anhang	115
A	Übersicht über Parameter der Materialbearbeitung	115
A.1	Laser- und Fokussierungsparameter	115
A.2	Materialbearbeitung mit Femtosekunden-Laserpulsen	116
A.2.1	Elektrische Feldstärke im Fokus	116
A.2.2	Keldysh Parameter	116
B	Räumlicher Strahlformer (Spatial Light Modulator)	117
B.1	Phasenmodulation durch Flüssigkristalle	117
B.2	Programmierbarer Phasenmodulator (PPM-SLM)	118
B.3	Bestimmung der Phasenmodulation des Strahlformers	119
C	Beispiele der Strahlformung	121
	Publikationen	123
	Curriculum Vitae	126

Abkürzungsverzeichnis

Bezeichnung	Beschreibung
CPA	chirped pulse amplification (Verstärkung gechirpter Pulse)
DNA	deoxyribonucleic acid (Desoxyribonukleinsäure)
DOF	depth of focus (Fokuslänge)
FWHM	full width at half maximum (Halbwertsbreite)
LCD	liquid crystal display (Flüssigkristallbildschirm)
MFD	Modenfelddurchmesser
MMI	multi-mode interference (Multimodeninterferenz)
NA	numerische Apertur
PPM	programmable phase modulator (Programmierbarer Phasenmodulator)
PSF	point spread function (Punktspreizfunktion)
px	Pixel
SLM	spatial light modulator (Räumlicher Strahlformer)
SNOM	scanning nearfield optical microscope (optisches Rasternahfeldmikroskop)

KAPITEL 1

Einleitung

Motivation

Seit der Erfindung im Jahr 1960 [Sch58; Mai60] hat sich der Laser zu einer Technologie entwickelt, die für viele Anwendungen in der Forschung und der Industrie unentbehrlich ist. Insbesondere die Entwicklung von Laserquellen mit ultrakurzen Laserpulsen, die Laserlicht nicht kontinuierlich, sondern in regelmäßigen Lichtpulsen nacheinander emittieren, hat in den letzten Jahrzehnten ein breites Anwendungsspektrum aufgetan [Die96]. Ein wesentlicher Vorteil dieser Lasersysteme ist die hohe Spitzenintensität der Laserpulse, die es ermöglicht Materialien, wie Metall, Glas und Keramiken zu bearbeiten. In der Industrie hat sich der Laser dadurch als Werkzeug zum Schweißen und Schneiden von Metallen etabliert [Ste10].

Speziell bei Lasersystemen mit Femtosekunden Pulslängen kommt es zu hohen Spitzenintensitäten und damit zu nichtlinearen Wechselwirkungen, durch welche das Licht in ansonsten transparenten Materialien absorbiert wird [Boy08]. In diesen Materialien bietet die *Femtosekunden-Laser-Mikromaterialbearbeitung* den Vorteil, dass Veränderungen im Material durch die nichtlineare Absorption auf das Fokussvolumen begrenzt sind.

Seit der ersten Demonstration Mitte der 90er Jahre hat sich diese Technik in einem breiten Spektrum von Anwendungen etabliert, darunter der Herstellung von Wellenleiterstrukturen in transparenten Gläsern [Gat08] und der präzisen Ablation in Zellstrukturen [Chu09].

Lasergeschriebene Wellenleiterstrukturen in Quarzglas

Die Strahlführung von Licht in optischen Glasfasern, allgemeiner bezeichnet als optische Wellenleiter, liefert heutzutage die Grundlage für die weltweite Kommunikation. Darüber hinaus werden Wellenleiter in der Schaltung und Verteilung optischer Signale, der Kopplung zwischen optoelektronischen Bauteilen und Glasfasern [Sal91] sowie in der Strahlzuführung und optischen Messung in mikrofluidischen Sensoren [Yag06] verwendet. Die klassische Herstellung von optischen Wellenleitern beruht auf Veränderungen an der Oberfläche von Substraten aus Polymer, Glas oder Silizium. Bei Quarzglas besteht diese Materialveränderung aus einer Erhöhung des Brechungsindex entweder über das Hineindiffundieren von Dotierungsstoffen oder durch die lokale Materialveränderung mit UV-Laserpulsen [Rei05].

Im Jahr 1996 wurde von Hiraos Gruppe gezeigt, dass sich durch die Fokussierung von ultrakurzen Femtosekunden-Laserpulsen in transparentes Quarzglas eine Materialveränderung unterhalb der Substratoberfläche erzielen lässt, die den Brechungsindex im Fokusbereich permanent verändert [Dav96]. Durch die Bewegung der Probe relativ zum Laserfokus wurde dabei ein erhöhter Brechungsindex in das Material hineingeschrieben. Diese lasergeschriebenen Wellenleiter bieten gegenüber den klassischen Herstellungsmethoden den wesentlichen Vorteil, dass sie sich entlang eines beliebigen dreidimensionalen Pfades erzeugen lassen [Ose05]. Diese Eigenschaft hat die Herstellung verschiedener optischer Komponenten wie 3×3 Koppler [Suz06] oder Wellenleiter-Arrays für Anwendungen in der nichtlinearen Optik [Sza05; Sza06] erst ermöglicht.

Durch die Fortschritte in der Lasertechnologie, insbesondere der Energieskalierung von Lasersystemen mit MHz-Repetitionsraten und Pulsenergien im Bereich von Mikro-Joule [Kel10], konnte die Qualität der lasergeschriebenen Wellenleiter deutlich verbessert werden. Mit diesen Lasersystemen konnten hohe Produktionsgeschwindigkeiten von mehr als 1 mm/s bei gleichzeitig sehr guten optischen Eigenschaften erreicht werden [Sha05; Eat05; Eat10].

Die Vorteile dieses Herstellungsverfahrens liegen vor allem in der Herstellung von Prototypen und, aufgrund des nichtlinearen Absorptionsprozesses, der Möglichkeit, sehr unterschiedliche Materialien mit demselben Lasersystem zu bearbeiten. Dadurch lassen sich die Wellenleiterstrukturen auf einfache Art und Weise in bestehende Bauteile integrieren.

In mikrofluidischen Sensoren in einem Lab-on-a-chip Konzept sind verschiedene Anwendungen der Integration von lasergeschriebenen Wellenleitern demonstriert worden [Don08; Vaz09; Cre10]. Der Begriff *Lab-on-a-chip* wird allgemein für die Miniaturisierung von chemischen Prozessen oder Analysemethoden auf eine Größe im Chip-Format verwendet, siehe Abbildung 1.1. Hierbei werden Flüssigkeiten in Kanälen mit wenigen Mikrometer großen Querschnitten geführt und gemischt. Für biomedizinische Analysen bieten diese miniaturisierten Labore eine kostengünstige und zuverlässige Methode [Yag06]. Wellenleiter werden in diesen Sensoren verwendet, um eine optische Messtechnik an den geführten Flüssigkeiten direkt in den Chip zu integrieren, wie z. B. Refraktometer oder Spektrometer.

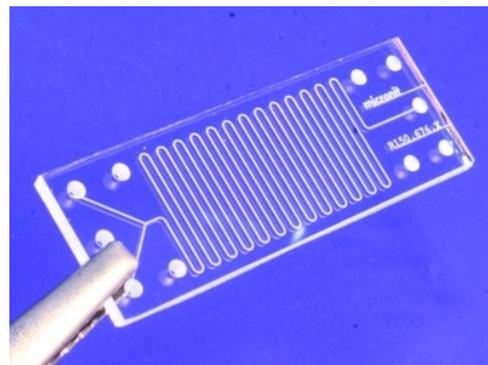


Abb. 1.1: Lab-on-a-chip Mikroreaktor der Firma Micronit Microfluidics [Mic06]

Ein wesentlicher Nachteil dieser Herstellungsmethode besteht allerdings darin, dass mehrere Wellenleiter in einem seriellen Prozess nacheinander geschrieben werden und dadurch eine Erhöhung der Produktionsgeschwindigkeit limitiert ist.

Nanochirurgie mit Femtosekunden-Laserpulsen

Durch die nichtlineare Absorption von Femtosekunden-Laserpulsen ergibt sich ein weites Feld in der nichtlinearen optischen Mikroskopie für die biologische und die biomedizinische For-

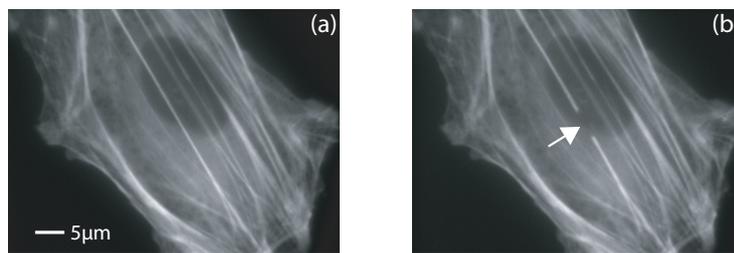


Abbildung 1.2: Fluoreszenz-Mikroskopbilder von gefärbten Aktinfilamenten in einer Endothelzelle (a) vor und (b) 4 Sekunden nach dem Zerschneiden eines Aktinfilamentes mit ultrakurzen Laserpulsen (aus [Max05]).

schung. Die typischerweise verwendeten Lasersysteme haben ihre Zentralwellenlänge im nahinfraroten Spektrum (800-1100 nm). In diesem Bereich ist die Absorption in Zellen sehr gering [Bou86], sodass die Eindringtiefe des Lichtes mehrere Millimeter beträgt. Für die Multiphotonen-Mikroskopie [Gu10] hat die hohe Eindringtiefe den Vorteil, dass mit dieser Methode eine dreidimensionale Bildgebung an lebendem Gewebe möglich ist. Darüber hinaus lassen sich diese Mikroskopiesysteme auch zur Erstellung von präzisen Schnitten in Zellstrukturen einsetzen [Chu09].

Diese Bearbeitung von Zellen mit ultrakurzen Laserpulsen, auch als *Nanochirurgie* bezeichnet, ermöglicht das präzise Abtragen von zellulären und subzellulären Strukturen mit minimalen Kollateralschäden ohne die Lebensfähigkeit der Zellen zu beeinträchtigen [Chu09]. In der biologischen Forschung wird diese Technik beispielsweise eingesetzt, um Chromosomen in einer lebenden Zelle zu zerschneiden und die DNA-Reparatur [Koe99; Tir02b; Wat04; Ehl07] oder die mechanischen Eigenschaften des Zytoskeletts durch die Ablation einzelner Filamente zu studieren [Max05; Kum06; Yas07]. In Abbildung 1.2 sind Fluoreszenz-Mikroskopbilder aus einer Untersuchung an Aktinfilamenten dargestellt.

Optische Strahlformung

Die optische Strahlformung ermöglicht auf verschiedene Art und Weise eine Optimierung der Lasermaterialbearbeitung oder eine Verbesserung der optischen Bildgebung in der Mikroskopie. Strahlformung bezeichnet in diesem Zusammenhang die gezielte Umverteilung der transversalen Intensitätsverteilung durch einen lichtbeugenden Filter. Eine klassische Anwendung der Strahlformung ist die Umverteilung der typischen Gaußverteilung eines Laserstrahls in ein flaches Intensitätsprofil [Dic96], welche insbesondere bei der Laser-Materialbearbeitung bevorzugt wird. In der Mikroskopie wird durch die Strahlformung hingegen eine Reduktion der Fokusgröße unterhalb des Beugungslimits angestrebt. Diese Methode wird auch als Superauflösung bezeichnet. Für die konfokale Mikroskopie wurden entsprechende Phasenfilter entwickelt, die den fokussierten Strahl so verändern, dass die Breite des zentrale Intensitätsmaximums unter dem Beugungslimit liegt, wobei aber zusätzliche Beugungsringe entstehen [Boy02; Jua03]. In beiden Anwendungsfällen wird mit statischen Phasenmasken aus Glas gearbeitet.

Durch die Entwicklung von computergesteuerten räumlichen Phasenformern auf Basis von Flüssigkristalldisplays [Muk94], welche sich dynamisch ansteuern lassen, hat sich das Einsatzgebiet der Strahlformung deutlich erweitert. In der Mikroskopie werden diese Systeme z. B. zur Verbesserung des Kontrastes [Mau10], der Auflösung [Kla01] oder der Fixierung mehrerer Zellen an definierten Positionen [Lie00] verwendet.

Ziele dieser Arbeit

Die Bearbeitung von Gläsern und Zellen mit Femtosekunden-Laserpulsen ist inzwischen eine etablierte Technik [Gat08]. In gleicher Weise werden viele Methoden der Strahlformung inzwischen in kommerziellen Produkten eingesetzt. In dieser Arbeit werden neue Methoden durch die Kombination der Strahlformung mit der Femtosekunden-Laser-Materialbearbeitung untersucht. Hierfür wird ein computergesteuerter räumlicher Phasenformer mit hoher Auflösung verwendet.

Mit diesem Phasenformer ist es möglich, einen einzelnen gaußförmigen Laserstrahl in mehrere Strahlen aufzuteilen, sodass im Fokus einer Linse separierte Foki mit identischen Eigenschaften abgebildet werden [Boi72]. Mit dieser Technik können mehrere parallele Wellenleiter in einem einzigen Schreibvorgang hergestellt werden. Dadurch verringert sich zum einen die Bearbeitungszeit um die Anzahl der parallel erstellten Wellenleiter. Zum anderen weisen die parallelen Wellenleiter identische Leitungseigenschaften auf, da die Strahlformung die Foki exakt repliziert. Darüber hinaus lassen sich mit geeigneten Phasenmasken mehrere Wellenleiter sowohl parallel als auch in verschiedenen Tiefen erzeugen. Durch die zeitliche Änderung der Phasenmasken können mit dieser Methode komplexe Wellenleiterstrukturen in einem einzelnen Schreibvorgang hergestellt werden, wie z. B. Koppler und Strahlteiler, wie sie für die zuvor vorgestellten integrierten Messmethoden in Lab-on-a-chip Substraten benötigt werden.

Desweiteren wird in dieser Arbeit die Kombination der Nanochirurgie mit ultrakurzen Laserpulsen mit einer Fokussierung unterhalb des Beugungslimits mit supraaufgelösten Strahlen untersucht. Die Reduktion der Fokusgröße ist von grundlegendem Interesse, um bei der Zerstörung einzelner Zellorganellen Schäden in den umgebenden Zellbestandteilen zu vermeiden, da diese die langfristige Lebensfähigkeit der Zellen beeinträchtigen. Darüber hinaus verbessert eine sehr präzise Fokussierung die Möglichkeiten der Manipulation von einzelnen Zellorganellen. Der Phasenformer wurde verwendet, um die entsprechenden Phasenmasken zu generieren. Durch die variable Programmierung der Phasenmasken lässt sich zusätzlich die Fokusgröße in Abhängigkeit von der supraauflösenden Phasenmaske studieren.

Gliederung

Zunächst werden in Kapitel 2 die Grundlagen der nichtlinearen Wechselwirkung von ultrakurzen Laserpulsen und die nachfolgenden Prozesse der Energieverteilung erläutert. Für Quarzglas werden die resultierenden Materialveränderungen und die daraus folgende Erzeugung von Wellenleiterstrukturen dargestellt. Zudem werden die Grundlagen der Strahlformung, insbesondere die Skalare Beugungstheorie und weitere Näherungen zur Berechnung der Strahlformung im Fokus eines hart fokussierenden Mikroskopobjektivs vorgestellt.

In Kapitel 3 werden der experimentelle Aufbau zur Lasermaterialbearbeitung und die Methoden zur Analyse der erstellten Wellenleiter dargestellt. Im Anschluss werden die Eigenschaften der Strukturen im Hinblick auf die bestmöglichen Parameter zur Erzeugung von Wellenleitern analysiert.

Mit den Ergebnissen aus Kapitel 3 wird in Kapitel 4 die Herstellung von parallelen Wellenleitern, Kopplern und Strahlteilern vorgestellt. Hierfür werden zunächst die theoretischen Grundlagen zur Strahlaufteilung durch die Strahlformung eingeführt, bevor der verwendete Aufbau und die Ergebnisse der verschiedenen realisierten photonischen Bauelemente präsentiert werden.

In Kapitel 5 werden zunächst die Grundlagen der Materialbearbeitung in biologischen Zellen und die theoretischen Ergebnisse zur Superauflösung präsentiert und anschließend die Nanochirurgie-Experimente an fluoreszenzmarkierten Strukturen in Zellen mit einem räumlich superaufgelösten Laserstrahl vorgestellt.

Kapitel 6 fasst die Ergebnisse der Arbeit zusammen und gibt einen Ausblick auf weiterführende Experimente.

KAPITEL 2

Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Grundlagen für die Experimente der folgenden Kapitel beschrieben. Zunächst wird, ausgehend von den nichtlinearen Wechselwirkungen von Femtosekunden-Laserpulsen mit dielektrischen Medien, die Herstellung von Wellenleitern in Glas eingeführt. Anschließend werden die Grundlagen der Strahlformung, insbesondere die skalare Beugungstheorie und die Fourieroptik behandelt. Für die Strahlformung mit hoher numerischer Apertur werden abschließend Rechenmodelle vorgestellt, mit denen sich die Lichtverteilung in der Fokusebene zuverlässig berechnen lässt.

2.1 Nichtlineare Wechselwirkungen von Femtosekunden-Laserpulsen mit dielektrischen Medien

In dieser Arbeit wird die Interaktion von Femtosekunden-Laserpulsen mit transparenten Gläsern (Kapitel 3 und 4) und biologischem Gewebe (Kapitel 5) untersucht. Dieser Abschnitt gibt einen Überblick über die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse, im speziellen die nichtlineare Ionisation und die Avalanche-Ionisation in Abschnitt 2.1.1. Anschließend werden die zeitlich nachfolgenden Effekte der Relaxation in dielektrischen Medien dargestellt. Die Verteilung der Energie führt in Gläsern zu einer lokalisierten Dichte- und Brechungsindexänderung, die in Abschnitt 2.2.2 diskutiert wird. Diese Prozesse finden Anwendung bei der Erzeugung von Wellenleiterstrukturen, weiter dargestellt in Abschnitt 2.3 und Kapitel 3. Die speziellen Wechselwirkungen von Femtosekunden-Laserpulsen mit biologischem Gewebe werden gesondert in Kapitel 5 dargestellt.

2.1.1 Nichtlineare Anregungsprozesse

Wird ein Laserpuls in ein Material mit einer Bandlücke E_G größer als die Photonenenergie eingestrahlt, so findet keine lineare Absorption durch direkte Übergänge von dem Valenz- in das Leitungsband statt; das Material ist transparent für das Laserlicht. Durch den Einsatz gepulster Laser kommt es zu hohen Spitzenintensitäten und damit zu nichtlinearen Wechselwirkungen, durch welche die Elektronen die Bandlücke überwinden können. Damit diese nichtlinearen Prozesse stattfinden, muss die Stärke des vom Laser erzeugten elektrischen Feldes in der Nähe

der Feldstärke liegen, die ein Valenzelektron an das Atom bindet. Die Feldstärke von Atomen hat eine Größenordnung von 10^9 V/m [Boy08], welche einer Laserintensität von $2 \cdot 10^{11}$ W/cm² entspricht. Das in dieser Arbeit verwendete Lasersystem (Abschnitt 3.1.1) erreicht Intensitäten von mehr als $9 \cdot 10^{13}$ W/cm² (siehe A.2.1). Somit stellt das verwendete Lasersystem die benötigten Intensitäten bereit.

Die nichtlineare Ionisation kann durch *Photoionisation* und *Avalanche-Ionisation* erreicht werden. Photoionisation bezieht sich auf die direkte Anregung von Elektronen durch das Laserfeld und kann in zwei unterschiedliche Arten unterteilt werden, zum einen die Multiphotonen-Ionisation (MPI) und zum anderen die Tunnel-Ionisation. Diese sind abhängig von den Laserparametern, insbesondere der Intensität und der Wellenlänge.

Tunnel-Ionisation: Tunnel-Ionisation tritt auf, wenn das elektrische Feld des Laserpulses das Coulomb-Potential so stark absenkt, dass ein Elektron vom Valenz- in das Leitungsband tunneln kann, dargestellt in Abbildung 2.1(a). Diese Form der nichtlinearen Ionisation dominiert für starke Laserfelder und lange Wellenlängen.

Multiphotonen-Ionisation: Bei kleinen Wellenlängen, oberhalb der Wellenlänge für lineare Absorption, dominiert die gleichzeitige Absorption mehrerer Photonen von einem Elektron, wie in Abbildung 2.1(c) dargestellt. Um mit der Multiphotonen-Ionisation die Bandlücke E_G zu überwinden, muss die Anzahl der Photonen m sich mit der Energie eines Photons $h\nu$ zu einer Gesamtenergie größer als die Bandlücke summieren: $\sum_m h\nu > E_G$ [Stu96; Boy08].

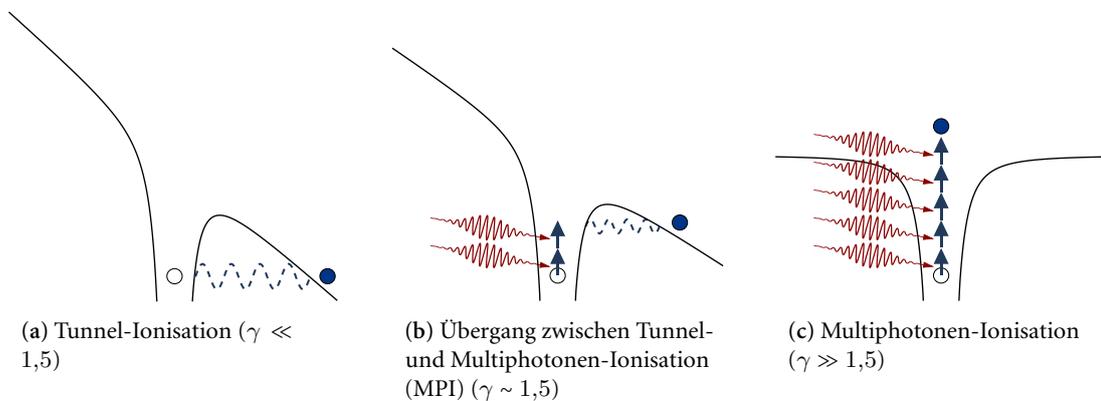


Abbildung 2.1: Ionisationsprozesse bei nichtlinearer Absorption von Laserlicht in Abhängigkeit des Keldysh-Parameters γ . In einem Festkörper werden die Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband angehoben und nicht ionisiert.

Der Übergang zwischen Multiphotonen-Ionisation und Tunnel-Ionisation wird im Rahmen der Theorie nach Keldysh [Kel65] durch den Parameter γ ausgedrückt, auch Keldysh-Parameter genannt:

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \left[\frac{m^* c \epsilon_0 E_G}{I} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.1)$$

Wobei ω die Laserfrequenz beschreibt, I die Spitzenintensität im Fokus, m^* und e sind die effektive Masse und Ladung des Elektrons im Festkörper, E_G ist die Bandlückenenergie und ε_0 ist die Dielektrizitätskonstante. Für einen Keldysh-Parameter mit $\gamma \gg 1,5$ dominiert die Multiphotonen-Ionisation. Wie im Anhang A.2.2 hergeleitet, ergibt sich für die in dieser Arbeit verwendeten Laserparameter ein Wert in der Größenordnung von $\gamma \approx 1,5$. Nach der Keldysh-Theorie ist damit weder der Multiphotonen- noch der Tunnelprozess dominierend [Sch01a].

Avalanche-Ionisation: Für Pulsdauern von mehr als 25 fs werden die nichtlinear angeregten Elektronen im Leitungsband durch lineare Absorption weiter angeregt und damit beschleunigt [Kai00; Ret06]. Wenn die aufgesammelte kinetische Energie die Bandlückenenergie übersteigt, kann das Elektron ein weiteres Elektron aus dem Valenzband ionisieren; diese Elektronen werden erneut im elektrischen Feld beschleunigt und führen somit zu einer *Lawine*, in der die Elektronendichte exponentiell ansteigt. Dieser Prozess wird daher als Avalanche-Ionisation bzw. als Lawinen-Ionisation bezeichnet. Im Gegensatz zur nichtlinearen Multiphotonen-Ionisation steigt die Avalanche-Ionisation linear mit der Laserintensität. In Abbildung 2.2 ist der Prozess schematisch dargestellt. Die Avalanche-Ionisation kann bei langen Pulslängen im Bereich von Nanosekunden auch ohne zuvor angeregte Elektronen durch natürlich vorkommende Defekt-elektronen initiiert werden.

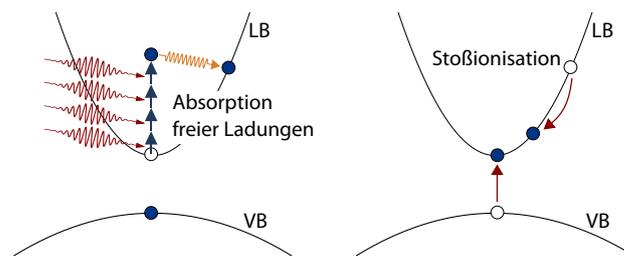


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Avalanche-Ionisation. Ein Elektron im Leitungsband (LB) absorbiert einfallende Laserstrahlung linear (links) und ionisiert durch Stoßionisation ein gebundenes Elektron aus dem Valenzband (VB) (rechts).

Für Laserpulse kleiner als eine Pikosekunde zeigt sich im zeitlichen Verlauf von Multiphotonen-Ionisation und Avalanche-Ionisation, dass auf der ansteigenden Flanke Elektronen durch Multiphotonen-Ionisation in das Leitungsband angehoben werden, die für Avalanche-Ionisation im weiteren Zeitverlauf des Pulses zur Verfügung stehen [Stu95]. Durch diesen Zusammenhang ist eine Materialbearbeitung mit Femtosekunden-Laserpulsen ausschließlich durch den Laserpuls und nicht durch Defekte im Material bestimmt und damit sehr deterministisch.

2.1.2 Prozesse der Energieverteilung

Nach der Anregung eines Festkörpers durch nichtlineare Absorption finden verschiedene Vorgänge der Energieverteilung statt. Diese werden in drei Schritte unterteilt: die Elektronen-Anregung, die Erhitzung des Materials und die darauf folgenden thermischen und strukturellen Materialveränderungen. Die Zeitskalen, auf denen diese Prozesse stattfinden, sind in Abbildung 2.3 skizziert.

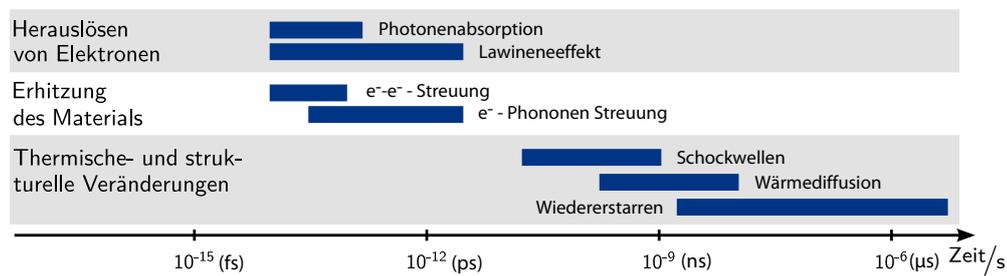


Abbildung 2.3: Zeitskalen von verschiedenen Elektronen- und Gitter-Prozessen in einem angeregten Festkörper [Gat08]. Die Balken geben den Zeitbereich der jeweiligen Wechselwirkung an. Bei Femtosekunden-Laserpulsen geschieht die Absorption im sub-Pikosekunden Bereich. Die ausgelösten physikalischen Prozesse finden jedoch in einem erheblich längeren Zeitbereich von einigen Mikrosekunden statt.

Diese Prozesse finden nicht sequentiell statt, sondern überlappen sich. Die gesamte Zeitdauer reicht von der Länge des Laserpulses im Bereich von Femtosekunden bis zu Mikrosekunden.

Durch die Ionisationsprozesse wird ein auf das Fokussvolumen begrenztes freies Elektronengas erzeugt. Die Elektronen in diesem Plasma geben ihre Energie über Streuung an Elektronen und Elektron-Phonon-Streuung ab. Da die durch Streuprozesse angeregten Phononen nur sehr geringe Energien beinhalten, werden viele Streuprozesse und damit mehrere Pikosekunden benötigt, bevor die Ladungen und das Gitter ein thermisches Gleichgewicht erreichen [Sun02].

Bei einer hohen Intensität des eingestrahnten Laserpulses entsteht ein sehr heißes Plasma, welches das Material im Fokussvolumen stark aufheizt und dadurch einen Druck in der Größenordnung von GPa erzeugt [Gle97]. Aufgrund des Drucks trennt sich innerhalb einiger Nanosekunden eine Schockwelle von dem dichten heißen Fokussvolumen und verliert dabei Energie. Auf einer Mikrosekundenzeitskala diffundiert die verbleibende thermische Energie aus dem Fokussvolumen. Die resultierende Strukturveränderung bei einer Schockwelle unterscheidet sich deutlich von der Materialveränderung unterhalb der Intensitätsschwelle für die Schockwellen. Diese Prozesse werden in Abschnitt 2.2.2 detaillierter beschrieben.

In dieser Arbeit ist die Änderung der Dichte und des Brechungsindex in Quarzglas bei nichtlinearer Absorption von Femtosekunden-Laserpulsen von besonderem Interesse.

2.2 Laserinduzierte Änderungen des Brechungsindex in Quarzglas

Die in Abschnitt 2.1.1 vorgestellten nichtlinearen Prozesse der Materialveränderung durch hochintensive Laserpulse führen in Gläsern im Fokussvolumen zu einer Änderung der Dichteverteilung und damit zu einer Änderung des Brechungsindex im Material. In dieser Arbeit wird ausschließlich Quarzglas bearbeitet, bei dem dieser Effekt 1996 zuerst nachgewiesen wurde [Dav96; Gle96]. Im Folgenden werden zuerst die Materialeigenschaften von Quarzglas betrachtet und nachfolgend die zugrundeliegenden Prozesse der Materialveränderungen eingeführt (Abschnitt 2.2.2).

2.2.1 Materialeigenschaften von Quarzglas

Gläser zeichnen sich allgemein durch ihre amorphe Kristallstruktur aus, bei der die Moleküle ohne eine Fernordnung vernetzt sind. Des Weiteren werden bei Gläsern, im Gegensatz zu kristallinen Systemen, die mikroskopische Struktur und damit makroskopische Eigenschaften wie Dichte und Brechungsindex von der Abkühlungsgeschwindigkeit aus der Schmelze beeinflusst. Dies ergibt sich aus der Tatsache, dass in der zum Glas erstarrenden Schmelze die thermodynamische Gleichgewichtseinstellung durch eine sehr hohe Viskosität unterbunden ist, welche mit abnehmender Temperatur zunimmt. Daraus folgt eine Abhängigkeit der Kristallstruktur von der Erstarrungstemperatur und der angewandten Abkühlungsgeschwindigkeit. Je schneller eine Schmelze abkühlt, umso weniger hat das System Zeit, durch strukturelle Relaxation auf die veränderten Bedingungen zu reagieren. Der Temperaturbereich, in dem ein Übergang von einem flüssigen zu einem erstarrten Glas stattfindet, wird als Bereich des Glasübergangs bezeichnet. Bei der Erstarrung des Glases wird in diesem Punkt ein Zustand hoher Entropie, entsprechend einer hohen fiktiven Temperatur T_f , eingefroren, welche die thermische Entstehung des Glases charakterisiert.

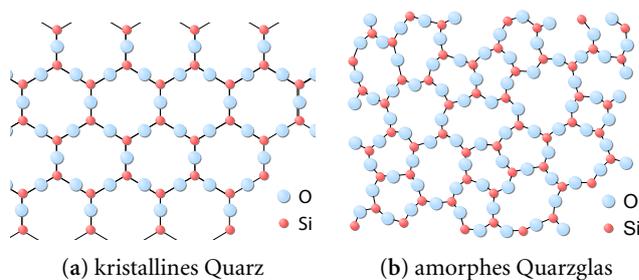


Abbildung 2.4: Struktur von kristallinem Quarz (a) und amorphem Quarzglas (SiO_2) (b) [Wim08].

Dichte	$\rho = 2,2 \text{ g/cm}^3$
Diffusionskonstante	$D = 9 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$
spez. Wärmekapazität	$c_p = 703 \text{ J/gK}$
Transmissionsbereich	185 – 2500 nm
Brechungsindex	1,45 (bei 1 μm)

Tabelle 2.1: Übersicht der physikalischen und thermischen Eigenschaften von Quarzglas (bei 25 °C) [Pho].

Siliziumdioxid (SiO_2) kommt in kristalliner und amorpher Form vor. In der amorphen Form wird es als Quarzglas (*fused silica*) bezeichnet. In beiden Fällen besteht die Grundstruktur aus SiO_4 -Tetraedern. Bei Abkühlung von geschmolzenen SiO_2 entsteht amorphes Quarzglas, bei dem die SiO_4 -Tetraeder unregelmäßig verteilt sind. Diese Strukturen sind in den Abbildungen 2.4(a) und 2.4(b) in zwei Dimensionen dargestellt. Die resultierende Dichte ist abhängig von der fiktiven Temperatur T_f aufgrund der unterschiedlichen Vernetzung der SiO_4 -Tetraeder. Bei niedriger fiktiver Temperatur dominieren 6- bis 7-fache Ringstrukturen, bei hoher fiktiver Temperatur hingegen 3- bis 4-fachen Verbindungen [Cha03b]. Die 3- bis 4-fachen Verbindungen haben einen geringeren Bindungswinkel als die 6- bis 7-fachen Verbindungen, was zu einer Verdichtung des Glases führt. Bei der Herstellung von Quarzglas wird mit geringen Abkühlgeschwindigkeiten gearbeitet, was zu einer niedrigen fiktiven Temperatur führt. Dadurch ergibt sich eine Dichte von $2,2 \text{ g/cm}^3$ gegenüber kristallinem Quarz mit $2,65 \text{ g/cm}^3$. Weitere Daten über Quarzglas sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

2.2.2 Prozesse der Materialveränderungen

In Quarzglas folgen der Aufheizung und Freisetzung von Ladungsträgern verschiedene physikalische Prozesse, die sich in zwei wesentliche Bereiche aufteilen lassen. Für niedrigere Pulsenergien ändert sich das Glas in Form einer permanenten Dichte- und Brechungsindexänderung. Für den Fall hoher Pulsenergien treten im Glas Schockwellen auf, die in Blasenstrukturen mit Hohlräumen resultieren und damit im Sinne der Erzeugung von gezielten Brechungsindexänderungen einer Materialzerstörung entsprechen. Die Modelle zur Erklärung dieser beiden Arten der Materialveränderung werden im Folgenden vorgestellt.

Brechungsindexänderungen

Verschiedene physikalische Prozesse können an der Entstehung von Brechungsindexänderungen beteiligt sein. Die wesentlichen Modelle beruhen auf einer thermisch bedingten Strukturänderung, der Bildung von Farbzentren oder der direkten Änderung molekularer Bindungen.

Thermisches Modell: Die lokale Energiezuführung aufgrund nichtlinearer Absorption führt zu einer sehr schnellen und auf den Fokuspunkt begrenzten Aufheizung des Quarzglases. Durch das begrenzte Volumen und die hohe Wärmeleitung des Materials erfolgt eine sehr schnelle Abkühlung, die mit einer hohen fiktiven Temperatur korreliert, siehe Abschnitt 2.2.1. Dadurch erhöht sich im Fokusbereich die Dichte gegenüber dem ursprünglichen Quarzglas. Die Dichteänderungen sind im Bereich von $5 \cdot 10^{-3}$, was einer Brechungsindexänderung in der Größenordnung von 10^{-3} entspricht [Spi66; Rei06]. Diese Erklärung der Brechungsindexänderung wird dadurch unterstützt, dass in anderen Gläsern mit umgekehrtem Verhalten von fiktiver Temperatur vor und nach der Laserbearbeitung, z. B. in Phosphatgläsern, eine umgekehrte und damit negative Brechungsindexänderung zu beobachten ist [Cha03a]. Allerdings lassen sich mit verschiedenen Lasersystemen, z. B. Oszillatoren mit MHz- und Verstärkersystemen mit kHz-Wiederholraten, sehr unterschiedliche Temperaturen im Material erreichen, die dennoch vergleichbare Brechungsindexänderungen aufweisen.

Bei Femtosekunden-Lasersystemen mit hohen Repetitionsraten ($\gg 1$ kHz) wurde in vielen Gläsern (z. B. Borosilikatglas) eine thermisch bedingte symmetrische Ausdehnung in Abhängigkeit von der Anzahl der Pulse festgestellt. In diesem Fall kommen die Pulse in zeitlich kürzeren Abständen, als das Material sich abkühlen kann ($\approx 1 \mu\text{s}$), wodurch es zu einer Ansammlung von Energie im Fokusbereich kommt [Sch03; Eat08b]. Durch die höhere Energie sinkt die Bearbeitungsschwelle bei MHz- gegenüber kHz-Repetitionsraten typischerweise um eine Größenordnung [Rei06]. Die thermisch bedingte symmetrische Ausdehnung aufgrund einer Ansammlung von thermischer Energie (*heat accumulation*) ist allerdings bei Quarzglas aufgrund der hohen Bandlücke und der hohen Schmelztemperatur ($\approx 1700^\circ\text{C}$ [Pho]) nicht zu beobachten [Eat05].

Farbzentren-Modell: Durch verschiedene Messmethoden lässt sich nachweisen, dass die Bearbeitung mit Femtosekunden-Laserpulsen in Glas Defekte und Farbzentren erzeugt [Dav96; Cha03b]. Diese könnten eine erhebliche Brechungsindexänderung hervorrufen, jedoch lassen

sich die Farbzentren durch Aufheizen der Probe auf 600 K ausheilen, ohne dass sich der Brechungsindexunterschied im Material nennenswert ändert [Str02; Rei06]. Daher trägt dieser Effekt nur zu einem geringen Anteil zu der gesamten Brechungsindexänderung bei.

Direkte Strukturänderungen: Eine weitere Erklärung für Brechungsindexänderungen sind nicht-thermische direkte strukturelle Änderungen, welche die Gitterbindungen aufbrechen. In diesem nicht-thermischen Plasma-Modell wird das Gitter durch direkte Anregung der umgebenden Elektronen umgeordnet, während die Gittermoden kaum angeregt werden. Werden durch die Absorption von Photonen über 10 % der Valenzelektronen von den bindenden Orbitalen befreit, so wird das Gitter geschwächt. Damit haben die Atome eine erhöhte Beweglichkeit, ohne dass thermische Energie in das System gebracht wird. Dieses Modell trifft zu, wenn die Anregung von Phononen langsam ist gegenüber der Anregung der Elektronen durch den Laserpuls [Sun02].

Zur Untersuchung der Gitterstruktur, bei Quarzglas speziell der Netzwerkstruktur der Ringstrukturen, wurde die Raman-Spektroskopie angewendet [Cha01]. Das Ergebnis dieser Untersuchungen ist eine Reduktion der üblichen 5- und 6-fachen Ringstrukturen und ein Anstieg der 3- bis 4-fachen Ringstrukturen. Dies führt, wie in Abschnitt 2.2.1 erläutert, zu einer Verdichtung des Glases und damit zu einem Brechungsindexanstieg. Im Gegensatz zu den Farbzentren lassen sich diese Strukturänderungen jedoch nicht durch Aufheizen rückgängig machen.

Eine gemeinsame Eigenschaft aller vorgestellten Prozesse ist eine Verdichtung des Materials. Dadurch entsteht eine Spannung in der Umgebung des Fokuspunktes, welche den Brechungsindex zusätzlich beeinflusst.

Schockwellen und Hohlräume

Für sehr hohe Intensitäten und damit einer sehr hohen Temperatur im Fokusbereich kommt es zu einer explosionsartigen Ausdehnung des Materials. Bei Quarzglas steigt ab einer Temperatur von 1500 K die Absorption einzelner Photonen deutlich an [Yak04]. Damit steigt der Anteil der linear absorbierten Energie sprunghaft an und es bildet sich im Laserfokus ein extrem heißer Punkt mit einer Temperatur von bis zu 5000 K. Dies entspricht einem sehr heißen Plasma mit einem Druck in der Größenordnung von einigen GPa [Gle97]. Dieser Druck überschreitet die maximale Spannung des Glases deutlich. Dadurch entsteht eine Druckwelle im Material, sobald die Elektronen die Energie an die Atomkerne in Form von Phononen abgegeben haben. Die Schockwelle propagiert kugelförmig nach außen und verliert dabei Energie durch Arbeit gegen den Druck im Material. Nach der thermischen Relaxation bleibt im Material eine leere bzw. weniger dichte Region umgeben von einer sehr dichten Hülle zurück. Eine alternative Erklärung für die Schockwelle ist eine Coulomb-Explosion, ausgelöst durch die hohen Ladungsunterschiede zwischen den Ionen und Elektronen im Plasma [Ash03].

Femtosekunden-Lasersysteme mit hohen Repetitionsraten ($\gg 1$ kHz) verfügen häufig nicht über die notwendige Spitzenintensität, um in einem einzelnen Puls ein Plasma zu erzeugen. Analog zur Hitzeansammlung bei hohen Repetitionsraten im zuvor beschriebenen thermischen Modell kommt es auch hier zu einer Ansammlung von Energie im Fokusbereich, wodurch ebenfalls ein Plasma entsteht, das zu einer Schockwelle führt.

Zusammenfassung

Zur Entstehung von Brechungsindexänderungen in Quarzglas tragen alle vorgestellten Prozesse bei. In der Praxis ist es jedoch schwierig, die relativen Anteile zu bestimmen und die Prozesse unabhängig voneinander zu studieren. Abbildung 2.5 veranschaulicht noch einmal die beschriebenen Zusammenhänge.

Durch die Fokussierung von ultrakurzen Laserpulsen (< 1 ps) in Quarzglas werden durch Multiphotonenabsorption und anschließende Avalanche-Ionisation Elektronen ins Leitungsband angehoben, die anschließend ihre Energie an das umgebende Gitter abgeben.

Bei geringen Spitzenintensitäten, jedoch oberhalb der Schwelle zur nichtlinearen Absorption, kommt es zu einer thermischen Aufheizung des Materials, die bei der Abkühlung (thermische Diffusion) zu einer Materialverdichtung führt. Gleichzeitig kommt es zu einem direkten Aufbrechen von Bindungen (Gitterumordnung), was ebenfalls zu einer Materialverdichtung führt. Durch die Verdichtung im Fokusbereich entstehen Spannungen, die zusätzlich zu einer Brechungsindexänderung führen.

Bei hohen Spitzenintensitäten entsteht hingegen ein heißes Plasma, dessen Druck gegenüber dem umgebenden Material zu Schockwellen führt, die Hohlräume zurücklassen und in der Umgebung einen hohen Druck erzeugen. Für die Erzeugung von Wellenleitern sind diese Hohlräume von Nachteil, weshalb mit Spitzenintensitäten unterhalb der Schwelle für Schockwellen gearbeitet wird.

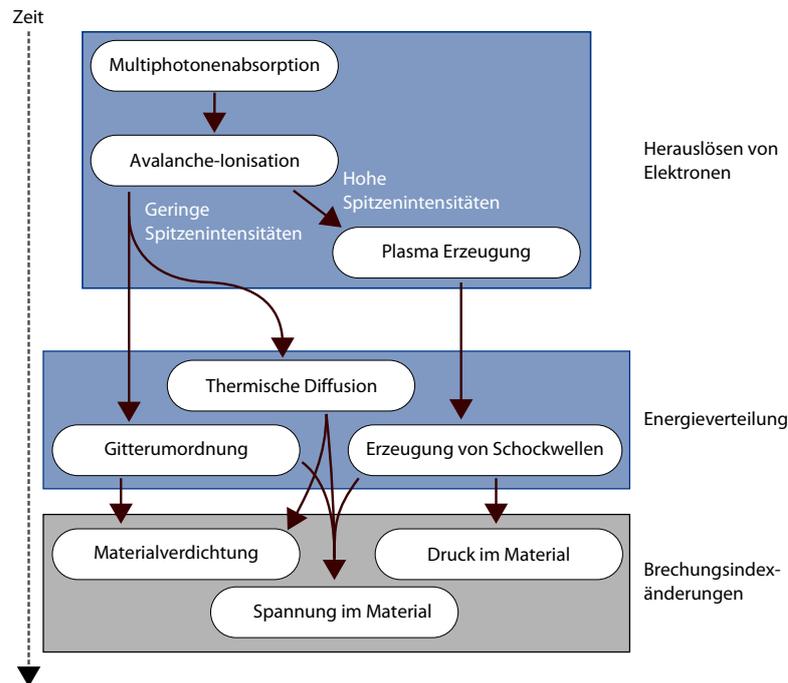


Abbildung 2.5: Modell der Erzeugung von Brechungsindexänderungen in Glas bei nichtlinearer Absorption von Femtosekunden-Laserpulsen (nach [Rei06]).

2.3 Wellenleiter

Die zuvor vorgestellten laserinduzierten Änderungen des Brechungsindex von Gläsern lassen sich zur Erzeugung von lichtleitenden Strukturen einsetzen. Die Grundlagen der Lichtleitung und die Eigenschaften dieser Strukturen in Abhängigkeit der Laserparameter werden in diesem Abschnitt vorgestellt.

2.3.1 Strahlführung in Wellenleitern

Die Lichtführung in Wellenleitern beruht auf der Totalreflexion an einem radial nach außen hin abnehmenden Brechungsindex im Wellenleiter, analog zur Strahlführung in Gradienten- oder Stufenindexglasfasern.

Die in Glasfasern und Wellenleitern geführten transversalen Moden berechnen sich aus der Lösung der Wellengleichung [Yar07]. Der in diesen Medien geführte Grundmode ist mit dem Gaußgrundmode TEM_{00} nicht identisch, lässt sich jedoch durch diesen gut approximieren. Der Unterschied ergibt sich aus dem Brechungsindexübergang. Bei allen geführten Moden erstrecken sich die Modenfelder über den Kernbereich hinaus, als *evaneszentes Feld*, in den Mantel. Dieses evaneszente Feld ergibt sich aus der Bedingung der Stetigkeit des elektrischen Feldes beim Übergang zwischen den Medien mit unterschiedlichen Brechungsindizes. Es fällt außerhalb des Kerns exponentiell ab. Durch das evaneszente Feld lässt sich Licht von einer Faser oder einem Wellenleiter in einen anderen ohne direkten Kontakt überkoppeln, siehe Abschnitt 2.3.3.

Die Größe der Mode gibt man über den Abfall der Intensität über den Modenradius auf $1/e^2$ an, auch bezeichnet als Modenfelddurchmesser (MFD). Dieser skaliert bei Stufenindexfasern im Wellenlängenbereich des sichtbaren und nahen infraroten Spektrums (500 – 1200 nm) in Näherung linear mit der Wellenlänge [Mar77].

Die Anzahl der Moden, die in einer Glasfaser geführt werden können, wird durch den Parameter V charakterisiert, siehe Gleichung (2.2). Für $V < 2.405$ wird nur die Grundmode geführt [Yar07].

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a NA \quad (2.2)$$

Je größer der Parameter V ist, desto höhere Moden können geführt werden. Aus dieser Formel lässt sich ableiten, dass für kleine Wellenlängen λ , große Kernradien a und eine geringe numerische Apertur (NA) bzw. geringe Brechungsindexkontraste $\Delta n \propto NA$ die Ordnung der geführten Moden steigt. Für die Erzeugung von Wellenleitern, die nur den Grundmode führen, ist es somit von Vorteil, kleine Strukturgrößen bei einem möglichst geringen Brechungsindexkontrast zu erzeugen. Andererseits verringern sich die Verluste in gekrümmten Wellenleitern mit der Höhe des Brechungsindexkontrastes, sodass für möglichst große Kurvenradien hohe Brechungsindexkontraste und damit eine hohe NA benötigt werden. Der Hintergrund für diese Verluste wird im folgenden Abschnitt beschrieben.

2.3.2 Erzeugung von Wellenleitern in Quarzglas

Durch die Bewegung einer Quarzglasprobe relativ zum Laserfokus erhält man an der Position des Laserfokus eine Strukturänderung mit einer positiven Brechungsindexänderung, wie in Abschnitt 2.2.2 erläutert. Aufgrund der linearen Bewegung und der sich damit überlappenden Strukturänderungen entsteht dadurch eine lichtleitende Struktur.

Diese Wellenleiter zeigen unterschiedliche Eigenschaften bezüglich der erzielten Brechungsindexkontraste, den Verlusten und der Breite und Höhe des Modenprofils in Abhängigkeit des zur Erzeugung verwendeten Parameter des Lasersystems. Die grundlegenden Abhängigkeiten von den Laserparametern werden in diesem Abschnitt beschrieben.

Parameter der Materialbearbeitung

Die benötigte Spitzenintensität I_p , ab der eine nichtlineare Absorption stattfindet, hängt von drei experimentellen Parametern ab: der Pulsdauer τ , der Pulsenergie E und der NA.

Zusätzlich hängt die Strukturänderung von der gesamten in das Material pro Zeit eingebrachten Energie ab. Daraus ergibt sich eine zusätzliche Abhängigkeit von der Repetitionsrate R des Lasersystems und der Geschwindigkeit v , mit der die Probe bewegt wird. Diese Parameter sind in der Fluenz $F = E/A = E/\pi w_0^2$, bzw. der Netto-Fluenz (siehe Anhang A.1) zusammengefasst:

$$F_N = \frac{2w_0 R}{v} F = \frac{2R}{v} \frac{E}{\pi w_0^2}. \quad (2.3)$$

Die Strahlgröße $w_0 = \lambda/(\pi NA)$ ist gegeben durch die NA der Fokussierung und die verwendete Wellenlänge λ . Die NA bestimmt die Größe des Fokusvolumens, sodass für eine härtere Fokussierung die Intensitätsschwelle für eine Materialveränderung sinkt [Sch01b]. Darüber hinaus hat die NA einen wesentlichen Einfluss auf die Symmetrie der erzeugten Strukturen.

Hohe Pulswiederholraten im Bereich $\gg 1$ kHz führen zu einer Ansammlung von Energie im Fokuspunkt, wie schon in den vorangegangenen Abschnitten erläutert. So kommen z. B. bei einer Pulswiederholrate von 1 MHz und einer Schreibgeschwindigkeit von $100 \mu\text{m/s}$ auf eine Länge von $1 \mu\text{m}$ insgesamt 10000 Pulse. Dies äußert sich insbesondere in der deutlich geringeren Materialbearbeitungsschwelle gegenüber kHz-Systemen und der höheren erreichbaren Schreibgeschwindigkeit [Rei06].

Brechungsindexkontrast

Der Brechungsindexkontrast von lasergeschriebenen Wellenleitern liegt in der Größenordnung von $\Delta n \approx 10^{-4} - 10^{-2}$ [Flo03; Ams06; Sha05]. Der bislang höchste Kontrast von $\Delta n = 2,2 \cdot 10^{-2}$ wurde mit einer sehr harten Fokussierung (NA 1,25) bei einer Repetitionsrate von 500 kHz, Pulslänge von 400 fs und einer Laserwellenlänge von 522 nm erreicht [Eat10].

Grundlegend lässt sich feststellen, dass der Brechungsindexkontrast mit steigender Schreibgeschwindigkeit bei konstanter Pulsenergie exponentiell abfällt, die Verluste jedoch konstant bleiben [Str02; Blö06]. Bei konstanter Geschwindigkeit steigt der Kontrast mit steigender Puls-

energie [Str02]. Die anwendbare Pulsenergie ist jedoch nach oben begrenzt durch die Erzeugung eines heißen Plasmas mit anschließender Erzeugung von Schockwellen und Hohlräumen, siehe Abschnitt 2.2.2.

Verluste

Die Verluste der Wellenleiter teilen sich auf in Einkoppel- und Leitungsverluste (siehe Abschnitt 3.3.3). Die Leitungsverluste sind abhängig von den Eigenschaften des Wellenleiters, wohingegen die Einkoppelverluste von der Optik zur Einkopplung abhängig sind. In der Literatur werden die Verluste üblicherweise angegeben als Leitungsverluste bei einer Wellenlänge von $1,5\ \mu\text{m}$. Typische Werte der Leitungsverluste für linear geschriebene Wellenleiter in Quarzglas liegen zwischen $-0,5\ \text{dB/cm}$ und $-3\ \text{dB/cm}$ [Flo03; Sha05; Ams06; Eat10]. Die besten Werte wurden erreicht durch den Einsatz zusätzlicher Techniken wie z.B. dem mehrfachen Überschreiben eines einzelnen Wellenleiters [Ams06], oder der astigmatischen Formung des Fokus [Cer02; Ams05].

Die Bestimmung der Verluste bei $1,5\ \mu\text{m}$ ist dadurch zu erklären, dass bei dieser Wellenlänge in Quarzglasfasern, und damit auch in Quarzglas-Wellenleitern, die Verluste am geringsten sind. Für geringere Wellenlängen steigen die Leitungsverluste aufgrund von Rayleigh Streuung an Brechungsindexvariationen mit $1/\lambda^4$ an [Eat08a]. TONG u. a. konnten anhand von Messungen der Streuverluste feststellen, dass mehr als 90 % der Verluste allein auf Streuung zurückzuführen sind. Damit ist die Gleichmäßigkeit der Wellenleiter ein entscheidender Faktor für die Höhe der Leitungsverluste [Ton06].

Wellenleiter mit einem gekrümmten Verlauf weisen zusätzlich Verluste auf, die exponentiell vom Krümmungsradius des Wellenleiters abhängen [Eat08a]. Die zusätzlichen Verluste entstehen dadurch, dass die evaneszenten Felder nicht mehr in Phase mit den Feldern im Wellenleiter propagieren und damit nicht mehr geführt werden können [Jah01]. Unterhalb von einem Krümmungsradius von 20 mm entstehen dadurch Verluste mit einem Vielfachen der Leitungsverluste von geraden Wellenleitern [Eat08a].

Eine eindeutige Abhängigkeit der Verluste von der Pulsdauer konnte in den bisherigen Arbeiten nicht nachgewiesen werden. In verschiedenen Parameterstudien sind bei unterschiedlichen Repetitionsraten und Schreibgeschwindigkeiten sehr unterschiedliche Ergebnisse ermittelt worden. In [Fuk04] wurden die geringsten Verluste für sehr kurze Pulse von unter 200 fs erzielt, während in [Zha06] Pulslängen von 1 ps zu optimalen Ergebnissen führten.

Die Einkoppelverluste lassen sich durch eine Modenfeldanpassung des einzukoppelnden Lichtes an den Wellenleiter minimieren. Die Bestimmung dieser Verluste wird in Abschnitt 3.3.3 erklärt.

Symmetrie des Modenprofils

Zur Erzeugung von Wellenleitern werden zwei unterschiedliche Geometrien verwendet, die *transversale* und *longitudinale*, bei denen die Probe jeweils entlang und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls bewegt wird. Abbildung 2.6 veranschaulicht diese Geometrien. In der longitudinalen Ausrichtung von Probenbewegung und Strahlrichtung erhält man Wellenlei-

ter mit einer symmetrischen Materialveränderung, da hier das transversale Profil des Laserstrahls abgebildet wird [Mau09], allerdings ist die Wellenleiterlänge durch die Brennweite der fokussierenden Optik limitiert. Die transversale Ausrichtung erlaubt eine wesentlich größere Flexibilität bzgl. der Länge und Komplexität der Wellenleiterstrukturen. Sie hat allerdings den Nachteil, im Querschnitt der Materialveränderung eine unsymmetrische Struktur zu erzeugen, die in Fokusrichtung durch den konfokalen Parameter $b = 2\pi w_0^2/\lambda$ und senkrecht dazu durch die Fokusbrennweite $2w_0$ vorgegeben ist. Daraus folgt, dass die Breite und Höhe der Wellenleitermodenprofile mit steigender NA symmetrischer werden.

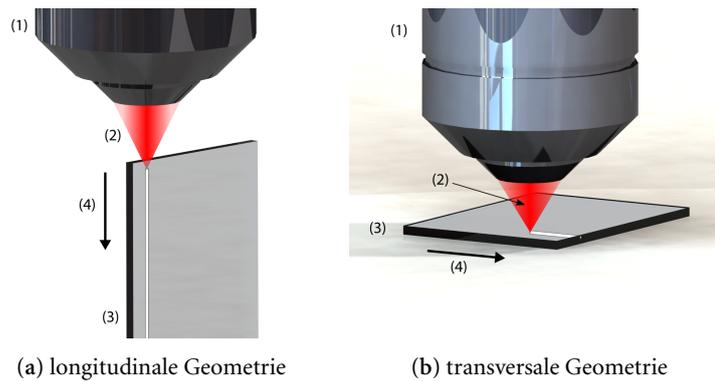


Abbildung 2.6: Darstellung der longitudinalen (a) und der transversalen (b) Schreibgeometrie mit Mikroskopobjektiv (1), Laserstrahl (2), Glassubstrat (3) und Bewegungsrichtung des Glassubstrats relativ zum Laserfokus (4).

Zusätzlich ändert sich das Modenprofil in Abhängigkeit der Fokustiefe f_d und der NA durch den Brechungsindexunterschied an der Glasoberfläche. Zum einen vergrößert sich die effektive Brennweite durch die Brechung des Lichts an der Glasoberfläche um den Brechungsindex $f_{\text{eff}} = f \cdot n$, wie in Abbildung 2.7 skizziert. Zum anderen treten bei der Fokussierung an der Grenzfläche

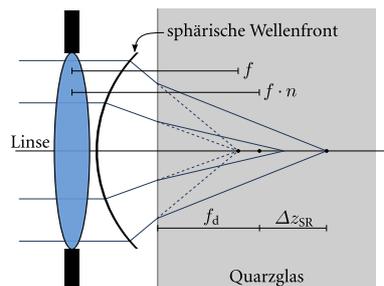


Abbildung 2.7: Skizze der Fokussierung durch eine Luft-Glas-Grenzfläche mit sphärischen Aberrationen aufgrund des Brechungsindexunterschieds. f ist die Brennweite in Luft, n der Brechungsindex des Glases, f_d die Fokustiefe und Δz_{SR} die Verlängerung des Fokus aufgrund der sphärischen Aberrationen.

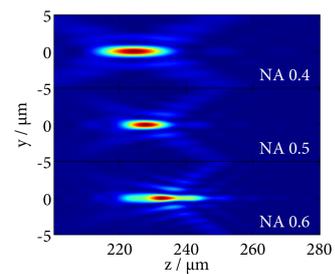


Abbildung 2.8: Intensitätsverteilungen in der $x-z$ -Ebene für die Fokussierung in Quarzglas mit einer Fokustiefe von $f_d = 150 \mu\text{m}$ für verschiedene numerische Aperturen (nach [Tör95]).

zum Glas durch den Brechungsindexunterschied sphärische Aberrationen auf [DB07; Mar03; Hna05]. Diese führen mit steigender Fokustiefe zu einer Verlängerung Δz_{SR} der Fokustiefe (Rayleigh-Länge $2z_R$) (siehe Abbildung 2.7) und bei hoher NA zusätzlich zu einer Deformation des Fokus [Liu06a; Mau08]. Beispiele für die Veränderung der Entwicklung des Fokus entlang der z -Achse in Abhängigkeit der NA sind in Abbildung 2.8 dargestellt.

In dieser Arbeit wurden bis zu einer Schreiftiefe von $500\ \mu\text{m}$ und bis zu einer NA 0,8 jedoch keine der in der Literatur gezeigten Abhängigkeiten festgestellt, weshalb auf diese Effekte nicht weiter eingegangen wird.

2.3.3 Evaneszente Kopplung zwischen Wellenleitern

Befinden sich zwei Wellenleiter in einem geringen Abstand, sodass die evaneszenten Felder der Wellenleitermode überlappen (siehe Abbildung 2.9), so wird Licht periodisch von einem in den anderen Wellenleiter übergekoppelt. Der formelle Ansatz zur Berechnung der Ausbreitung von Licht in diesen Strukturen besteht darin, die Entwicklung der Wellenleitermoden des gesamten Systems in Abhängigkeit der Propagationslänge mit den Maxwell-Gleichungen zu lösen. Diese Moden unterscheiden sich von den Moden der einzelnen Wellenleiter. Eine exakte Analyse mit diesem Modell ist allerdings sehr aufwendig. Für die Beschreibung der Leistungsverteilung ist es hinreichend den Prozess durch die Theorie gekoppelter Moden (*coupled mode theory*) zu beschreiben [Sal91]. Diese Theorie geht von einer schwachen Kopplung der Moden von beiden Lichtwellenleitern aus. Die Näherung besteht in diesem Fall darin, das elektrische Feld als Linearkombination der isolierten Wellenleitermoden auszudrücken. Der Leistungstransfer zwischen den Wellenleitern findet durch den Überlapp der exponentiell abklingenden Mode des lichtleitenden Wellenleiters und der Mode des zweiten Wellenleiters statt, wie in Abbildung 2.9 skizziert [Lee86; Sal91]. Gleichung (2.4) beschreibt das elektrische Feld für zwei parallele Wellenleiter, wobei die Amplituden $A_{1,2}(z)$ mit der Propagationslänge z variieren:

$$E = A_1(z)E_1(x,y)e^{-i\beta_1z} + A_2(z)E_2(x,y)e^{-i\beta_2z} . \quad (2.4)$$

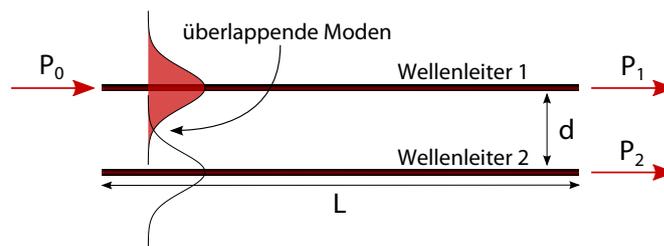


Abbildung 2.9: Schematische Skizze zur evaneszenten Kopplung der Wellenleitermoden. Die in ersten Wellenleiter eingekoppelte Leistung P_0 wird aufgrund der überlappenden Wellenleitermoden in den zweiten Wellenleiter übergekoppelt. Die resultierende Leistungsaufteilung in P_1 und P_2 hängt vom Abstand d und der Koppellänge L ab.

E_1 und E_2 sind die normierten Moden in den Wellenleitern. Die Propagationskonstante $\beta_i = k_0 n_i$ (mit $k_0 = \omega_0/c$) beschreibt die Materialeigenschaften anhand des Brechungsindex.

Einsetzen von Gleichung (2.4) in die Wellengleichung (2.7) führt zu zwei gekoppelten Differentialgleichungen, welche die Amplitudenverteilung in Abhängigkeit des optischen Weges z bestimmen [Sal91]:

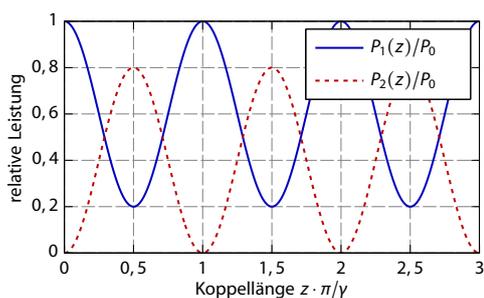
$$\begin{aligned} \frac{dA_1(z)}{dz} &= -iC A_2(z) e^{i\Delta\beta z} \\ \frac{dA_2(z)}{dz} &= -iC A_1(z) e^{i\Delta\beta z} \end{aligned} \quad (2.5)$$

mit der Phasendifferenz $\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$ und dem Kopplungskoeffizienten C . Dieser ist proportional zum Überlappungsintegral der Eigenmoden E_1 und E_2

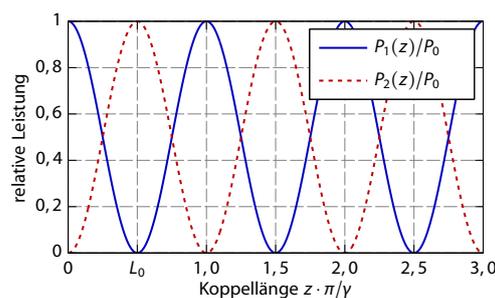
$$C \propto \int E_1(x,y) E_2(x,y) dx dy$$

in beiden Wellenleitern und steigt mit sinkendem Abstand der Wellenleiter zueinander. Der Parameter $\Delta\beta$ ist null für identische Wellenleiter, steigt jedoch für größer werdende Unterschiede in der Brechungsindexstruktur zwischen den Wellenleitern. Aus den Differentialgleichungen in (2.5) folgt die Entwicklung der Leistung $P_1(z), P_2(z)$ in beiden Wellenleitern in Abhängigkeit vom Ort (2.6) unter der Annahme, dass Leistung zu Beginn nur im ersten Wellenleiter geführt wird ($P_1(0) = P_0, P_2(0) = 0$).

$$\begin{aligned} \frac{P_1(z)}{P_0} &= \cos^2(\gamma z) + \left(\frac{\Delta\beta}{2\gamma}\right)^2 \sin^2(\gamma z) \\ \frac{P_2(z)}{P_0} &= \frac{C^2}{\gamma^2} \sin^2(\gamma z) \end{aligned} \quad \text{mit} \quad \gamma^2 = C^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 \quad (2.6)$$



(a) Moden koppeln nur teilweise ($\Delta\beta \neq 0, \gamma^2 > C^2$)



(b) Vollständige Kopplung ($\Delta\beta = 0, \gamma^2 = C^2$)

Abbildung 2.10: Leistungskopplung zwischen zwei Wellenleitern: ((a)) Bei einer Phasendifferenz der beiden Moden ($\Delta\beta \neq 0$) koppeln die Wellenleiter nur teilweise. ((b)) Bei identischen Phasen, d. h. $\Delta\beta = 0$, wird die Leistung vollständig zwischen den Wellenleitern hin- und her gekoppelt.

Die Leistung oszilliert entlang der Propagationssachse z mit einer Periodenlänge bestimmt durch γ . Die relative Leistungsmenge, die von einem Wellenleiter in den anderen übertragen wird, bezeichnet man als Kopplungsrate. Für $\Delta\beta = 0$ wird die gesamte Leistung nach einer Länge von $L_0 = \pi/2C$ in den gegenüberliegenden Wellenleiter übergekoppelt. Die maximale Kopplungsrate sinkt bei größerer Fehlanpassung, sodass keine vollständige Überkopplung der Leistung möglich ist. Der Verlauf der Kurven (P_1, P_2) ist für beide Fälle in Abbildung 2.10 exemplarisch dargestellt. Beträgt die Wechselwirkungslänge genau die Hälfte der Länge L_0 oder einem Vielfachen davon, so erhält man am Ausgang ein Aufteilungsverhältnis von 50/50.

2.4 Strahlformung

Lasersysteme emittieren idealerweise ein transversales Intensitätsprofil in Form einer Gaußverteilung mit einer ebenen Wellenfront. Das grundlegende Prinzip der Strahlformung besteht darin, diese Intensitätsverteilung mithilfe eines Amplituden- oder Phasenfilters gezielt zu verändern.

Im Rahmen dieser Arbeit werden zwei verschiedene Ziele mit der Strahlformung verfolgt. Zum einen die Erzeugung von sogenannten *Fan-Out* Strukturen, bei denen ein Laserstrahl in beliebig viele Foki in definierten Abständen aufgeteilt wird (Kapitel 4). Zum anderen die Reduktion der Strahlgröße eines einzelnen Laserstrahls im Fokus einer Linse mit hoher numerischer Apertur (Kapitel 5).

In Abbildung 2.11 ist der grundlegende Aufbau zur Strahlformung eines Laserstrahls in der Fokusebene skizziert. Dem Strahl wird mit einem Phasenfilter eine transversal verteilte Phase auf die Phase der komplexen Amplitude des Laserstrahls addiert. Am Ende wird der Strahl durch eine Linse, hier einem Mikroskopobjektiv, fokussiert. Aufgrund der zusätzlichen Phase in der Wellenfront des Laserstrahls ergibt sich eine geänderte Strahlverteilung in der Fokusebene.

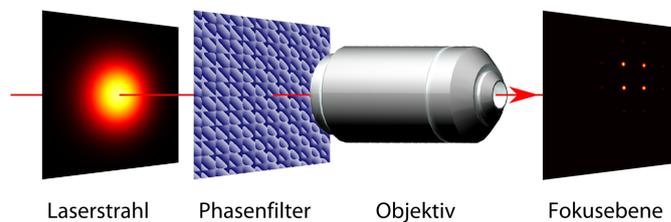


Abbildung 2.11: Grundlegender Aufbau zur Strahlformung. In diesem Beispiel wird über den Phasenfilter der Laserstrahl in vier diagonal verschobene Brennpunkte im Fokus der Linse aufgeteilt.

Die in dieser Arbeit verwendeten Phasenfilter haben ihre kleinsten Strukturen im Bereich mehrerer Mikrometer und sind damit deutlich größer als die verwendete Wellenlänge (hier 1030 nm). In diesem Fall ist die Berechnung der Strahlformung mit der skalaren Beugungstheorie zulässig. Der folgende Abschnitt führt diese Theorie sowie weiterführende Näherungen im Rahmen dieser Theorie ein.

2.5 Skalare Beugungstheorie

Die Maxwellgleichungen liefern eine grundlegende Theorie zur Beschreibung von Propagation und Beugung elektromagnetischer Wellen. Diese Theorie betrachtet die elektrischen und magnetischen Feldkomponenten als Vektoren. Dadurch lassen sich Wechselwirkungen zwischen elektrischen und magnetischen Feldern an Grenzflächen sowie Effekte aufgrund unterschiedlicher Polarisierungen im Strahl betrachten. Im Folgenden werden ausgehend von der vektoriellen Beugungstheorie verschiedene Lösungen der skalaren Beugungstheorie eingeführt, die den benötigten Rechenaufwand gegenüber der vektoriellen Theorie um Größenordnungen reduzieren.

2.5.1 Vektorielle Beugungstheorie

Ausgehend von den Maxwellgleichungen für ungeladene und nichtleitende Medien wird die Propagation in linearen, isotropen und homogenen Medien durch die Wellengleichung des elektrischen Feldes beschrieben

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}. \quad (2.7)$$

Für eine monochromatische Lichtwelle $\vec{E}(z,t) = \vec{E}_0 e^{i(\omega t + kz)}$ lässt sich diese umformen zur Helmholtzgleichung

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0, \quad (2.8)$$

mit der Wellenzahl $k = n \frac{2\pi}{\lambda_0}$, Brechungsindex im Medium n und Vakuumwellenlänge λ_0 .

Unter der Bedingung, dass sich alle Raumrichtungen des elektrischen und magnetischen Feldes gleich verhalten, lässt sich die Helmholtzgleichung (2.8) auf eine Dimension reduzieren. Diese Näherung führt zu der skalaren Beugungstheorie, deren Lösungen sich anhand von weiteren Näherungen gezielt vereinfachen lassen. Die zum Huygens-Fresnelschen Prinzip äquivalente Lösung wird im Folgenden dargestellt.

2.5.2 Huygens-Fresnelsches Prinzip

Das Huygens-Fresnelsche Prinzip besagt, dass jeder Punkt einer Wellenfront als Ausgangspunkt einer neuen Welle, der sogenannten Elementarwelle, betrachtet werden kann. Durch Überlagerung der Elementarwellen ergibt die äußere Einhüllende die neue Lage der Wellenfront, wie in Abbildung 2.12 dargestellt. In drei Dimensionen sind Elementarwellen halbkugelförmig, da rückwärts laufende Wellen nicht betrachtet werden.

Die mathematische Formulierung der skalaren Beugung nach Rayleigh und Sommerfeld [Goo05] liefert eine Gleichung, die exakt das Huygens-Fresnelsche Prinzip beschreibt:

$$E(\xi, \eta) = \frac{z}{i\lambda} \iint_{\Sigma} E(x, y) \frac{\exp(ikr)}{r^2} dx dy. \quad (2.9)$$

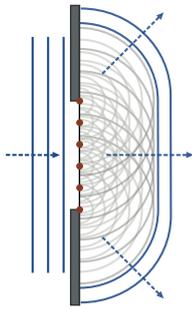


Abbildung 2.12: Konstruktion der einhüllenden Wellenfront nach dem Huygens-Fresnel-Prinzip [Nor07].

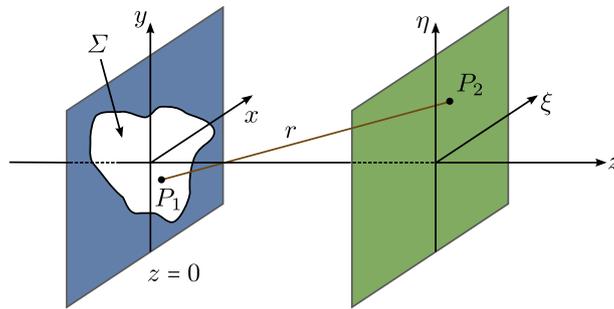


Abbildung 2.13: Skizze zur Beugung nach Rayleigh und Sommerfeld. In der (x, y) -Ebene befindet sich die Beugungsstruktur Σ , die in der (ξ, η) -Ebene beobachtet wird.

Abbildung 2.13 skizziert die verwendeten Ebenen (x, y) und (ξ, η) , r gibt dabei den Abstand zwischen den Punkten an. Diese Formel ermittelt das Beugungsbild in der Beobachtungsebene an der Position (ξ, η) aus der Superposition von divergierenden Kugelwellen $\exp(ikr)/r^2$, ausgehend von allen Punkten (x, y) in der Beugungsebene innerhalb der Apertur Σ .

Diese Gleichung gilt unter der Annahme der folgenden Näherungen:

- die schnelle zeitliche Komponente wird ignoriert,
- die Strahlgröße an einer beugenden Apertur ist groß gegenüber der Wellenlänge,
- der Abstand von der beugenden Apertur zum Beobachtungspunkt ist groß gegenüber der Wellenlänge ($r \gg \lambda$),
- die beugende Struktur, hier die Ebene (x, y) , ist planar.

In den nachfolgenden Abschnitten werden weitergehende Näherungen vorgestellt, mit denen sich die Strahlformung effizient berechnen lässt. Zunächst wird die Fresnel-Näherung (Abschnitt 2.5.3) eingeführt, welche nur die Beugung unter kleinen Winkeln berücksichtigt und anschließend die Fraunhofer-Näherung (Abschnitt 2.5.4), welche die Beugung in Fernfeld angibt. Abschließend wird die Beugung im Fokus einer Linse betrachtet (Abschnitt 2.5.5). Sowohl bei der Fraunhofer-Beugung als auch bei der Fokussierung entspricht die Abbildung im Fernfeld bzw. im Brennpunkt der Linse der Fourier-Transformierten, der komplexen Amplitude in der beugenden Ebene.

In diesen Näherungen beschreibt $E(x, y)$ die komplexe Amplitude an der beugenden Ebene, die eine Änderung des einfallenden Laserstrahls $E_0(x, y)$ durch eine Amplituden- oder eine Phasenmaske $P(x, y)$ enthält: $E(x, y) = E_0(x, y) \cdot P(x, y)$.

2.5.3 Fresnel-Näherung

Die Beugung nach Rayleigh und Sommerfeld (2.9) lässt sich durch eine Taylorentwicklung des Punkt-zu-Punkt Abstandes r , definiert durch

$$r = \sqrt{z^2 + (\xi - x)^2 + (\eta - y)^2} \approx z + \frac{1}{2} \left(\frac{\xi - x}{z} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{\eta - y}{z} \right)^2 + \dots, \quad (2.10)$$

weiter vereinfachen. Dies entspricht einer paraxialen Näherung, d. h. es werden nur annähernd parallel zur z -Achse verlaufende Strahlen berücksichtigt.

Einsetzen von Gleichung (2.10) in den Exponenten und $r \approx z$ in den Nenner des Rayleigh-Sommerfeld-Integrals (2.9) führt zu dem *Fresnel-Beugungsintegral*

$$E(\xi, \eta) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} E(x, y) e^{\frac{ik}{2z} [(\xi-x)^2 + (\eta-y)^2]} dx dy. \quad (2.11)$$

Dieses Integral lässt sich durch Ausklammern des Terms $\exp(i k/2z(\xi^2 + \eta^2))$ in eine Formulierung mit einer Fouriertransformation \mathcal{F} umstellen:

$$\begin{aligned} E(\xi, \eta) &= \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} e^{i\frac{k}{2z}(\xi^2 + \eta^2)} \iint_{-\infty}^{\infty} \left\{ E(x, y) e^{\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)} \right\} e^{-\frac{ik}{z}(\xi x + \eta y)} dx dy \\ &\propto \iint_{-\infty}^{\infty} \left\{ E(x, y) e^{\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)} \right\} e^{-2\pi i \left(\frac{\xi}{\lambda z} x + \frac{\eta}{\lambda z} y \right)} dx dy \\ &\propto \mathcal{F} \left\{ E(x, y) e^{\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)} \right\}, \end{aligned} \quad (2.12)$$

ausgewertet an den Raumfrequenzen

$$f_\xi = \frac{\xi}{\lambda z}; \quad f_\eta = \frac{\eta}{\lambda z}. \quad (2.13)$$

Diese Formulierung wird für in der Herleitung der Fraunhofer Näherung verwendet.

2.5.4 Fraunhofer-Näherung

Die Fraunhofer-Näherung ist eine Fernfeld-Näherung des Fresnel-Beugungsintegrals (2.12). Der Beobachtungspunkt befindet sich somit in großem Abstand zum beugenden Objekt. Für diesen Fall gilt die Näherung [Goo05]

$$z \gg \frac{k(x^2 + y^2)}{2} \quad \text{und damit} \quad e^{\frac{ik}{2z}(x^2 + y^2)} \approx 1, \quad (2.14)$$

woraus die Gleichung der *Fraunhofer-Beugung* folgt:

$$E(\xi, \eta) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} e^{\frac{ik}{2z}(\xi^2 + \eta^2)} \iint_{-\infty}^{\infty} E(x, y) e^{-\frac{ik}{z}(\xi x + \eta y)} dx dy. \quad (2.15)$$

Abgesehen von multiplikativen Phasenfaktoren vor dem Integral stellt diese Gleichung eine Fouriertransformation der Verteilung an der beugenden Apertur $\mathcal{F}\{E(x, y)\}$ zur Fourierebene $E(\xi, \eta)$ dar [Goo05]

$$\begin{aligned} E(\xi, \eta) &\propto \iint_{-\infty}^{\infty} E(x, y) e^{-2\pi i(f_\xi x + f_\eta y)} dx dy \\ &= \mathcal{F}\{E(x, y)\}, \end{aligned} \quad (2.16)$$

ausgewertet an den Raumfrequenzen f_ξ und f_η analog zu (2.13).

Der Zusammenhang zwischen der Fraunhofer-Beugung und dem Beugungsbild im Fokus einer Linse wird im nächsten Abschnitt dargestellt.

2.5.5 Optische Fouriertransformation

Das Phasenprofil einer sphärischen Linse mit einer Brennweite f ist gegeben durch [Goo05]:

$$\phi(x, y) = -\frac{\pi}{\lambda f} (x^2 + y^2). \quad (2.17)$$

Die gesamte Phasentransformation ist durch $t(x, y) = e^{i\phi} = e^{-\frac{i\pi}{\lambda f}(x^2 + y^2)}$ gegeben und beschreibt, wie das elektrische Feld durch die Linse verändert wird. Die komplexe Amplitudenverteilung der beugenden Struktur (in diesem Fall der Linse) ist somit [Goo05]

$$E'(x, y) = E(x, y)t(x, y) = E(x, y)e^{i\phi} = e^{-\frac{i\pi}{\lambda f}(x^2 + y^2)}, \quad (2.18)$$

wobei $E(x, y)$ die komplexe Eingangsamplitude vor der Linse angibt. Das Beugungsbild einer Linse erhält man durch Einsetzen von Gleichung (2.18) in die Fresnel-Formel (2.11). Die Auswertung der Beugung in der Fokusebene ($z = f$) ergibt

$$E(\xi, \eta, z = f) = \frac{e^{ikf}}{i\lambda f} e^{-\frac{i\pi}{\lambda f}(\xi^2 + \eta^2)} \iint_{-\infty}^{\infty} E(x, y) e^{-\frac{2\pi i}{\lambda f}(\xi x + \eta y)} dx dy. \quad (2.19)$$

Die komplexe Amplitudenverteilung $E(\xi, \eta)$ in der Fokusebene einer Linse entspricht exakt dem Beugungsbild der Fraunhofer Beugung (2.15). Damit stellt auch hier das Integral eine Fouriertransformation des Eingangsfeldes $E(x, y)$ dar, multipliziert mit einem quadratischen

Phasenterm. In den meisten Fällen ist jedoch nur die Intensität in der Fokusebene von Interesse, gegeben durch

$$I(\xi, \eta, z = f) = \frac{1}{\lambda^2 f^2} \left| \iint_{-\infty}^{\infty} E(x, y) e^{-\frac{2\pi i}{\lambda f}(\xi x + \eta y)} dx dy \right|^2 \propto |\mathcal{F}\{E(x, y)\}|^2, \quad (2.20)$$

Dieser Zusammenhang erlaubt eine sehr effiziente numerische Berechnung der Strahlformung einer Linse, siehe auch Abschnitt 2.6.1.

2.5.6 Berechnung der Strahlformung in der Umgebung der Fokusebene

Im Gegensatz zur Beugung in der Fokusebene einer Linse bei $z = f$, ausgedrückt durch das Fraunhofer-Integral (2.15), berechnet die Fresnel-Beugung die Strahlformung ohne Fokussierung. Um die Strahlformung in der Umgebung der Fokusebene zu simulieren, wird die Phasenfunktion einer Linse mit Brennweite f (2.18) in die Berechnung der Fresnel-Beugung (2.12) integriert:

$$E(\xi, \eta) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} E(x, y) \underbrace{e^{i\frac{k}{2f}(x^2+y^2)}}_{\text{Linsenfunktion}} e^{\frac{ik}{2z}[(\xi-x)^2+(\eta-y)^2]} dx dy. \quad (2.21)$$

Mit dieser Gleichung lässt sich allerdings numerisch keine harte Fokussierung berechnen. Die Diskussion erfolgt im folgenden Abschnitt. Im Falle einer radial-symmetrischen Verteilung gibt es jedoch eine analytische Lösung, die im Rahmen der skalaren Beugungstheorie eine Berechnung der Fokussierung in Objektiven hoher NA zulässt, siehe Abschnitt 2.7.1.

2.6 Numerische Implementierungen

In den vorgestellten Lösungen der skalaren Beugungstheorie wurden die Koordinaten als kontinuierlich angenommen. In der praktischen Simulation per Computer wird hingegen nur eine endliche Anzahl von Punkten verarbeitet.

Beträgt die Größe eines einzelnen Pixels in der diskretisierten Beugungsebene $\Delta x \times \Delta y$, so ergibt sich, bei einer Rasterung der Beugungsebene mit $N \times N$ Punkten eine Gesamtgröße von $N\Delta x \times N\Delta y$ (siehe Abbildung 2.14). Im Falle einer diskreten Fouriertransformation beträgt die Pixelgröße in der Fourierebene $\Delta\xi \times \Delta\eta = (N\Delta x)^{-1} \times (N\Delta y)^{-1}$. Die Fraunhofer- und die Fresnel-Transformation basieren auf der Fouriertransformation, unterscheiden sich jedoch in der Skalierung der Pixelgröße. Die Diskretisierungen dieser Transformation werden im Folgenden vorgestellt.

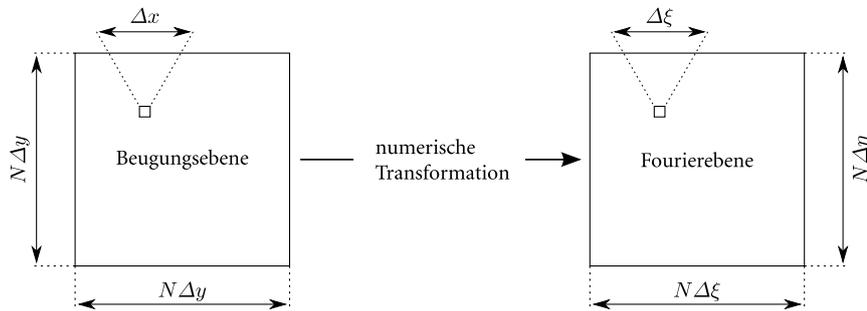


Abbildung 2.14: Skizze zur Definition der Pixel- und Ebenengrößen in der Beugungs- und Fourierebene.

2.6.1 Fraunhofer-Beugung

Ausgehend von dem Beugungsintegral (2.15) ergibt sich die folgende diskrete Formulierung mit den Raumfrequenzen f_{ξ_p} und f_{η_q} analog zu (2.13).

$$\begin{aligned}
 E(\xi_p, \eta_q, z) &= \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} e^{\frac{ik}{2z}(\xi_p^2 + \eta_q^2)} \sum_m \sum_n E(x_m, y_n) e^{-\frac{ik}{z}(\xi_p x_m + \eta_q y_n)} \\
 &= \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} e^{\frac{ik}{2z}(\xi_p^2 + \eta_q^2)} \sum_m \sum_n E(x_m, y_n) e^{-2\pi i(f_{\xi_p} x_m + f_{\eta_q} y_n)} \\
 &= \frac{e^{ikz}}{i\lambda z} e^{\frac{ik}{2z}(\xi_p^2 + \eta_q^2)} \mathcal{F}\{E(x_m, y_n)\}.
 \end{aligned} \tag{2.22}$$

Die Ortskoordinaten in der Beugungsebene x_m, y_n sind gegeben durch

$$\begin{aligned}
 x_m &= \Delta x \cdot m \\
 y_n &= \Delta y \cdot n.
 \end{aligned} \tag{2.23}$$

Die Pixelgröße der Raumfrequenz $\Delta f_{\xi_p} \times \Delta f_{\eta_q}$ entspricht $(N\Delta x)^{-1} \times (N\Delta y)^{-1}$. Aus der Definition der Raumfrequenzen (2.13) folgt $\Delta \xi = \Delta f_{\xi_p} \lambda z$ und $\Delta \eta = \Delta f_{\eta_q} \lambda z$. Die Ortskoordinaten in der Fourierebene ξ_p, η_q sind damit gegeben durch [Kre00]

$$\begin{aligned}
 \xi_p &= \Delta \xi \cdot p = \Delta f_{\xi_p} \lambda z \cdot p = \frac{\lambda z \cdot p}{N\Delta x} \\
 \eta_q &= \Delta \eta \cdot q = \Delta f_{\eta_q} \lambda z \cdot q = \frac{\lambda z \cdot q}{N\Delta y}.
 \end{aligned} \tag{2.24}$$

Diese Formeln gelten analog auch für das Beugungsbild im Fokus einer Linse, wie in Abschnitt 2.5.5 hergeleitet.

2.6.2 Fresnel-Beugung

Betrachtet man die Gleichung (2.11), welche sich durch eine Faltung ausdrücken lässt,

$$E(\xi, \eta, z) \propto \iint_{-\infty}^{\infty} E(x, y) e^{\frac{ik}{2z} [(\xi-x)^2 + (\eta-y)^2]} dx dy \quad (2.25)$$

$$= \iint_{-\infty}^{\infty} E(x, y) \cdot h(\xi - x, \eta - y) dx dy \quad \text{mit} \quad h(x, y) = e^{\frac{ik}{2z} (x^2 + y^2)}, \quad (2.26)$$

so ergibt sich daraus der folgende Zusammenhang bei Anwendung des Faltungstheorems

$$E(\xi, \eta, z) \propto \mathcal{F}^{-1} \left\{ \mathcal{F}\{E(x, y)\} \cdot \mathcal{F}\left\{e^{\frac{ik}{2z} (x^2 + y^2)}\right\} \right\} \quad (2.27)$$

und folglich umgeschrieben in diskrete Koordinaten

$$E(\xi_p, \eta_q, z) \propto \mathcal{F}^{-1} \left\{ \mathcal{F}\{E(x_m, y_n)\} \cdot \mathcal{F}\left\{e^{\frac{ik}{2z} (x_m^2 + y_n^2)}\right\} \right\}. \quad (2.28)$$

Hier gibt es keine Skalierung der Koordinaten, da die inverse Fouriertransformation das Produkt der beiden Fouriertransformationen wieder auf die Beugungsebene (bei $z = 0$) abbildet. Folglich haben die Koordinaten in der Beugungsebene $E(x, y, z = 0)$ und in der Ebene der Fresneltransformierten $E(\xi, \eta, z)$ dieselben Größen [Kre00]

$$\begin{aligned} x_m &= \xi_p = \Delta x \cdot m \\ y_n &= \eta_q = \Delta y \cdot n. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Die Beugung in der Umgebung des Brennpunktes ($z = f$) berechnet sich aus Gleichung (2.28) analog zur Gleichung (2.21) durch Integration einer Linsenfunktion mit Brennweite f (Gleichung (2.17)).

$$E(\xi_p, \eta_q, z) \propto \mathcal{F}^{-1} \left\{ \mathcal{F} \left\{ E(x_m, y_n) \cdot e^{i \frac{k}{2f} (x_m^2 + y_n^2)} \right\} \cdot \mathcal{F} \left\{ e^{\frac{ik}{2z} (x_m^2 + y_n^2)} \right\} \right\}. \quad (2.30)$$

Die Berechnung der Beugung mit dieser Methode ist begrenzt durch die numerische Auflösung der Linsenfunktion bzw. des quadratischen Phasenfaktors in der diskretisierten Beugungsebene. So ergibt sich z. B. für eine Beugungsebene mit einer Apertur von 20 mm bei einer Wellenlänge von $1 \mu\text{m}$ und einer Auflösung von 800 Berechnungspunkten über die Apertur eine minimale Brennweite von $f = 0,5 \text{ m}$. Die Berechnung der Beugung innerhalb eines Fokus mit hoher NA ist damit bedingt durch die Auflösung der Diskretisierung nicht möglich. Solange allerdings die Näherungen der skalaren Beugungstheorie gültig sind, lassen sich die mit Gleichung (2.30) erzielten Ergebnisse auch auf höhere Fokussierungen übertragen.

2.7 Beugung in der Umgebung der Fokusebene

Mit den zuvor vorgestellten Methoden basierend auf der skalaren Beugungstheorie und der Fresnel-Näherung (Abschnitt 2.5.3) lassen sich kurze Brennweiten numerisch nur eingeschränkt berechnen. Durch die Umformulierung der Fresnel-Beugung für radialsymmetrische Probleme sowie durch die vektorielle Debye-Theorie lässt sich die dreidimensionale Verteilung des Beugungsbildes in der Umgebung der Fokusebene präzise berechnen. In dieser Arbeit wurden diese Berechnungsmethoden für die Berechnung der Strahlformung von Phasenmasken für die in Kapitel 5 vorgestellte Superauflösung verwendet. Die grundlegenden Ansätze zu diesen Theorien werden im Folgenden vorgestellt.

2.7.1 Fresnel-Gleichung für radialsymmetrische Probleme

Durch die Formulierung der Fresnel-Beugung (2.21) in radialsymmetrischen Koordinaten ergibt sich eine analytische Lösung (2.31), die sehr schnelle Berechnungen in der Umgebung der Fokusebene erlaubt [Gu00]

$$\begin{aligned}
 E(u, v) &= 2iN e^{ikf} e^{-iv^2/4N} \int_0^1 E(\rho) J_0(v\rho) e^{iu\rho^2/2} \rho d\rho \\
 &\propto 2 \int_0^1 E(\rho) J_0(v\rho) e^{iu\rho^2/2} \rho d\rho.
 \end{aligned} \tag{2.31}$$

Hier bezeichnet J_0 die Bessel Funktion erster Art der Ordnung null und $N = \frac{\pi a^2}{\lambda z}$ wird als Fresnel-Zahl bezeichnet. Die Parameter u, v sind verallgemeinerte Koordinaten für die x - und z Achse in der Fokusebene sowie ρ als normierte Koordinate der Linsenebene mit der Linsenapertur a .

$$v = \frac{2\pi a}{\lambda} \frac{r}{z} \approx \frac{2\pi}{\lambda} r \text{NA} \quad \text{radiale Achse} \tag{2.32}$$

$$u = \frac{2\pi}{\lambda} a^2 \left(\frac{1}{f} - \frac{1}{z} \right) \approx \frac{2\pi}{\lambda} \Delta z \frac{a^2}{f^2} \approx \frac{2\pi}{\lambda} \Delta z (\text{NA})^2 \quad \text{axiale Achse} \tag{2.33}$$

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2} \frac{1}{a} \quad \text{normierte Apertur} \tag{2.34}$$

In Abbildung 2.15 ist der Strahlverlauf in der Umgebung der Fokusebene, berechnet mit Gleichung (2.31), dargestellt. Die Amplitude hat in diesem Beispiel eine gaussförmige Intensitätsverteilung mit einer ebenen Phasenfront. Die Beugungsringe entstehen durch die Beugung der Amplitude an der Apertur der fokussierenden Linse.

Der Vorteil dieser Berechnungsmethode gegenüber der Berechnung in kartesischen Koordinaten ist die deutlich höhere Geschwindigkeit in der numerischen Berechnung einer schnellen eindimensionalen Integration gegenüber einer langsamen zweidimensionalen Fouriertransformation. Allerdings gilt auch für diese Theorie die zugrundeliegende paraxiale Näherung (siehe

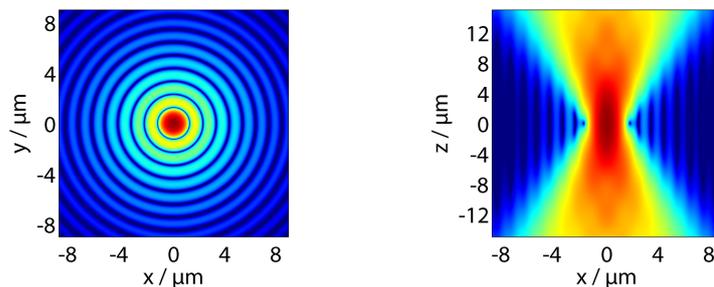


Abbildung 2.15: Beugungsbild eines Laserstrahls mit gaussförmiger Intensitätsverteilung im Fokus eines Objektivs mit NA 0,5. Abgebildet ist die Beugung in der x - y -Ebene (links) und in der x - z -Ebene (rechts) jeweils mit logarithmischer Skalierung.

Abschnitt 2.5.3), die für hohe numerische Aperturen ($> 0,8$) nicht mehr gilt. In diesem Fall werden die Lösungen des Debye-Integrals (2.35) benötigt.

2.7.2 Abbildung mit Objektiven hoher numerischer Apertur

Verschiedene physikalische Effekte sind bei der Fokussierung mit Objektiven sehr hoher numerischer Apertur zu berücksichtigen. Ein entscheidender Effekt ist die Depolarisation, die dazu führt, dass bei eingestrahlttem Licht entlang der x -Achse im Fokus das elektrische Feld Komponenten in y - und z -Richtung aufweist, die ungleich Null sind. Daher ist es notwendig, vektoriell zu rechnen. Des Weiteren wird zur Berechnung nicht mehr die ebene Fläche der Linse als Beugungsebene verwendet, sondern stattdessen die Ebene der von der Linse ausgehenden sphärischen Wellenfront. Die sphärische Wellenfront und die im Weiteren verwendete Notation ist in Abbildung 2.16 skizziert.

Debye-Integral

Das Debye-Integral (2.35) erlaubt eine sehr effiziente vektorbasierte Berechnung der Umgebung der Fokusebene. Man erhält diese Formulierung der Beugung anhand der Debye-Näherungen [Gu00], ausgehend von dem Beugungsintegral nach Rayleigh und Sommerfeld unter Berücksichtigung der sphärischen Wellenfront als Beugungsebene:

$$E(\xi, \eta, z) = \frac{i}{\lambda} \iint_{\Omega} E(\theta, \phi) e^{-ik\vec{q}\vec{R}} d\Omega. \quad (2.35)$$

Die Näherungen sind formuliert für den Fall, dass der Beobachtungspunkt P_2 in der Umgebung der Fokusebene bei $z = 0$ ist. Für weitere Details zur Herleitung des Integrals sei auf folgende Literatur verwiesen: [Sta86; Gu00]. Die Notation in Gleichung (2.35) folgt der Darstellung in Abbildung 2.16. In diesem Integral wird das Feld als Superposition von ebenen Wellen mit unterschiedlichen Propagationsrichtungen \vec{q} beschrieben. Diese werden integriert über den

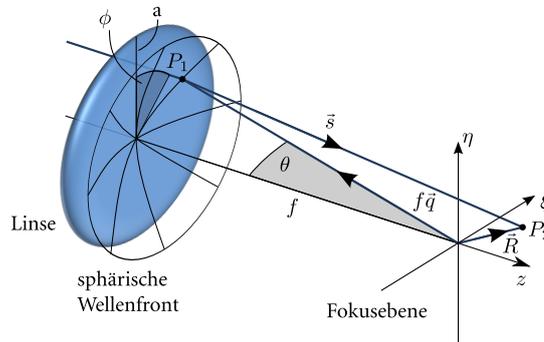


Abbildung 2.16: Notation zur Beugung einer sphärischen Wellenfront an einer zirkularen Apertur. a : Linsenapertur, ϕ, θ : Winkel zur Bestimmung des Punktes P_1 , f : Brennweite, P_2 Punkt in der Umgebung der Fokusebene, $\vec{s}, \vec{q}, \vec{R}$: Vektoren zwischen den Punkten P_1, P_2 und der Fokusposition bei $z = 0$.

Kegel Ω , geformt durch die Fläche der Linsenapertur zum Fokuspunkt. Der maximale Winkel dieses Kegels ist gegeben durch die numerische Apertur: $\Theta = \sin^{-1}(NA/n)$.

Wenn die Amplituden als vektorielle Größen angenommen werden ergibt sich daraus die folgende Formulierung [Gu00; Leu06]

$$\begin{aligned} \vec{E}(\xi, \eta, z) &= \frac{i}{\lambda} \iint_{\Omega} \vec{E}(\theta, \phi) e^{-ik\vec{q}\vec{R}} d\Omega \\ &= \frac{i}{\lambda} \int_0^{\Theta} \sin(\theta) \int_0^{2\pi} \vec{E}(\theta, \phi) e^{i(k_z z - k_x x - k_y y)} d\phi d\theta. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Zur Berechnung von Gleichung (2.36) wird innerhalb dieser Arbeit die Lösung von LEUTENEGGER u. a. [Leu06] verwendet, deren Quellcode frei verfügbar ist¹.

Diese vektorielle Lösung der Beugungstheorie wird in dieser Arbeit in Kapitel 5 angewandt. Die dort vorgestellte Superauflösung wird verwendet, um eine Fokussierung unterhalb des Beugungslimits zu erreichen. In diesem Fall wird mit sehr hohen Fokussierungen gearbeitet ($NA > 0,8$), bei denen die skalare Beugungstheorie nicht mehr gilt. Sofern jedoch die Lösungen des Debye-Integrals (2.35) denen der radialen Fresnel-Gleichung (2.31) entsprechen, wird auf letztere zurückgegriffen, da sich diese wesentlich schneller berechnen lässt.

¹ <https://documents.epfl.ch/users/l/le/leuteneg/www/FocusFields/index.html>

KAPITEL 3

Erzeugung von Wellenleiterstrukturen in Quarzglas

Gepulste Lasersysteme mit Femtosekunden-Pulsängen und hohen Pulswiederholraten bieten vielfältige Möglichkeiten zur Materialveränderung von transparenten Gläsern, insbesondere auf Basis der nichtlinearen Absorption (Abschnitt 2.1.1). In dieser Arbeit werden ultrakurze Laserpulse zur Materialveränderung von Quarzglas eingesetzt. Durch gezielte Wahl der Laserparameter lässt sich dabei eine Brechungsindexveränderung im Fokusvolumen erreichen, die den optischen Eigenschaften eines Lichtwellenleiters entspricht.

In diesem Kapitel werden der experimentelle Aufbau zur Lasermaterialbearbeitung und die Analyse der erstellten Wellenleiter vorgestellt. Im Anschluss werden die Eigenschaften der Strukturen im Hinblick auf die bestmöglichen Parameter analysiert. Die Ergebnisse werden im folgenden Kapitel zur Erzeugung von komplexeren photonischen Strukturen verwendet.

3.1 Experimenteller Aufbau

Die Eigenschaften des verwendeten Femtosekunden-Lasersystems, die experimentelle Umsetzung der Materialbearbeitung und der Aufbau zur Analyse der Wellenleiter werden in diesem Abschnitt vorgestellt.

3.1.1 Lasersystem

Die Parameter des Lasersystems sind von entscheidender Bedeutung für die Materialbearbeitung, wie auch anhand der Diskussion in Abschnitt 2.3.2 sowie der Einführung in die nichtlineare Absorption 2.1.1 ersichtlich ist.

Das in dieser Arbeit verwendete Lasersystem zur Bearbeitung von Quarzglas wurde in der Arbeitsgruppe entwickelt und aufgebaut. Es handelt sich dabei um ein Faserverstärkersystem bei einer Wellenlänge von 1030 nm, welches die Pulse aus einem diodengepumpten Laseroszillator im positiven Dispersionsregime bei 1 W mit einer Pulswiederholrate von 1 MHz hochverstärkt. Das gesamte System entspricht dem üblichen CPA-Aufbau (*chirped pulse amplification*), wobei die Pulse aus dem Oszillator zeitlich verbreitert, danach verstärkt und anschließend in einem

Kompressor wieder komprimiert werden. In diesem System wird die Verstärkung mit einer Stab-Faser (*rod-type fiber*) durchgeführt, die für sehr hohe Leistung ausgelegt ist. Die anschließende Kompression erfolgt über Transmissionsgitter. Die verstärkten Laserpulse erreichen Pulsenergien bis zu $12 \mu\text{J}$ bei einer komprimierten Pulslänge von 450 fs und einer Pulswiederholrate von 1 MHz [Pal07; Ste08]. Die Details des Systems sind in der folgenden Tabelle 3.1 aufgeführt. Für weitere Informationen zu dem Lasersystem sei auf die Veröffentlichungen verwiesen.

Tabelle 3.1: Verwendete Lasersysteme bei der Materialbearbeitung.

Parameter	pos. disp. Oszillator	mit Faserverstärker
Repetitionsrate:	1 MHz	1 MHz
mittlere Ausgangsleistung:	$\leq 1 \text{ W}$	$\leq 12 \text{ W}$
Pulsenergie:	$\leq 1 \mu\text{J}$	$\leq 12 \mu\text{J}$
Pulsdauer (komprimiert):	420 fs	450 fs
spektrale Breite:	8 nm	5,4 nm
Netto GDD:	250 fs	–
max. Auskopplung:	$\approx 45 \%$	–
RMS-Rauschen:	$< 1 \%$	$< 1 \%$
Strahlqualität (M^2):	$< 1,1$	$< 1,5$

3.1.2 Aufbau

Eine Übersicht über den experimentellen Aufbau zur Erzeugung von Wellenleitern ist in Abbildung 3.1 skizziert. Der Ausgangsstrahl des Faserverstärkers wird zuerst mittels einer $\lambda/2$ -Platte und eines Polarisationsstrahlteilers in der Leistung eingestellt. Die Wellenplatte ist dabei in einen motorisierten Rotationstisch (Standa 8MR150) gefasst. Durch den Strahlteiler ist der Laserstrahl

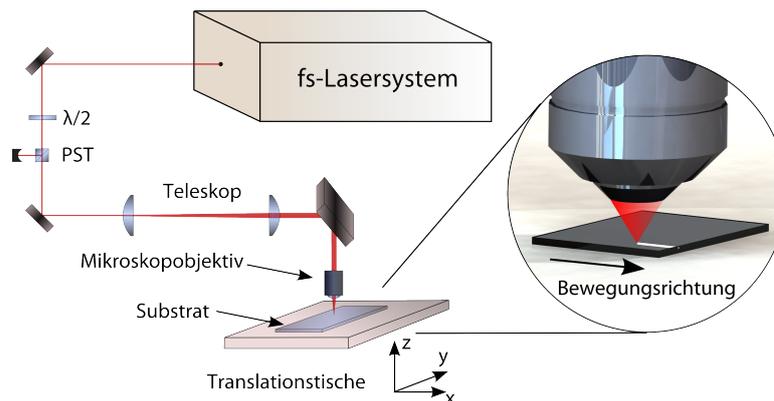


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau der Strahlführung zum Schreiben von Wellenleitern in Quarzglas ($\lambda/2$: Halbwellenplatte, PST: Polarisationsstrahlteiler). Die Verschiebetische sind auf einer Granitkonstruktion befestigt (siehe Abbildung 3.2).

linear polarisiert. Anschließend wird der Laserstrahl mit einem Teleskop sowohl kollimiert als auch in der Größe auf die Eingangsapertur des Mikroskopobjektivs eingestellt. Dieses ist an einem linearen Verschiebetisch angebracht, mit dessen Hilfe die Fokustiefe im zu bearbeitenden Substrat mikrometergenau eingestellt werden kann. Die Erzeugung von Wellenleitern erfolgt in dieser Arbeit ausschließlich in der transversalen Geometrie (siehe Abschnitt 2.3.2). Hierbei erfolgt die Bewegung der Probe senkrecht zur Propagationsachse des Laserstrahls, wie anhand des Ausschnitts in Abbildung 3.1 zu erkennen ist.



Abbildung 3.2: Skizze des Granittisches mit Verschiebetischen, Probenhalter, Mikroskopobjektiv (an der z -Achse) und Umlenkspiegel.

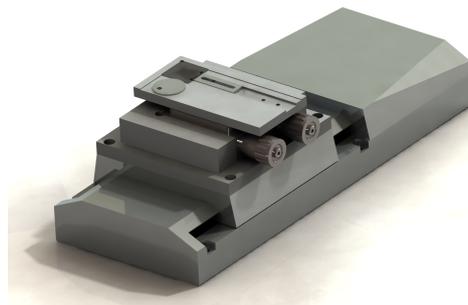


Abbildung 3.3: Detaillierte Ansicht des Verschiebetisches in y -Richtung mit Probenhalter und Glassubstrat. Die Halterung ist so ausgelegt, dass eine Nivellierung in der x - y -Ebene möglich ist.

Die eigentliche Materialbearbeitung findet auf einer massiven Granitkonstruktion statt, an der Linearverschiebetische in x , y und z -Richtung montiert sind, dargestellt in Abbildung 3.2. Der Granittisch erfüllt hier zwei Funktionen. Zum einen bietet Granit eine sehr ebene Oberfläche, die eine verzugsfreie Halterung der Verschiebetische ermöglicht, zum anderen bietet Granit aufgrund der Materialeigenschaften eine Schwingungsdämpfung. Hier wurde eine Konstruktion gewählt, bei der die x - und y -Achse senkrecht aufeinander montiert sind, die z -Achse jedoch unabhängig zentriert darüber angebracht ist. Auf dem y -Tisch ist eine Halterung für die Glassubstrate befestigt, dargestellt in Abbildung 3.3. Dies ermöglicht eine Verschiebung der Probe in x - und y -Richtung, senkrecht zum Laserstrahl, dessen Fokusposition in z -Richtung durch die Position des Mikroskopobjektivs definiert ist. Der Substrathalter besteht aus einem ThorLabs-VM1/M-Linsenhalter zur Nivellierung des Substrates bzgl. der Neigung zur x - und y -Achse und einem Aluminiumsockel, auf dem das Substrat festgeklemmt werden kann. Für die Bewegung in y - und z -Richtung werden zwei Tische des Typs M-505.2DG der Firma Physik Instrumente (PI) eingesetzt. Die Translation in x -Richtung, die auch der Schreibrichtung entspricht, wird über einen Tisch (Modell M-511.DD der Firma PI) mit höherer Präzision und höherer Maximalgeschwindigkeit realisiert. Die Spezifikationen der Verschiebetische sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt.

Der gesamte Schreibprozess ist computergesteuert. Es können sowohl die $\lambda/2$ -Platte über einen Rotationstisch als auch die drei Verschiebetische präzise angesteuert werden. Dadurch ergibt sich eine computergestützte, reproduzierbare Materialbearbeitung.

Tabelle 3.2: Spezifikationen der linearen Verschiebetische der Firma Physik Instrumente (PI).

Parameter	Modell M-511.DD	Modell M-505.2DG
Stellweg:	102 mm	50 mm
Kleinste Schrittweite:	0,1 μm	0,05 μm
Unidirektionale Wiederholgenauigkeit:	$\pm 0,1 \mu\text{m}$	$\pm 0,1 \mu\text{m}$
Maximale Geschwindigkeit:	50 mm/s	3 mm/s

3.2 Experimente

Mit dem zuvor beschriebenen Aufbau wurden lineare Wellenleiter in Quarzglas geschrieben, um Laser- und Schreibparameter zu identifizieren, die zu hochwertigen Ergebnissen führen. Dabei wurden als Einflussgrößen die Fokussierung (NA), die Schreibgeschwindigkeit und die Pulsenergie variiert. Zur Variation der Fokussierung wurden verschiedene Mikroskopobjektive eingesetzt (siehe Tabelle 3.3). Die Schreibgeschwindigkeit wurde in einem Bereich von 100 – 2000 $\mu\text{m}/\text{s}$ eingestellt. Die Pulsenergie wurde in einem Bereich von 0,1 – 1,0 μJ variiert. Dieser wurde je nach Härte der Fokussierung an den Arbeitsbereich von Bearbeitungs- zu Zerstörschwelle angepasst.

Tabelle 3.3: Eigenschaften der zum Schreiben und Analysieren verwendeten Mikroskopobjektive.

Hersteller	Owis		Melles Griot		Zeiss
numerische Apertur	0,3	0,35	0,5	0,65	0,80
Vergrößerung	16 \times	20 \times	25 \times	40 \times	40 \times
Brennweite	–	7,4 mm	6,6 mm	4,6 mm	–
Transmission (bei 1030 nm)	88 %	77 %	66 %	76 %	70 %

Die Schreiftiefe wurde bei 150 μm unter der Glasoberfläche festgelegt. Die Substrate waren quadratisch mit einer Kantenlänge von 20 mm bei einer Höhe von 1 mm. Sie wurden über den Hersteller Foctek Photonics Inc. bezogen. Die Polarisation war linear und parallel zur Schreibrichtung. Alle weiteren Daten zum Lasersystem sind in Tabelle 3.1 aufgeführt. Zur Ermittlung der Qualität der erzeugten Strukturen wurden verschiedene Analysen durchgeführt, diese werden im nächsten Abschnitt vorgestellt. Die Ergebnisse sind im darauffolgenden Abschnitt dargestellt.

3.3 Wellenleiteranalyse

Die lasergeschriebenen Wellenleiter wurden mit verschiedenen Methoden analysiert. Mit einem Lichtmikroskop wurden die Strukturänderungen qualitativ untersucht und mit einem speziellen Messaufbau das Strahlprofil und die transmittierte Leistung bestimmt und aus diesen Werten die Verluste ermittelt. Diese Mess- und Auswertemethoden werden in diesem Abschnitt vorgestellt.

3.3.1 Lichtmikroskop

Die Betrachtung der Strukturänderungen wurde mit einem Auflichtmikroskop (Zeiss AxioTech) durchgeführt. Hierbei wurden speziell die Ansicht von oben (entlang des Wellenleiters) und das Querschnittsprofil an der Stirnseite betrachtet. Beispiele dieser Ansichten sind in Abbildung 3.4 dargestellt. Die Aufnahmen wurden mit einem Objektiv mit einer 10-fachen Vergrößerung von $10\times$ erstellt, da diese Vergrößerung die besten Ergebnisse bzgl. Auflösung und Kontrast ergab. Die Querschnittsprofile stammen aus einer Tiefe von 50-100 μm unterhalb der Glasoberfläche, da sich die Strukturänderung an der Oberfläche deutlich von der des Wellenleiters im Material unterscheidet.

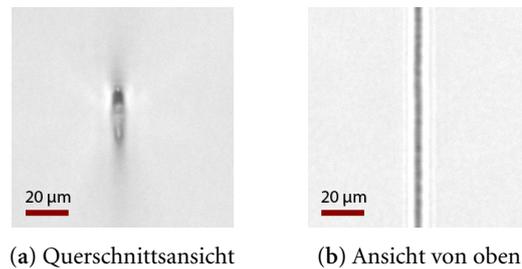


Abbildung 3.4: Mikroskopbilder einer Wellenleiterstruktur aufgenommen mit einem Objektiv mit einer Vergrößerung von $10\times$. In der Querschnittsansicht (a) wurde der Schreibblaser von oben eingestrahlt.

Anhand der Strukturänderungen lässt sich erkennen, ab welcher Intensität eine Materialänderung einsetzt wie auch wann Perlenstrukturen entstehen (siehe Abschnitt 3.4.5), die auf eine einsetzende Materialzerstörung hindeuten. Erkenntnisse über die Brechungsindexänderung als auch über eine mögliche Wellenleitung lassen sich daraus nicht erhalten.

3.3.2 Modenprofil

Für die Analyse der Wellenleitung und dem daraus resultierenden Modenprofil wurde ein Analyseaufbau entworfen, mit dem Laserlicht aus einer Faser in einen Wellenleiter des Substrats eingekoppelt werden kann. Das vom Wellenleiter transmittierte Laserlicht wird mit einem Mikroskopobjektiv auf eine Kamera oder ein Leistungsmessgerät abgebildet. Durch die fokussierte Abbildung erhält man das Nahfeld des Modenprofils an der Austrittsfläche des Wellenleiters – nicht zu verwechseln mit dem Fernfeld, das man bei einer kollimierten Abbildung erhalten würde. Der Aufbau ist in Abbildung 3.5 dargestellt.

Zur Positionierung der Glasfaser und des Mikroskopobjektivs zu dem Glassubstrat ist jedes der drei Teile auf einem Präzisionsmikrometertisch gehalten. Für die ersten beiden Komponenten stehen Drei-Achsen-Verschiebetische (Melles Griot 17 AMB 003/MD) zur Verfügung, die Probe selbst kann mit einem Vier-Achsen-Manipulator (Melles Griot 17 AMU 001 D) in zwei Raumrichtungen verschoben und geneigt werden, um mögliche Winkelfehler auszugleichen.

Für die Analyse wird zuerst der Substrathalter entfernt und die Faser mittig auf das Mikroskopobjektiv ausgerichtet. Danach wird mit dem Substrathalter und eingesetztem Glassubstrat eine

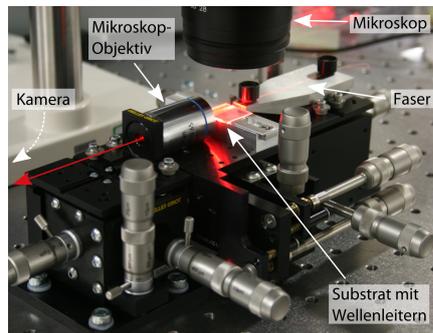


Abbildung 3.5: Wellenleiteranalyseaufbau mit eingebautem Substrat. Durch die Faser wird Licht (hier bei 660 nm (rot)) in den Wellenleiter eingekoppelt und das Modenprofil am Wellenleiterausgang wird durch das Mikroskopobjektiv auf die Kamera abgebildet.

Ausrichtung der Faser zu einem Wellenleiter mithilfe eines Stereomikroskops (Zeiss Stemi 2000C) vorgenommen. Dieses befindet sich oberhalb des Analyseaufbaus und bildet die Strukturen und die Faser in variabler Vergrößerung (30 – 250 \times) scharf ab. Ein Beispiel dieser Ansicht ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Die Feinjustage erfolgt mithilfe der Kamera, die auch für die Aufnahme der Modenbilder genutzt wird, indem auf die maximale Intensität der Wellenleitermode bei gleichzeitig minimalem Streulicht justiert wird. Als Kamera wurde eine RGB-Kamera (Sumix SMX 10 MX) mit einer Auflösung von 1600 \times 1200 Pixeln bei einer Chipgröße von 6,7 \times 5,0 mm verwendet. Als Laserquelle stehen fasergekoppelte Singlemode-Laserdioden der Wellenlängen 660 nm (Fitel FRL15DCW) und 974 nm (JDSU 2600) zur Verfügung. Eine Vermessung der Wellenleiter bei einer Wellenlänge von 1550 nm war nicht möglich. Die Ergebnisse bei dieser Wellenlänge wurden an einem vergleichbaren Aufbau in der Arbeitsgruppe von G. Cerullo und R. Osellame in Mailand ermittelt [Pos09].

Die Kamerabilder liefern das Modenprofil, von dem die Breite und die Höhe über den Abfall der Intensität auf $1/e^2$ ermittelt wurden. Zusätzlich wurde an die extrahierten eindimensionalen Profile entlang der x - und z -Achse eine Gaußkurve gefittet. In Abbildung 3.6 ist ein Beispiel

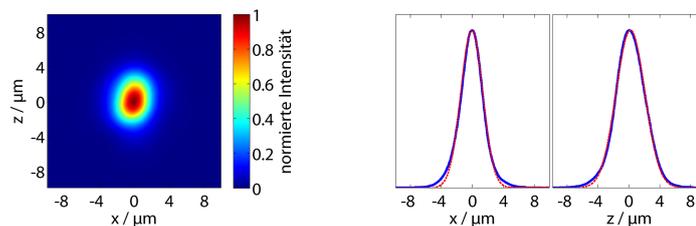


Abbildung 3.6: Modenprofil bei einer Wellenlänge von 974 nm. Der Wellenleiter wurde mit einer NA 0,65 mit 230 nJ geschrieben. Die eindimensionalen Graphen (rechts) zeigen den Schnitt in x - und z -Richtung durch das Maximum des Strahlprofils (links). Die rote Kurve zeigt die angefittete Gaußkurve.

zu sehen. Die so erhaltenen Werte für die Modenbreite und -höhe werden für die als nächstes eingeführte Verlustberechnung benötigt.

3.3.3 Verlustmessungen

Die Gesamttransmission von Laserlicht durch den Wellenleiter ergibt sich aus der Ausgangsleistung der fasergekoppelten Laserdiode abzüglich der Verluste bei der Einkopplung in den Wellenleiter und den Leitungsverlusten.

Bei der Einkopplung treten verschiedene Verluste auf, zum einen die Fresnelverluste durch den Quarz-Luft-Übergang ($\Delta n = 0.45$), die bei 3,4 % (0,15 dB) liegen, zum anderen Koppelverluste aufgrund unterschiedlicher Moden in der Glasfaser und dem Wellenleiter. Zusätzliche Verluste durch eine falsche Ausrichtung der Faser zum Substrat (Versatz, Verkippung, Abstand) lassen sich im Rahmen der Einstellgenauigkeit der mechanischen Komponenten abschätzen als $< 0,1$ dB, und werden daher im Folgenden vernachlässigt.

Kopplungsverluste

Die Kopplungsverluste sind definiert als die Leistungsverluste beim Übergang des Lichtes von der Glasfaser in den Wellenleiter. Sie ergeben sich aus der fehlenden Anpassung der geführten Moden (*mode mismatch*). Licht, das nicht in den Wellenleiter eingekoppelt werden kann, geht als Streulicht verloren. Die Kopplungseffizienz η berechnet sich aus dem Überlappintegral der beiden Moden [McC83]:

$$\eta = \frac{\left| \iint_{-\infty}^{+\infty} \psi_F(x,y) \psi_W(x,y) dx dy \right|^2}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |\psi_F(x,y)|^2 dx dy \iint_{-\infty}^{+\infty} |\psi_W(x,y)|^2 dx dy}. \quad (3.1)$$

ψ_F bezeichnet die Amplitudenverteilung der Glasfaser, ψ_W die Amplitudenverteilung der gemessenen Wellenleitermode.

Das Modenprofil eines Wellenleiters, der nur den Grundmode führt, ist in Näherung eine elliptische Gaußmode. Nähert man das gemessene Modenprofil dementsprechend mit $\psi_W = \exp(x^2/\sigma_x^2 + y^2/\sigma_y^2)$ und die Fasermode ebenfalls mit einer Gaußmode $\psi_F = \exp(x^2/a^2 + y^2/a^2)$, so erhält man den folgenden Ausdruck für die Kopplungseffizienz [McC83]:

$$\eta = \frac{4a^2\sigma_x\sigma_y}{(a^2 + \sigma_x^2)(a^2 + \sigma_y^2)}. \quad (3.2)$$

Hier bezeichnen σ_x und σ_y die Modenfeldradien der angefitzten Gaußprofile und a den Modenfeldradius der Glasfaser. Die Kopplungseffizienz aus Gleichung (3.1) und (3.2) unterscheidet sich nur geringfügig für Wellenleiter, die den Grundmode leiten. Für Modenprofile, die deutlich von der Grundmode abweichen oder aus mehreren Grundmoden übereinander bestehen (entsprechend der in Abschnitt 3.4.2 vorgestellten Multimodeninterferenz) erhält man hingegen deutlich unterschiedliche Kopplungseffizienzen. Daher lassen sich aus der Differenz von Gleichung (3.1) und (3.2) Modenprofile identifizieren, die nicht den Grundmode führen und damit auf einen

Fehler im Schreib- oder Analyseprozess hindeuten. Dieser Vergleich wurde bei der automatischen Auswertung von mehreren 100 Wellenleitern angewendet. Für die Verlustberechnung werden allerdings ausschließlich Verluste nach Gleichung (3.1) verwendet. Die Verluste in Dezibel erhält man durch $CL_{dB} = 10 \log_{10}(\eta)$. Typische Werte für die in dieser Arbeit präsentierten Wellenleiter liegen bei $CL_{dB} = -0,8 \pm 0,2 \text{ dB}$ für eine Analysewellenlänge von 974 nm.

Leitungsverluste

Wie in Abschnitt 2.3.2 erläutert, sind die Leitungsverluste im Wesentlichen bestimmt durch Rayleigh-Streuung an Brechungsindexvariation [Eat08a]. Absorptionsverluste sind bei den verwendeten Analysewellenlängen in Quarzglas zu vernachlässigen. Die Streuung lässt sich zwar mit einer Kamera direkt beobachten, für eine quantitative Vermessung der Verluste eignet sich die Methode jedoch nicht. In Abbildung 3.7 ist ein Foto dargestellt, das die Streuverluste veranschaulicht.

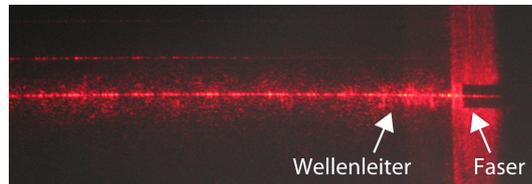


Abbildung 3.7: Mikroskopbild der Streuverluste in einem Wellenleiter bei einer Wellenlänge von 660 nm. Zu sehen ist die Einkopplung von der Faser (rechts) in den Wellenleiter (links). Das Streulicht wird an benachbarten Wellenleitern ebenfalls gestreut, wodurch diese sichtbar werden.

Die Leitungsverluste L_{dB} wurden stattdessen indirekt aus der Gesamttransmission (den Gesamtverlusten) und den Einkopplungsverlusten bestimmt. Die Leitungsverluste in dB/cm sind gegeben durch:

$$L_{dB/cm} = \frac{1}{l} \left[10 \log \left(\frac{P_T}{P_I} \right) - CL_{dB} - 2FL_{dB} \right], \quad (3.3)$$

wobei l die Länge des Substrates in cm angibt, P_I die Eingangsleistung und P_T die Ausgangsleistung. Die Fresnelverluste treten auf beiden Grenzflächen auf. Ein wesentlicher Nachteil dieser Methode ist, dass bei sehr großen Kopplungsverlusten CL_{dB} die Leitungsverluste L_{dB} unterschätzt werden können.

3.4 Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der in 3.2 dargestellten Experimente vorgestellt. Zunächst wird die im Lichtmikroskop erkennbare Materialveränderung in Abhängigkeit von der Pulsenergie vorgestellt. Anschließend werden die Abhängigkeiten der Modenprofile von den verwendeten Fokussierungen dargestellt. Des Weiteren werden die Abhängigkeiten der Lei-

tungsverluste von den Schreibparametern und der Analysewellenlänge betrachtet. Abschließend werden die Ergebnisse der Untersuchung der Abhängigkeiten von zerstörenden Strukturen in den Wellenleitern vorgestellt.

3.4.1 Materialveränderung in Abhängigkeit von der Pulsenergie

Abbildung 3.8 zeigt Mikroskopbilder der typischen Entwicklung der Materialänderung in Abhängigkeit von der Pulsenergie bei einer Fokussierung mit NA 0,5. Erste Anzeichen einer Materialänderung sind bei 180 nJ zu erkennen, eine Wellenleitung setzt allerdings erst bei 210 nJ ein. In dem Bereich von 210 – 360 nJ sind sich die Strukturen sehr ähnlich. Die Breite der Strukturen liegt in einem Bereich von 5,2 – 6,9 μm und hängt nur geringfügig von der Pulsenergie ab. Die grundlegenden Zusammenhänge zwischen der Strukturveränderung und der Pulsenergie wurden in Abschnitt 2.2.2 thematisiert. Die geringe Abhängigkeit von der Pulsenergie und die nicht symmetrische Strukturänderung bestätigen das Modell der nicht-thermisch dominierten direkten Strukturänderung.

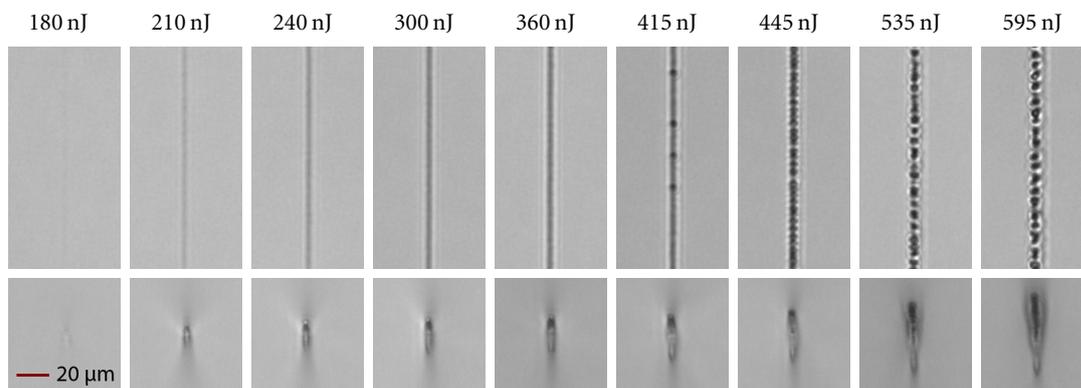


Abbildung 3.8: Mikroskopbilder von Wellenleiterstrukturen in Abhängigkeit von der Pulsenergie. Die obere Reihe zeigt die Ansicht von oben, die untere Reihe die Ansicht von der Stirnseite. In der unteren Ansicht wird der Laser von oben eingestrahlt. Die Wellenleiter wurden erzeugt mit einer NA 0,5 bei einer Schreibgeschwindigkeit von 1000 $\mu\text{m}/\text{s}$.

In einem Auflichtmikroskop deuten dunkle Bereiche auf Lichtstreuung hin. Diese ist in den Stirnseitenbildern im oberen Bereich der Materialveränderung zu erkennen. In Dunkelfeldaufnahmen mit demselben Mikroskop sind diese Bereiche besonders hell, was die Annahme der Lichtstreuung bestätigt. Die Wellenleitung findet daher im unteren Bereich der Materialveränderung statt, oberhalb der sich ein nichtleitender lichtstreuender Bereich befindet. Dies ist ein deutlicher Unterschied gegenüber der Materialbearbeitung mit kHz-Lasersystemen, die keine zerstörte Struktur oberhalb des Wellenleiters und damit ausschließlich Brechungsindexänderungen aufweisen [Liu06a].

Bei 415 nJ werden die ersten „Perlen“ sichtbar – Hohlräume aufgrund von Schockwellen (siehe Abschnitt 2.2.2). Bei der Entstehung dieser Hohlräume ist ein intensives weißes Plasmaleuchten zu sehen. Mit steigender Pulsenergie nimmt die Häufigkeit der Perlen zu, bis sie überlappen.

Gleichzeitig dehnt sich die Materialänderung tropfenförmig in Richtung des eingestrahnten Laserlichtes aus. Diese Ausdehnung liegt an der linearen Abhängigkeit der Avalanche-Ionisation (siehe 2.1.1), wodurch auch in Bereichen schwächerer Intensität eine Materialmodifikation stattfindet. Einkoppeltes Licht wird an den entstandenen Hohlräumen gestreut, sodass bei regelmäßig auftretenden Hohlräumen die Streuverluste so groß sind, dass keine Wellenleitung mehr beobachtet werden kann. Weitere Untersuchungen zur Abhängigkeit dieser Perlenstrukturen von den Schreibparametern sind in Abschnitt 3.4.5 zu finden.

Die Auswertung der Mikroskopbilder ergibt somit eine Erkenntnis über die Materialbearbeitungsschwelle als auch über eine Materialzerstörungsschwelle gekennzeichnet durch das Auftreten von Perlenstrukturen in den Wellenleitern. In den weiteren Untersuchungen zu den Leitungsverlusten (Abschnitt 3.4.3) zeigte sich, dass man die besten Wellenleiter für Pulsenergien direkt unterhalb der Schwelle zur Entstehung von Perlenstrukturen erhält. Für alle weiteren verwendeten Fokussierungen wurde daher die Materialbearbeitungsschwelle nicht mehr systematisch untersucht.

3.4.2 Einfluss der Fokussierung auf das Modenprofil

Insgesamt wurden Wellenleiter bei Fokussierungen mit numerischen Aperturen von 0,30; 0,35; 0,5; 0,65 und 0,8 geschrieben. Diese Variation wurde durchgeführt, um optimale Schreibparameter für die Analysewellenlängen bei 1550 nm und 974 nm zu identifizieren. In diesem Abschnitt sind die Ergebnisse bzgl. des geführten Modenprofils dargestellt. Abbildung 3.9 zeigt typische Beispiele für die Materialveränderung in der Stirnseitenansicht und die resultierenden Modenprofile bei verschiedenen numerischen Aperturen. In beiden Ansichten ist eine elliptische Form bei geringer Fokussierung (Abb. 3.9(a)) zu erkennen, die mit steigender Fokussierung symmetrischer wird (Abb. 3.9(d)). Bei einer Analysewellenlänge von 974 nm zeigen die Modenprofile bei einer NA 0,35 teilweise eine Lichtleitung höherer Moden (siehe Abbildung 3.10(a)), wohingegen bei einer NA 0,5 und größer ausschließlich der Grundmode geführt wird. Diese Abhängigkeit ist auf die größere Struktur der Wellenleiter zurückzuführen, die aus der schwächeren Fokussierung bei kleiner NA resultiert. Eine Analyse dieser Wellenleiter mit einer Wellenlänge von 660 nm zeigt ebenfalls multimodige Profile (Abbildung 3.10(b)). Dies erklärt sich durch die Änderung der Modengröße in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Erst Wellenleiter, erstellt mit einer NA 0,65, leiten bei 660 nm nur noch den Grundmode. Die Größenänderung der geführten Mode bei 660 nm und 974 nm ist in Abbildung 3.11 zu erkennen. Der Mode ist bei 974 nm entsprechend der Änderung der Wellenlänge um den Faktor 1,5 größer (siehe Abschnitt 2.3.1).

Durch die ausgeprägte elliptische Strukturänderung bei NA 0,35 zeigt sich die multimodige Lichtführung in Form einer Multimodeninterferenzstruktur (*multi-mode interference, MMI*) mit übereinanderliegenden Grundmoden [Sol95; DY08]. Dieser Effekt beschreibt die kohärente Überlagerung von Lichtwellen in Multimode-Wellenleitern. Durch Interferenzen ergeben sich entlang der Propagationsrichtung in periodischen Abständen einfache oder mehrfache Abbilder des Eingangsfeldes [Sol95]. In den Wellenleitern erhält man dadurch mehrfache Abbilder der eingestrahnten Fasermode. Bei einer Analysewellenlänge von 1550 nm führen auch diese Wellenleiter ausschließlich den Grundmode.

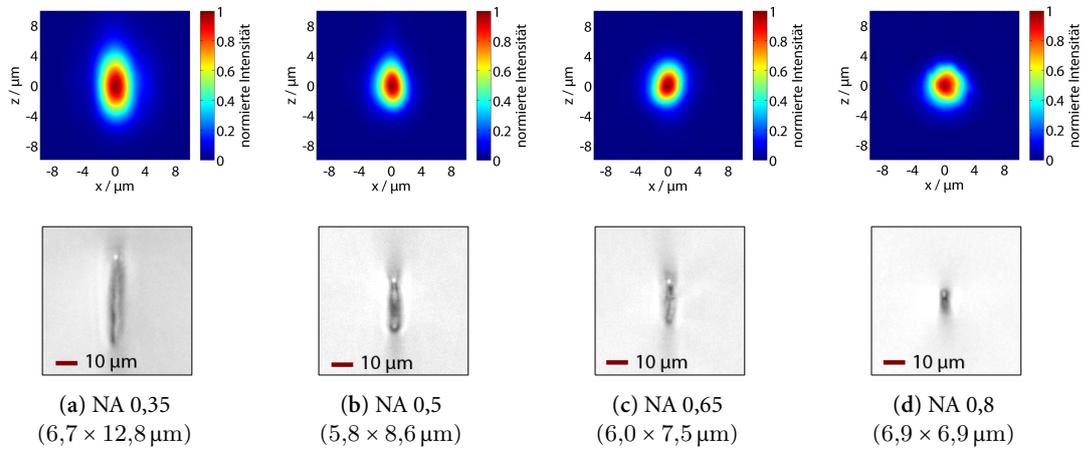


Abbildung 3.9: Typische Modenprofile bei einer Wellenlänge von 974 nm (oben) und Stirnseitenansicht der Materialveränderung (unten) in Abhängigkeit von der Fokussierung (NA). Die Bildunterschriften geben die NA und die Modengröße an.

Schreibdaten: (a) $740\ \text{nJ}/100\ \mu\text{m}^2/\text{s}$; (b) $460\ \text{nJ}/100\ \mu\text{m}^2/\text{s}$; (c) $310\ \text{nJ}/100\ \mu\text{m}^2/\text{s}$; (d) $360\ \text{nJ}/300\ \mu\text{m}^2/\text{s}$.

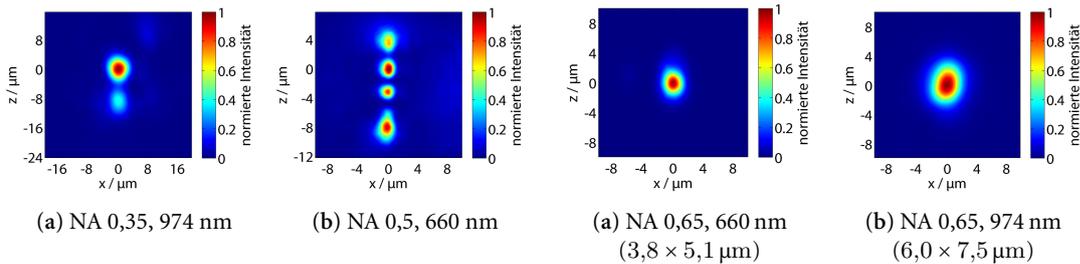


Abbildung 3.10: Multimodige Modenprofile mit einer Multimodeninterferenzstruktur.

Abbildung 3.11: Modengröße in Abhängigkeit von der Wellenlänge (660/974 nm).

Die Untersuchung der Modenprofile bei verschiedenen Fokussierungen und Analysewellenlängen bestätigt damit die in der Theorie dargestellten Zusammenhänge. Zum einen wird die Materialveränderung als auch das daraus resultierende Modenprofil mit steigender NA symmetrischer (siehe Abschnitt 2.3.2) und zum anderen steigt die Modengröße linear mit der Wellenlänge (siehe Abschnitt 2.3.1). Wie in Gleichung (2.2) gezeigt wird für hinreichend große Wellenlängen und kleine Wellenleiterdurchmesser nur der Grundmode im Wellenleiter geführt. Für die erzeugten Strukturen folgt daraus, dass die Wellenleiter bei einer Wellenlänge von 1550 nm bei allen Fokussierungen nur den Grundmode führt, hingegen bei einer Wellenlänge von 974 nm dies erst bei einer NA 0,5 und bei 660 nm dies erst bei einer NA 0,65 der Fall ist. Dementsprechend wurde in den weiteren Experimenten die Fokussierung an die Analysewellenlänge und die angestrebte Modengröße angepasst.

3.4.3 Leitungsverluste in Abhängigkeit von den Schreibparametern

Eine detaillierte Parameterstudie zur Ermittlung des Einflusses von Pulsenergie und Schreibgeschwindigkeit wurde für die Fokussierungen mit NA 0,5 und NA 0,65 durchgeführt. Die Geschwindigkeit wurde dabei von 100 bis zu 2000 $\mu\text{m/s}$ variiert. Abbildung 3.12 zeigt den typischen Verlauf der Verluste in Abhängigkeit von der Pulsenergie für verschiedene Schreibgeschwindigkeiten. Für alle Geschwindigkeiten ergibt sich ein ähnlicher Verlauf, sodass keine Abhängigkeit von den Verlusten zu erkennen ist. Über den Anstieg der Pulsenergie zeigen die Verluste jedoch einen charakteristischen Verlauf, der bei beiden Fokussierungen zu erkennen ist. Hier ist der Verlauf für eine NA 0,5 vorgestellt.

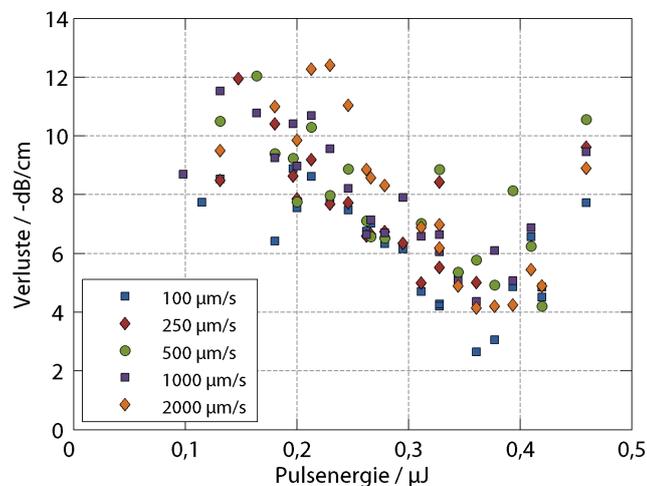


Abbildung 3.12: Statistik der Verluste von Wellenleitern in Abhängigkeit von der Pulsenergie für verschiedene Geschwindigkeiten. Die Fokussierung beträgt NA 0,5. Breite und Höhe beziehen sich auf den MFD des gemessenen Modenprofils.

An der Schwelle zur Lichtleitung bei einer Pulsenergie von 100 nJ sind die Verluste relativ hoch ($\approx 8 - 12 \text{ dB/cm}$). Mit zunehmender Pulsenergie fallen die Verluste auf ein Minimum zwischen 300 – 400 nJ und bei größeren Pulsenergien steigen die Verluste wieder an. Dieser Verlauf lässt sich anhand der zugehörigen Modenprofile und der Untersuchung der Materialveränderung im Mikroskop erklären.

Die Modenprofile an der Schwelle zeigen einen vergleichsweise großen Modenfelddurchmesser ($\approx 11 \mu\text{m}$), was auf einen geringen Brechungsindexkontrast hinweist. Mit steigender Pulsenergie sinkt die Modenbreite auf ein Minimum ($\approx 4 \mu\text{m}$) bei 400 nJ. Daraus lässt sich schließen, dass der Brechungsindexkontrast Δn mit der Pulsenergie steigt, wie schon in Abschnitt 2.3.2 diskutiert. Ein höherer Brechungsindexkontrast führt sowohl zu geringeren Verlusten als auch zu kleineren Moden. Gleichzeitig ändert sich die Struktur der Materialveränderung, die in Strahlrichtung mit steigender Pulsenergie länger wird (siehe Abbildung 3.8). Der erneute Anstieg der Verluste oberhalb von 400 nJ ist auf die in Abschnitt 3.4.1 erläuterten Perlenstrukturen zurückzuführen,

die zu Streuverlusten führen. Eine detaillierte Analyse der Abhängigkeit der Perlenstrukturen von der Geschwindigkeit ist im Abschnitt 3.4.5 zu finden.

Die wesentlichen Erkenntnisse aus dieser Parameterstudie sind, dass die Schreibgeschwindigkeit keinen erkennbaren Einfluss auf die Verluste hat und dass der optimale Arbeitsbereich zur Erzeugung von Wellenleitern, mit möglichst geringen Leitungsverlusten, bei der maximal anwendbaren Pulsenergie unterhalb der Schwelle zur Erzeugung von Perlenstrukturen liegt; hier zwischen 300 und 400 nJ.

3.4.4 Leitungsverluste in Abhängigkeit von der Fokussierung

Für alle verwendeten Fokussierungen wurde in dem jeweils zugeordneten optimalen Arbeitsbereich eine Statistik über die Verluste und die Modengröße der Wellenleiter erstellt. Die Ergebnisse für alle Wellenlängen und Fokussierungen sind in Tabelle 3.4 zusammengefasst.

Tabelle 3.4: Zusammenfassung der Ergebnisse für Wellenleiter erstellt mit verschiedenen Fokussierungen und analysiert mit den Wellenlängen 660, 974 und 1550 nm.

Wellenlänge	660 nm	974 nm				1550 nm
NA	0,65	0,35	0,50	0,65	0,80	0,35
Verluste / $-dB/cm$	$10,4 \pm 3,4$	$7,2 \pm 0,5$	$5,4 \pm 1,3$	$4,4 \pm 1,1$	$10,7 \pm 2,6$	$3,6 \pm 0,9$
Breite / μm	$4,3 \pm 1,0$	$7,1 \pm 0,8$	$4,4 \pm 0,2$	$5,9 \pm 0,8$	$8,4 \pm 2,0$	$20,5 \pm 3,4$
Höhe / μm	$7,2 \pm 2,0$	$9,4 \pm 0,2$	$9,4 \pm 1,9$	$9,6 \pm 1,6$	$8,3 \pm 2,2$	$24,4 \pm 2,1$

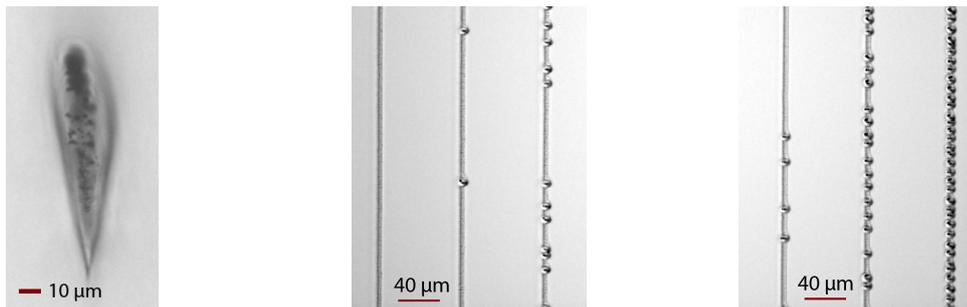
Die Untersuchung mit verschiedenen Fokussierungen bei einer Analyse mit 974 nm zeigt, dass bei einer NA 0,65 die geringsten Verluste ($-4,4 dB/cm$) erreicht werden. Dieselben Wellenleiter zeigen bei einer Wellenlänge von 660 nm im Mittel um 6 dB/cm größere Verluste. Der Unterschied ergibt sich aus der deutlich größeren Lichtstreuung bei 660 nm aufgrund der kürzeren Wellenlänge (siehe Abschnitt 2.3.2). Analog sind die Verluste bei deutlich längeren Wellenlängen geringer. Dementsprechend wurden die geringsten Verluste ($-3,6 dB/cm$) an Wellenleitern bei 1550 nm gemessen, die mit einer NA 0,35 erstellt wurden. Verluste von $|L_{dB/cm}| > 3 dB/cm$ bei 1550 nm sind im Vergleich mit anderen Arbeiten relativ hoch (siehe Abschnitt 2.3.2). Angesichts der sinkenden Verluste mit steigender Wellenlänge ist davon auszugehen, dass auch die in die mit einer NA 0,65 erstellten Wellenleiter bei einer Analyse mit 1550 nm Verluste unterhalb von 3 dB/cm aufweisen. Die benötigten Komponenten für eine Untersuchung der Wellenleiter bei 1550 nm standen allerdings nicht zur Verfügung, sodass ein Vergleich nicht möglich war.

Insgesamt ergibt sich aus dem Vergleich der Fokussierungen, dass bei den Wellenleitern, die mit NA 0,65 erstellt wurden die Verluste am geringsten sind und diese bis ins sichtbare Spektrum bei 660 nm nur den Grundmode leiten.

3.4.5 Perlenbildung

Wie schon im vorangegangenen Abschnitt 3.4.1 beschrieben, treten beim Schreiben der Wellenleiter perlenähnliche Strukturen in der erzeugten Materialveränderung auf. Für die Erzeugung

von Wellenleitern sind diese Strukturen von Nachteil, da sie durch Streuverluste die Transmission reduzieren. Daher wurde der Einfluss von Pulsenergie und Schreibgeschwindigkeit auf diese Strukturen untersucht. In Abbildung 3.13(a) ist eine Querschnittsansicht dieser Strukturen dargestellt. Die Pulsenergie liegt in diesem Fall deutlich oberhalb der Schwelle zur Erzeugung von Perlenstrukturen. Die tropfenförmige Ausdehnung zeigt an den Rändern eine Verdichtung und im Inneren eine sehr ungleichmäßig verteilte Dichteänderung. Diese Materialveränderung entspricht dem in Abschnitt 2.2.2 vorgestelltem Modell. Bei einer härteren Fokussierung zeigt die Strukturänderung dieselben Effekte, sie wird allerdings kugelsymmetrischer.



(a) Querschnittsansicht einer Hohlraumstruktur. Erzeugt mit NA 0,35 mit $2,2 \mu\text{J}$.

(b) $0,75 \mu\text{J}$, $0,1/0,25/0,5 \text{ mm/s}$.

(c) $0,79 \mu\text{J}$, $0,1/0,25/0,5 \text{ mm/s}$.

Abbildung 3.13: Perlenentstehung in Wellenleitern. Die Bilder in (b) und (c) zeigen Lichtmikroskopaufnahmen von Wellenleitern, erzeugt mit einer NA 0,3 bei verschiedenen Pulsenergien und Geschwindigkeiten.

In Abbildung 3.13(b-c) sind Wellenleiter mit einer Variation der Schreibgeschwindigkeit für verschiedene Pulsenergien dargestellt. Die Häufigkeit der zufällig auftretenden Defekte steigt mit ansteigender Pulsenergie und Schreibgeschwindigkeit. Der Einfluss der Pulsenergie wurde bereits im Abschnitt 3.4.1 betrachtet. Je größer die Pulsenergie ist, desto mehr Perlen entstehen, bis es zur Ausbildung einer lückenlosen Perlenkette auf dem Wellenleiter kommt. Gleichzeitig nimmt der Durchmesser der Perlen linear zu, sodass die Anzahl wieder sinkt. Die lineare Ausdehnung bestätigt das Modell der linearen Absorption für diese Hohlraumtstehung, siehe Abschnitt 2.2.2. Eine Abhängigkeit des Durchmessers der Perlenstrukturen von der Geschwindigkeit konnte nicht festgestellt werden.

Das Ergebnis einer detaillierten Untersuchung ist in Abbildung 3.14 grafisch dargestellt. Für Pulsenergien im Bereich von $380 - 420 \text{ nJ}$ treten die Perlenstrukturen bei geringen Geschwindigkeiten ($0,1 - 0,25 \text{ mm/s}$) überhaupt nicht auf, bei höheren Geschwindigkeiten in einem geringen Maße. Erst bei einer Pulsenergie von 470 nJ treten Strukturen auch bei der geringsten Geschwindigkeit von $0,1 \text{ mm/s}$ auf. Hier zeigt sich ein deutlicher Anstieg der Häufigkeit mit steigender Geschwindigkeit, mit einem Maximum bei 1 mm/s . Für Pulsenergien größer als 470 nJ bilden sich lückenlose Perlenstrukturen bei allen Geschwindigkeiten. Insgesamt lässt sich zusammenfassen, dass die Leistung die Häufigkeit stärker beeinflusst als die Geschwindigkeit und sich mit geringen Schreibgeschwindigkeiten die Schwelle zu höheren Pulsenergien verschiebt.

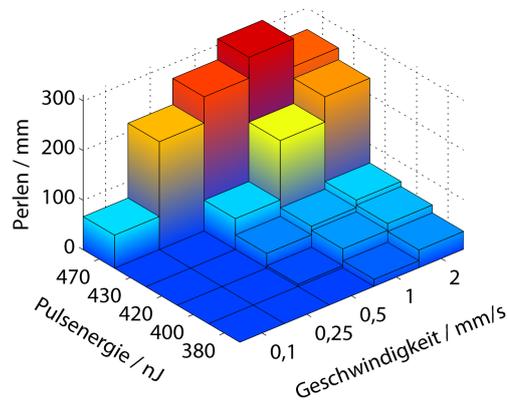


Abbildung 3.14: Statistik der Anzahl von Perlenstrukturen pro Millimeter. Die Fokussierung beträgt NA 0,5.

In Abschnitt 3.4.3 wurde gezeigt, dass die Wellenleiter mit den geringen Leitungsverlusten bei der maximalen Pulsenergie unterhalb der Schwelle zur Erzeugung von Perlenstrukturen erzeugt werden. Die hier vorgestellte Untersuchung zeigt, dass sich diese Schwelle für geringe Geschwindigkeiten zu höheren Energien verschiebt. Demzufolge lässt sich durch geringe Geschwindigkeiten beim Schreiben von Wellenleitern die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von unerwünschten Perlenstrukturen minimieren.

3.4.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Methoden zur Analyse von Wellenleitern vorgestellt und die Ergebnisse der Wellenleiterstrukturen diskutiert. Aus den Ergebnissen in Abhängigkeit von der Pulsenergie folgt, dass hohe Pulsenergien unterhalb der Schwelle zur Erzeugung von Perlenstrukturen zu hohen Brechungsindexänderungen führen und die geringsten Verluste aufweisen. Die Schreibgeschwindigkeit hat keinen erkennbaren Einfluss auf die Verluste, allerdings sind geringe Geschwindigkeiten vorteilhaft, da hierfür die Pulsenergieschwelle für die Erzeugung von Perlenstrukturen ansteigt. Die besten Ergebnisse konnten ermittelt werden für eine Fokussierung mit NA 0,65 mit mittleren Verlusten von 4,4 dB/cm bei einer Analyse mit 974 nm.

KAPITEL 4

Funktionale Wellenleiterstrukturen

Die Herstellung von lichtleitenden Strukturen durch die Fokussierung von Femtosekunden-Laserpulsen in transparenten Materialien ist eine etablierte Methode. Im vorherigen Kapitel 3 wurden die Erzeugung und die Eigenschaften dieser Lichtwellenleiter betrachtet. Mit dieser Technik wurden verschiedene integrierte photonische Bauteile demonstriert wie Koppler [Min02; Str01; Ose05], Strahlteiler (Splitter) [Hom99; Nol03; Liu05] und Interferometer [Flo03; Gu07]. Typische Anwendungen dieser Komponenten sind integrierte Messmethoden, z. B. die Vermessung einer Brechungsindexänderung in einem Mach-Zehnder-Interferometer aus Wellenleitern, wobei einer der Wellenleiterarme senkrecht einen flüssigkeitsführenden Kanal durchquert [Cre10]. Abbildung 4.1 illustriert die Methode.

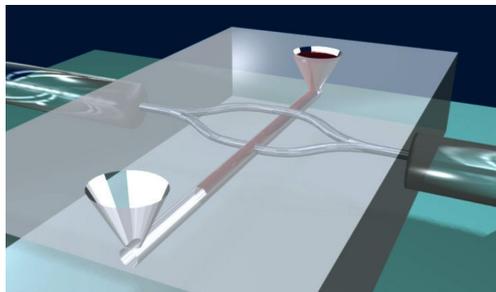


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung eines integrierten Mach-Zehnder-Interferometers aus Wellenleitern in einem Lab-on-a-chip Substrat mit einem Kanal zur Führung von Flüssigkeiten (aus [Cre10]). Der messende Arm durchquert den Flüssigkeitskanal, während der Referenzarm oberhalb des Kanals in das Substrat eingeschrieben wurde. Zur Ein und Auskopplung sind optische Fasern angebracht.

Die übliche Methode zur Herstellung besteht aus einer hintereinander durchgeführten Bearbeitung, bei der jeder Wellenleiter in dem Bauteil nacheinander geschrieben wird. Photonische Bauelemente wie Koppler oder Strahlteiler erfordern allerdings eine präzise Kontrolle über die relativen Positionen der parallelen oder überlappenden Strukturen.

Die Strahlformung des Laserstrahls ermöglicht die Erzeugung von mehreren Fokuspunkten mit kontrollierter Energieverteilung und dynamisch veränderlichem Abstand. In dieser Arbeit wird diese Strahlteilung für die Herstellung von komplexen integrierten optischen Bauteilen

in einem einzelnen Schreibvorgang angewandt [Pos09; Pos10]. Insbesondere wird die Herstellung von parallelen Wellenleitern, Kopplern und Strahlteilern vorgestellt. Des Weiteren lässt sich diese Technik auch in die dritte Dimension erweitern. Die dynamische Erzeugung von Wellenleitern in drei Dimensionen wird anhand von Strahlteilern demonstriert, deren Wellenleiter am Ausgang einen Höhenunterschied aufweisen.

Zunächst werden die benötigten Phasenmasken zur Strahlaufteilung vorgestellt, in dem nachfolgenden Abschnitt der experimentelle Aufbau vorgestellt und danach die Ergebnisse der verschiedenen realisierten photonischen Bauelemente präsentiert.

4.1 Methoden zur Strahlaufteilung durch Strahlformung

Es sind sehr unterschiedliche Methoden zur Ermittlung von Phasenmasken etabliert, die zu einer Strahlaufteilung führen. Sie lassen sich einteilen in iterative Algorithmen und analytische Methoden. Erstere versuchen die Phasenmaske über Optimierungsroutinen zu ermitteln, Letztere lassen sich direkt berechnen.

Zu dem iterativen Ansatz gehören die sogenannten Dammann-Phasengitter [Dam79; Kra89; Goe96]. Hierbei handelt es sich um einen Algorithmus mit binären Phasenmasken und einem Phasenhub von π . Dieser Ansatz ermöglicht eine beliebige Anzahl von Foki, hat aber den Nachteil die Foki nur mit geringer Effizienz zu erzeugen. Die Effizienz ist in diesem Zusammenhang definiert als der Prozentanteil der Intensität in den gewünschten Beugungsordnungen bezogen auf die gesamte Eingangsintensität. Zudem lässt sich mit diesem Designansatz die Position der Foki nicht bezüglich der z -Achse bestimmen.

Einen allgemeineren Ansatz zur Strahlformung verfolgen die iterativen Algorithmen nach Gerchberg und Saxton [Ger72; Fie93; Liu06c]. Hierbei wird iterativ zwischen Diffraktiver- und Fourierebene transformiert und dabei jeweils die Eingangs- und Zielamplitude durch die berechnete Amplitude ersetzt, die Phase aber beibehalten. Mit diesem Prinzip lassen sich prinzipiell beliebig komplexe Muster erzeugen auch in drei Dimensionen [Why05]. Der benötigte Rechenaufwand ist jedoch hoch und die Effizienz zwischen verschiedenen Zielformen ist nicht konstant. Die ermittelten Phasenmuster weisen zudem hohe Frequenzen auf, d. h. schnelle Phasensprünge von $-\pi$ nach π . Der in dieser Arbeit verwendete Strahlformer (siehe Abschnitt 4.2.1) kann diese nur schlecht reproduzieren, was eine adaptive Korrektur der experimentell umgesetzten Phasenmuster erfordern würde [Has09].

Analytische Lösungen haben gegenüber den iterativen Algorithmen grundsätzlich den Vorteil, dass sie sich sehr viel schneller berechnen lassen und deterministisch sind, d. h. sie berechnen immer ein eindeutiges Resultat. Mit den grundsätzlichen Phasenfunktionen, die für eine Verschiebung des Fokus in radialer Achse (x, y) und axialer Achse (z) verantwortlich sind, lässt sich ein Phasenmuster kombinieren, das eine dreidimensionale Verschiebung für beliebig viele Foki realisiert. Dieses Verfahren wurde im Rahmen von optischen Pinzetten (*Optical Tweezer*) untersucht und erfolgreich eingesetzt [Lie00; Lea04]. Die Grundlagen dieses Konzepts werden im Weiteren ausgeführt. Zunächst werden die Phasenmasken zur lateralen Verschiebung und Vervielfachung eines Fokus vorgestellt, danach die Linsenmasken zur axialen Verschiebung, und abschließend wird eine Kombination dieser Techniken präsentiert.

4.1.1 Phasengitter

Durch eine geneigte Phasenfront lässt sich mit einem Phasengitter der Eingangstrahl umlenken – analog zu einem gekippten Spiegel, der den Strahl unter einem Winkel reflektiert. Im Falle eines Phasengitters mit einem maximalen Phasenhub von 2π ergibt sich daraus in einer Dimension die Phasenfunktion

$$\phi_{\text{Blazed}}(x) = \left(\frac{2\pi}{\Gamma} x \right) \bmod 2\pi \quad (4.1)$$

wobei Γ die Gitterperiode angibt. Diese Art von Gitter wird auch als geblaztes Phasengitter bezeichnet. Die Periodenlänge des Gitters bestimmt den Beugungswinkel für die erste Ordnung:

$$\sin \alpha = \frac{\lambda}{\Gamma}. \quad (4.2)$$

Durch die optische Fouriertransformation einer Linse wird der Propagationswinkel α linear in eine laterale Verschiebung in der Fokusebene umgewandelt [Goo05]. Diese laterale Verschiebung ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

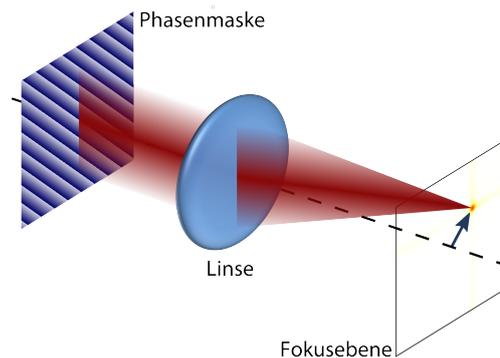


Abbildung 4.2: Skizzierung der lateralen Verschiebung durch eine Gitterphase.

Durch die komplexe Addition von zwei Phasenmasken (4.3) entsteht ein neues Phasenmuster, das die Eigenschaften der beiden einzelnen Phasen vereint:

$$\phi_3(x) = \arg \left(e^{i\phi_1(x)} + e^{i\phi_2(x)} \right). \quad (4.3)$$

Im Fall von zwei geblazten Gittern mit identischer Gitterperiode aber entgegengesetzter Beugungsrichtung ergibt sich dadurch ein Rechteckgitter mit einem Phasenhub von π , das den Eingangsstrahl in die ± 1 -ten Beugungsordnungen abbildet. Abbildung 4.3 demonstriert dies an einem Beispiel. Komplexere Anordnungen von N Fokuspunkten lassen sich durch die Phasenaddition der zugehörigen N geblazten Phasengitter jedes einzelnen Fokus erreichen. Verschiedene Beispiele sind im Anhang C dargestellt.

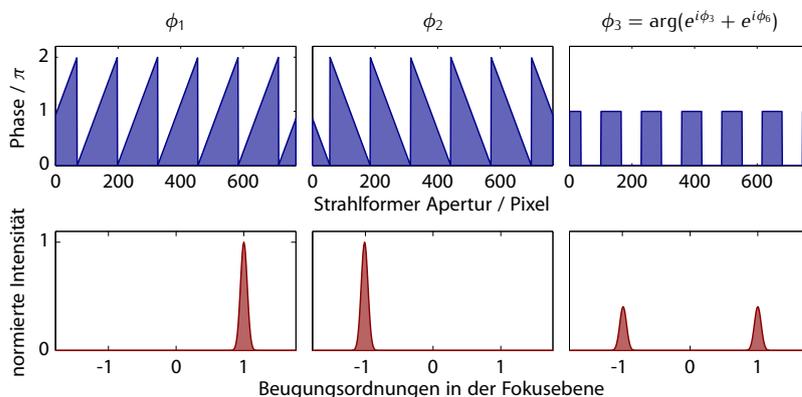


Abbildung 4.3: Phasenmasken von geblazten Phasengittern ϕ_1 und ϕ_2 sowie dem daraus resultierenden Rechteckgitter ϕ_3 . Die unterhalb abgebildete Intensität zeigt die Beugung in der Fokusebene bei einem gaussförmigen Eingangsstrahl.

Die hier skizzierte Aufteilung eines Laserstrahls in zwei Foki wird im folgenden Abschnitt genauer betrachtet.

4.1.2 Erzeugung von zwei Foki mit variablem Abstand

Wie zuvor gezeigt, lässt sich mit einem Rechteckgitter eine Aufteilung des Laserstrahls in zwei Foki realisieren. Um die Abhängigkeit von der Phase und der Gitterperiode zu ermitteln, wird im Folgenden eine analytische Lösung der Beugung nach [Boi72] vorgestellt. Die Phasenfunktion eines rechteckigen Phasengitters ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

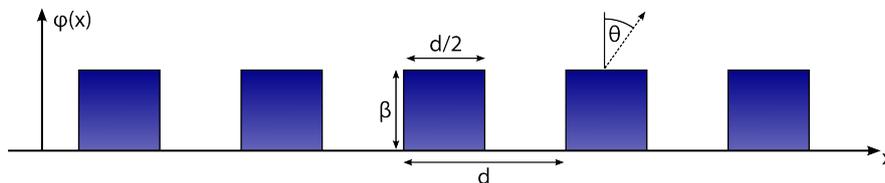


Abbildung 4.4: Phasenprofil eines periodischen Rechteckgitters

Dieses eindimensionale Gitter besteht aus N beugenden Elementen mit einer Breite d und Phasenhub β . Die Phasenfunktion einer Periode dieses Gitters ist gegeben durch:

$$\phi_P(x) = \begin{cases} \beta & \text{für } 0 < x < \frac{d}{2} \\ 0 & \text{für } \frac{d}{2} < x < d \end{cases} . \quad (4.4)$$

Die gesamte Phasenfunktion wird berechnet durch die Faltung mit einer Kamm-Funktion aus

periodisch vorkommenden Delta-Funktionen:

$$\phi(x) = \phi_P(x) \otimes \text{comb}(x) \quad \text{mit} \quad \text{comb}(x) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(x - kd). \quad (4.5)$$

Das Beugungsbild dieser Phasenmaske im Fernfeld wird durch die eindimensionale Fouriertransformation (analog zu Gleichung 2.20) beschrieben. Durch die Faltung erhält man die resultierende Intensität $I(u)$ als Multiplikation des Beugungsmusters einer einzelnen Periode $E(u)$ mit einem Interferenzterm $I_F(u)$:

$$I(u) = E(u)I_F(u) \quad , \quad (4.6)$$

mit

$$E(u) = \left| \int_0^d e^{-i\phi(x)} e^{-i\frac{ux}{d}} dx \right|^2 \quad , \quad (4.7)$$

und der Interferenz zwischen N verschiedenen beugenden Elementen des Gitters

$$I_F(u) = \frac{\sin^2(2Nu)}{\sin^2(2u)} \quad . \quad (4.8)$$

Hierbei ist $u = \frac{\pi d \sin \Theta}{2\lambda}$ eine Maßzahl für die entstehende Beugungsordnung, in Abhängigkeit vom Beugungswinkel Θ . Der Interferenzterm I_F legt die Position der Hauptmaxima fest, deren Intensität durch die Phasenfunktion $\phi(x)$ bzw. der daraus resultierende Beugungsfunktion $E(u)$ definiert wird. Durch Einsetzen von Gleichung (4.4) in Gleichung (4.7) folgt für die Funktion der Einhüllenden:

$$E(u, \beta) = \begin{cases} \cos^2\left(\frac{\beta}{2}\right) & \text{für } u = 0 \\ \sin^2(u) \cos^2\left(u + \frac{\beta}{2}\right) \frac{1}{u^2} & \text{für } u \neq 0 \end{cases} \quad . \quad (4.9)$$

Abbildung 4.5 illustriert die Beugung eines Phasengitters in Abhängigkeit der Gitterphase. Die Maxima liegen jeweils bei $u = \pm m \frac{\pi}{2}$. Für eine Gitterphase von $\phi = \pi$ wird der Strahl in zwei Strahlen aufgeteilt. Die Beugung geht dabei zu 81 % in die ± 1 -te Beugungsordnung.

Hier wurde die Beugung in Abhängigkeit eines Beugungswinkels betrachtet. Aus der Gittergleichung folgt, dass der Beugungswinkel Θ_m für eine gegebene Beugungsordnung invers zur Periodenlänge skaliert:

$$\sin(\Theta_m) = \frac{m\lambda}{d} \approx \frac{1}{d} \quad (4.10)$$

Analog zur Diskussion zu Gleichung 4.2 wird auch hier durch die Fokussierung mit einer Linse der Winkel zwischen $m \pm 1$ linear auf einen lateralen Abstand abgebildet.

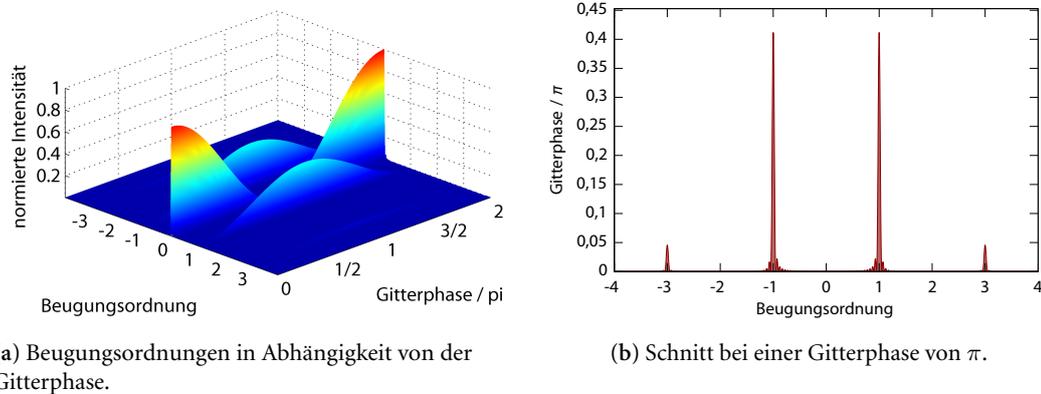


Abbildung 4.5: Simulation der Beugung eines Rechteck-Phasengitters.

Eine Betrachtung der Leistungsverteilung des Laserstrahls mit einer rechteckigen Phase über die z -Achse ergibt, dass die Aufteilung in zwei Beugungsordnungen nur im Fokuspunkt existiert. Die Verteilung lässt sich über die Berechnung der Fresnel-Beugung entlang der z -Achse simulieren (Gleichung (2.30)). Entsprechende Beispiele sind in Abbildung 4.6 abgebildet.

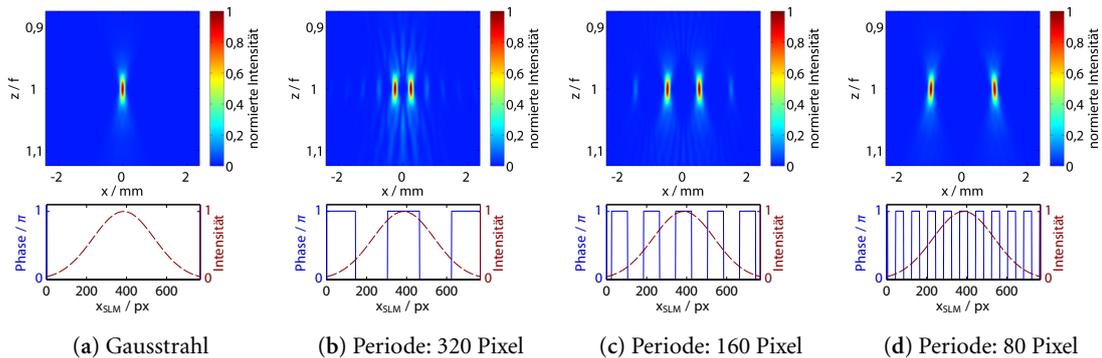


Abbildung 4.6: Schnitt durch die Intensitätsverteilung entlang der x - z -Achse (obere Reihe). Die untere Reihe zeigt die zugehörige Phasenmaske. Die Werte wurden mit einer Brennweite von $f = 2$ m und einer Phasenmaske mit einer Apertur von 20 mm berechnet. (a) Strahlentwicklung einer unveränderten Gaußverteilung, (b)-(d) Strahlformung eines Rechteckgitters mit unterschiedlichen Periodenlängen bei einer Auflösung des Phasengitters von 768 Pixeln.

4.1.3 Fresnel-Linsen

Die analytische Phasenfunktion einer sphärischen Linse ist gegeben durch (2.18). In diffraktiven Phasenmasken ist der maximale Phasenhub begrenzt, typischerweise auf einen Bereich von $0 - 2\pi$. Die Phasenmaske einer Linse, auch als Fresnel-Linse bezeichnet, erhält man in diesem

Fall durch Berechnung der analytischen Phasenfunktion (2.18) modulo 2π :

$$\phi_{\text{Fresnel}}(x) = \left(-\frac{2\pi}{\lambda} \frac{x^2}{2f} \right) \bmod 2\pi . \quad (4.11)$$

Mit einer Fresnel-Phasenmaske lässt sich dadurch die Fokusposition entlang der axialen Achse verschieben (Abbildung 4.7).

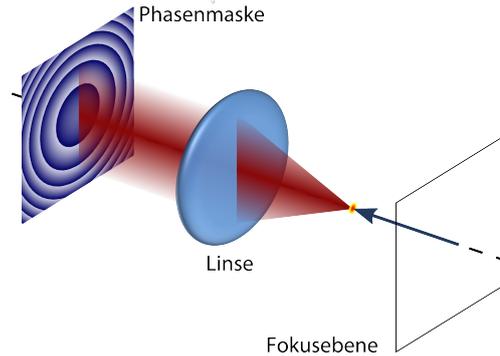


Abbildung 4.7: Der Fokuspunkt der fokussierenden Linse wird durch eine parabolische Phasenfunktion der Phasenmaske in axialer Richtung verschoben.

4.1.4 Strahlformung in drei Dimensionen

Durch die Kombination der Phasenfunktionen einer Linse und der eines geblazten Gitters erhält man eine Phase, die den Fokus sowohl in axialer als auch in lateraler Position verschiebt

$$\phi_{\text{Fokus}}(x) = \phi_{\text{Fresnel}}(x) + \phi_{\text{Blazed}}(x) . \quad (4.12)$$

Die Phasenfunktion für mehrere Foki berechnet man wie in Gleichung (4.3) durch die Addition der komplexen Funktionen $e^{i\phi_{\text{Fokus}}}$ und der anschließenden Berechnung der zugehörigen Phasen aus dem Argument der komplexen Werte. Für das Beispiel aus Abbildung 4.8 entspricht das

$$\phi_7(x) = \arg \left(e^{i(\phi_3(x))} + e^{i(\phi_6(x))} \right) . \quad (4.13)$$

Im Falle einer symmetrischen Verschiebung von zwei Foki in der horizontalen und vertikalen Ebene, realisiert durch einen Vorzeichenwechsel in der Brennweite und dem geblazten Gitter, entspricht die resultierende Phasenmaske einem binären Rechteckgitter mit einer quadratisch modulierten Periodizität. Diese Entwicklung der Phasenfunktion ist in Abbildung 4.8 skizziert.

Die Verschiebung eines Fokus in allen drei Dimensionen lässt sich durch eine Berechnung der Fresnel-Beugung entlang der z -Achse simulieren (Gleichung (2.30)). In Abbildung 4.9 ist die Verschiebung der Foki mit einer Konfiguration wie in Abbildung 4.8 entlang der x - z -Achse dargestellt.

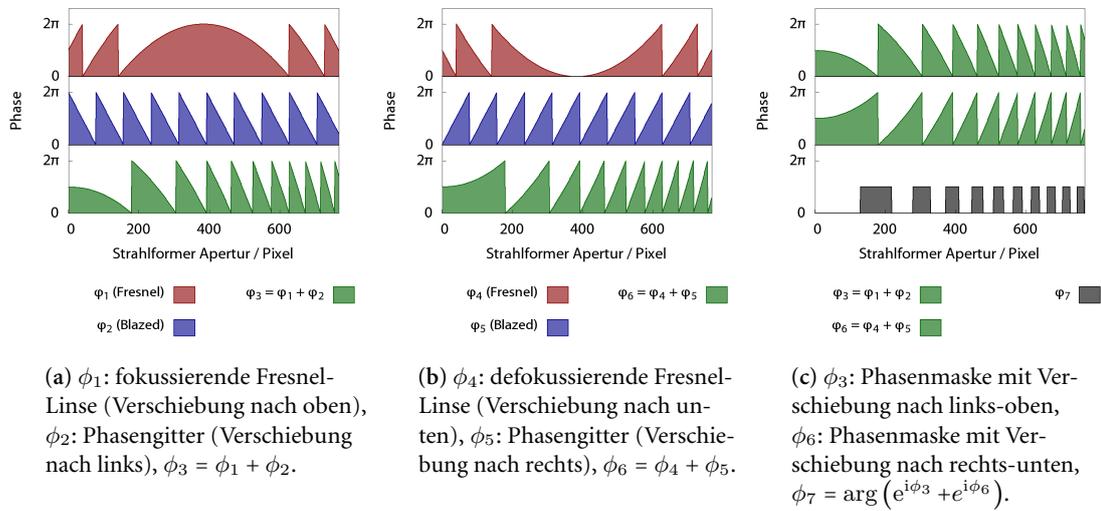


Abbildung 4.8: Phasenmasken von geblazten Gittern und Fresnel-Linsen.

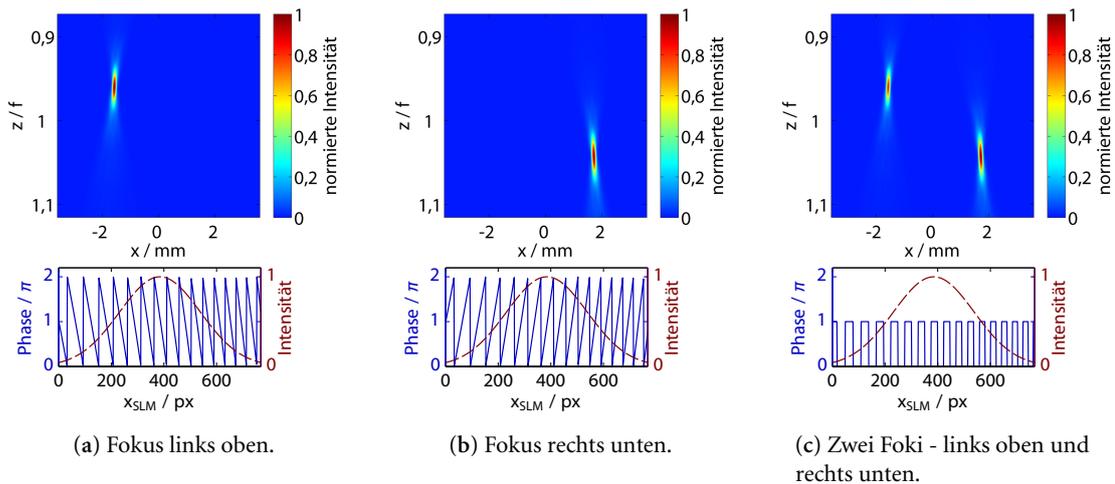


Abbildung 4.9: Positionierung von Foki in drei Dimensionen. Die Simulationen zeigen die x - z -Achse berechnet mit Fresnel-Beugung (oben) mit zugehöriger Phasenfunktion (unten). Dargestellt ist der eindimensionale Schnitt durch die zweidimensionale Phasenmaske. Die Brennweite beträgt hier $f = 2$ m und der Strahlformer hat eine Apertur von 20 mm.

4.2 Aufbau

Für die folgenden Experimente wurde in den Strahlweg des zuvor verwendeten Aufbaus (Kapitel 3) ein Strahlformer (*Spatial Light Modulator, SLM*) integriert. Der geänderte Aufbau ist in Abbildung 4.10 skizziert. Der SLM ist ein auf Flüssigkristallen basierender Phasenmodulator

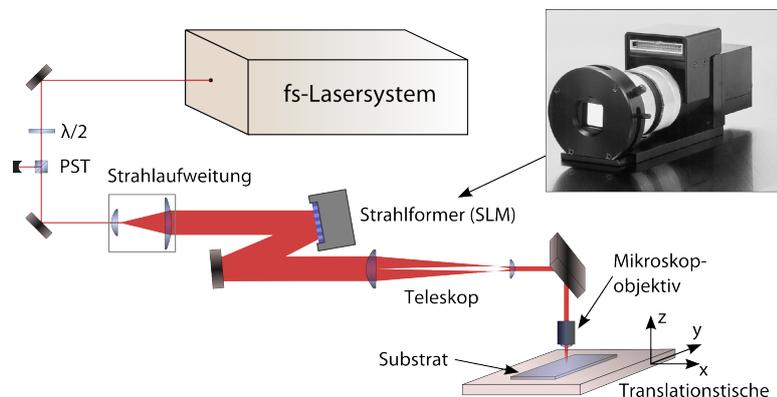


Abbildung 4.10: Schematischer Aufbau der Strahlführung zum Schreiben von Wellenleitern in Quarzglas. Der integrierte Strahlformer (SLM) ermöglicht die Erzeugung von mehrfachen Brennpunkten im Fokus. ($\lambda/2$: Halbwellenplatte, PST: Polarisationsstrahlteiler).

(Hamamatsu PPM, Model X8267-15), bestehend aus einer Matrix mit 768×768 Pixeln und einer Pixelgröße von $\approx 26 \times 26 \mu\text{m}^2$. Die Phasenwerte der Pixelmatrix lassen sich über einen Computer ansteuern. Die Eigenschaften des SLM werden im anschließenden Abschnitt 4.2.1 näher beschrieben.

Die Leistung kann über eine $\lambda/2$ -Wellenplatte und einen Polarisationsstrahlteiler angepasst werden. Die Wellenplatte ist dabei in einem motorisierten Rotationstisch der Firma Standa montiert (Standa 8MR150). Mithilfe einer Strahlauflerung (Linos bm.x) wird der Laserstrahldurchmesser auf 16 mm erweitert, so dass die $20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ große Apertur des Strahlformers ausgeleuchtet ist. Der SLM steht dabei unter einem geringen Winkel, um den eingestrahlenen Strahl und den reflektierten geformten Strahl voneinander trennen zu können. Anschließend wird der aufgeweitete Strahl mit einem zweiten Teleskop wieder auf die Größe der Eingangsapertur des Mikroskopobjektivs verkleinert. Hinter diesem Teleskop ist der Strahl kollimiert, sodass die Phasenmaske des SLM auf die Eingangsapertur des Mikroskopobjektivs mit einer geringeren Größe abgebildet wird.

4.2.1 Räumlicher Strahlformer (Spatial Light Modulator)

Das Grundprinzip des verwendeten optischen Strahlformers wird im Anhang B ausführlich vorgestellt. Dieser hat einen speziellen Aufbau, bei dem die Flüssigkristalle nicht wie bei einem LC-Display über eine Matrix aus elektrischen Kontakten, sondern über eine indirekte optische Ansteuerung ausgerichtet werden, siehe B.2

Diese „optische Ausrichtung“ der Flüssigkristalle hat den Vorteil, dass der Flüssigkristall vollständig ausgeleuchtet wird. Durch das Fehlen einer elektrischen Maske zur Ansteuerung der Pixel sind damit keine Abbildungsfehler aufgrund der zusätzlichen Pixelansteuerung zu erwarten, die unerwünschtes Streulicht in höheren Beugungsordnungen erzeugen würde. Gleichzeitig werden allerdings scharfe Kanten in der zu erzeugenden Phasenmaske durch die optische Übertragung

der Phasenmaske auf die Flüssigkristallschicht des SLM-Moduls abgerundet, wie in Abbildung 4.11 angedeutet. Dieser Effekt tritt allgemein bei flüssigkristallbasierten Phasenmodulatoren auf [Apt04].

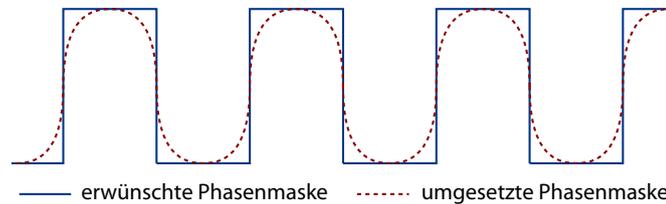


Abbildung 4.11: Skizzierte Darstellung der Abrundung von steilen Flanken einer rechteckigen Phasenmaske.

Die Spezifikationen des Gerätes sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Für die weiteren Experimente ist die Phasenänderungsfrequenz von 3 Hz von besonderer Bedeutung, die sich aus der Anstiegs- und Abklingzeit zusammensetzt. Bei einem Wechsel des Phasenmusters auf dem SLM vergehen 330 ms, bis die gewünschte Phasenmaske umgesetzt ist. In der Übergangszeit führt der Modulator eine unerwünschte nicht kontrollierbare Phasenmodulation durch.

Parameter	X8267-15 XGA
Eingangssignal:	XGA (1024 × 768)
Auflösung:	768 × 768 Pixel
Effektive Bildfläche:	20 × 20 mm (abgerundete Ecken)
Phasenmodulation:	0 – 2,2 π
Wellenlängenbereich:	1000–1100 nm
Max. Leistung:	$\approx 2 \text{ W/cm}^2$
Bildfrequenz:	3 Hz
Anstiegszeit:	184,2 ms, bei π -Phase
Abklingzeit:	325,7 ms, bei π -Phase

Tabelle 4.1: Spezifikationen des Phasenmodulators X8267-15 XGA der Firma Hamamatsu.

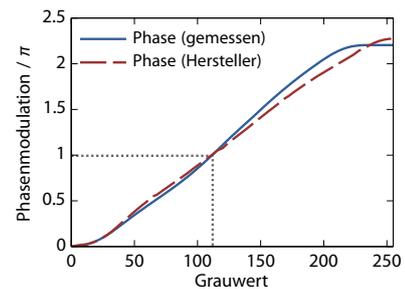


Abbildung 4.12: Kalibrationskurve der angelegten Grauwerte zur resultierenden Phasenmodulation. Ein-gezeichnet ist der Wert für π mit einem Index von 112. Die Messung der Phase ist im Anhang B.3 erläutert.

4.3 Experimente

Bei der Erzeugung von Wellenleitern mit Femtosekunden-Laserpulsen werden photonische Komponenten mit mehreren parallelen Wellenleitern, wie z.B. Koppler, üblicherweise hintereinander geschrieben. Die Eigenschaften dieser Leistungskoppler hängen von sehr genau einstellbaren Abständen und gleichen Brechungsindexprofilen zwischen den zwei koppelnden Wellenleitern ab (siehe Abschnitt 2.3.3). Die Genauigkeit des Abstandes ist bei dem hintereinander folgenden Schreiben der einzelnen Arme des Kopplers direkt abhängig von der Genauigkeit des Positioniersystems. Zusätzlich kann das Schreiben eines Wellenleitern nach dem anderen zu unterschiedlichen optischen Eigenschaften führen, insbesondere bei kleinem Abstand, da der zweite Wellenleiter in der Umgebung einer bereits veränderten Materialstruktur hergestellt wird. In den folgenden Experimenten wird vorgestellt, wie mit zwei parallelen Foki photonische Komponenten in einem einzelnen Schreibvorgang hergestellt werden und gleichzeitig eine präzise Kontrolle über den Abstand zwischen den Wellenleitern erreicht wird.

Zunächst werden einige Eigenschaften bei der Fokussierung von zwei Foki untersucht, dann die Ergebnisse mit geraden parallel erstellten Wellenleitern vorgestellt. Als funktionale photonische Bauelemente werden anschließend Koppler und Strahlteiler vorgestellt [Pos09], letztere auch mit Ausgängen in unterschiedlichen Höhen [Pos10].

Diese Schreibvorgänge wurden alle in einer Fokussiertiefe von $150\ \mu\text{m}$ mit einer Verfahrgeschwindigkeit von $100\ \mu\text{m/s}$ durchgeführt. Die Polarisation der Laserstrahlung war linear und parallel zur Schreibrichtung.

4.3.1 Voruntersuchungen

Bei der experimentellen Umsetzung der Strahlformung, speziell von Phasengittern, ergeben sich einige Abweichungen von der Theorie, die für die folgenden Experimente zu berücksichtigen sind. Die Kalibrationskurve für die Phase in Abhängigkeit von dem angelegten Grauwert (siehe Abbildung 4.12) spezifiziert einen Wert von ≈ 112 für einen Phasenhub von π . Bei der Beugung von Rechteckgittern entspricht dies einer minimierten nullten Beugungsordnung (siehe Abschnitt 4.1.2). Eine Ermittlung des dazugehörigen Grauwerts in Abhängigkeit der Gitterperiode ergibt jedoch eine deutliche Abweichung. Der funktionale Zusammenhang ist eine Hyperbel, dargestellt in Abbildung 4.13. Der Hintergrund für diesen deutlichen Anstieg bei kleinen Gitterperioden ist die Abrundung der scharfen Kanten in der Flüssigkristallschicht (siehe 4.2.1), die den effektiven Phasenhub absenkt. Daher wird für die folgenden Experimente der Grauwert für einen π -Phasenhub anhand dieser Kalibrationskurve ausgewählt.

Eine weitere Limitierung der Strahlformung ist in Abbildung 4.14 dargestellt. Im Gegensatz zu Gaußstrahlen mit einer konstanten Phase ändert sich das Strahlprofil bei einer zusätzlichen Phasenmodulation bei der Strahlpropagation durch die Fresnelbeugung. Diese führt bei einem Phasengitter zu einer Divergenz, deren Winkel mit der Gitterperiode hyperbolisch abnimmt. Dies äußert sich in der Transmission des Mikroskopobjektivs als Verlust, der mit kleinen Perioden deutlich zunimmt. So beträgt der zusätzliche Verlust bei einer Periode von 20 Pixeln etwa 5%. Dieser Verlust ist tolerierbar, da er keinen messbaren Einfluss auf die Materialveränderung hat.

Kleinere Perioden würden zu Verlusten führen, die einen negativen Einfluss auf die Materialveränderung haben. Daher wurde in den Experimenten nicht mit Gitterperioden kleiner als 20 Pixeln gearbeitet.

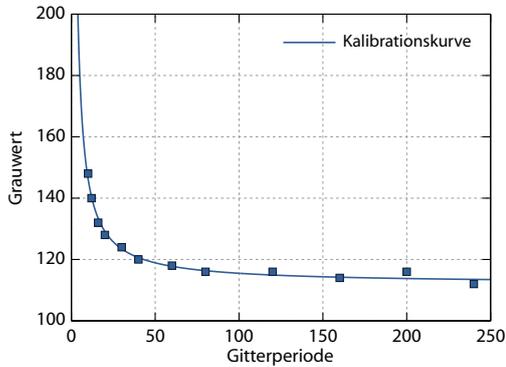


Abbildung 4.13: Kalibration der Grauwerteinstellung für einen π -Phasenhub in Abhängigkeit der Gitterperiode.

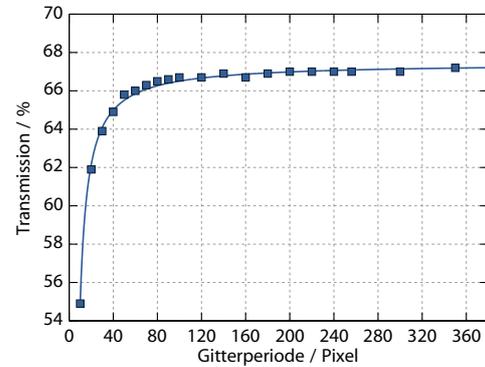


Abbildung 4.14: Abhängigkeit der Transmission eines Mikroskopobjektivs von der Gitterperiode.

4.3.2 Parallele Wellenleiter

Mithilfe der Strahlformung und eines rechteckigen Phasengitters mit einem Kontrast von π lassen sich im Brennpunkt einer Linse zwei Foki mit variablem Abstand in Abhängigkeit von der Gitterperiode erzeugen (siehe Abschnitt 4.1.2). Diese phasenmodulierten Laserstrahlen wurden verwendet, um in Quarzglassubstraten zwei Wellenleiter gleichzeitig zu erzeugen. Die Schreibgeschwindigkeit für diese Versuche betrug $100 \mu\text{m}/\text{s}$. Parallele Wellenleiter wurden mit numerischen Aperturen von 0,35, 0,5 und 0,65 erzeugt. Die benötigte Pulsenergie zum Schreiben von zwei Wellenleitern beträgt das 1,25-fache der benötigten Energie für einen Wellenleiter, da die Strahlformung zu Beugungsverlusten führt (siehe Abschnitt 4.1.2). In Abbildung 4.15 sind Mikroskopbilder der Wellenleiterpaare, erzeugt mit NA 0,65, abgebildet.

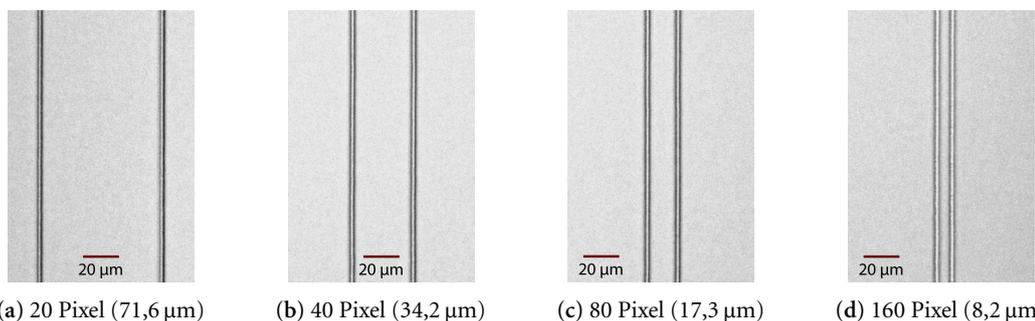


Abbildung 4.15: Mikroskopbilder von parallel erzeugten Wellenleitern mit unterschiedlichen Abständen in Abhängigkeit von der Periode des angelegten Phasengitters. Diese Strukturen wurden bei einer Schreibgeschwindigkeit von $100 \mu\text{m}/\text{s}$ und einer Pulsenergie von $0,3 \mu\text{J}$ pro Fokus, bei Fokussierung mit NA 0,65 hergestellt.

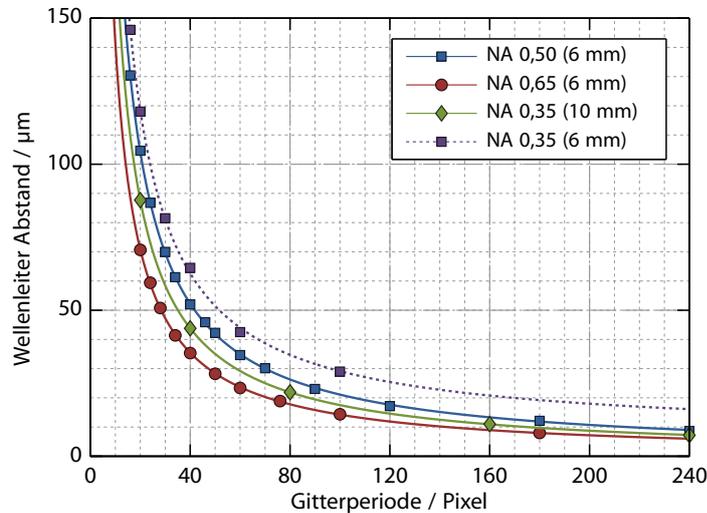


Abbildung 4.16: Abstand zwischen zwei parallelen Wellenleitern in Abhängigkeit der Gitterperiode für Fokussierungen mit NA 0,3, 0,5 und 0,65. Die Werte in Klammern geben den Strahldurchmesser vor dem Objektiv an.

Abbildung 4.16 stellt den Zusammenhang für die gemessenen Abstände zwischen zwei Wellenleitern als Funktion der Gitterperiode dar, ermittelt aus den Abständen der Mikroskopbilder (Abbildung 4.15). Dargestellt sind die Ergebnisse für verschiedene Fokussierungen. Für eine NA 0,65 variiert der Abstand von $70\ \mu\text{m}$ zu $8\ \mu\text{m}$ für Gitterperioden von 20 zu 180 Pixeln (px). hyperbolischen Kurve ($\sim 1/x$) überein, siehe Gleichung (4.10) auf Seite 53. Der Abstand der Wellenleiter skaliert mit dem Quotienten Brennweite/Strahldurchmesser. Entsprechend vergrößert sich der Wellenleiterabstand bei einer NA 0,5 im Vergleich zur NA 0,65 (Brennweite 4,6 mm) um den Faktor 1,43 aufgrund der längeren Brennweite von 6,6 mm der NA 0,5, siehe Tabelle 3.3. Bei einer Gitterperiode von 20 px entspricht dies einer Abstandsänderung von $70\ \mu\text{m}$ auf $104\ \mu\text{m}$. Zusätzlich wird der Abstand für kleinere Strahldurchmesser größer. In Abbildung 4.16 sind zwei Abstandskurven bei einer NA 0,35 dargestellt: zum einen mit einem an die Apertur angepassten Strahldurchmesser von 10 mm und zum anderen mit einem verkleinerten Strahldurchmesser von 6 mm. Der Wellenleiterabstand vergrößert sich entsprechend dem Verhältnis der Durchmesser von $10/6$, z. B. bei 40 px von $42\ \mu\text{m}$ auf $65\ \mu\text{m}$ durch den verkleinerten Strahldurchmesser.

Die erreichbaren Abstände sind durch die anwendbaren Gitterperioden begrenzt. Einerseits der maximale Abstand durch die kleinste verwendbare Gitterperiode – bei diesem Phasenformer 20 Pixel. Kleinere Perioden führen zu einer ansteigenden Abweichung der erzeugten von der angelegten Phase, wodurch die Beugungseffizienz wesentlich abnimmt. Zusätzlich steigen die Transmissionsverluste am Objektiv erheblich, wie im vorherigen Abschnitt vorgestellt. Andererseits ist der kleinste Abstand durch die größte verfügbare Periode vorgegeben, welche der vollen Apertur mit 768 Pixeln entspricht. Bei einer Fokussierung mit NA 0,65 entspricht dies einem Abstand von $2\ \mu\text{m}$. Die Breite der Materialveränderung beträgt ungefähr $4,5\ \mu\text{m}$, wes-

(a) Verluste: $-4,9 \text{ dB/cm}$, Größe: $5,2 \times 8,0 \mu\text{m}$ (b) Verluste: $-5,0 \text{ dB/cm}$, Größe: $5,8 \times 8,2 \mu\text{m}$

Abbildung 4.17: Modenprofile simultan erzeugter Wellenleiter: (a) linker Wellenleiter, (b) rechter Wellenleiter. Geschrieben mit einer NA 0,65 mit 400 nJ pro Fokus.

halb es bei dem minimalen Abstand von $2 \mu\text{m}$ zu einer Überlagerung der Foki kommt, was zu den in Abschnitt 3.4.5 beschriebenen Perlenstrukturen führt. In den Experimenten wurden daher nur Perioden in einem Bereich von $20 - 370 \text{ px}$ verwendet. Aufgrund des hyperbolischen Kurvenverlaufs ist für lange Perioden die Steigung der Kalibrationskurve sehr klein, sodass geringe Wellenleiterabstände mit einer hohen Genauigkeit erreichbar sind. Die Steigung der Kurven in Abbildung 4.16 ergibt bei der minimalen Periode von 20 px eine Abstandsänderung pro Periodenschritt von $1,8 \mu\text{m/px}$, jedoch oberhalb von 60 px eine Auflösung unterhalb von $0,2 \mu\text{m/px}$.

Die Analyse der parallelen Wellenleiter wurde mit dem in Abschnitt 3.3 beschriebenen Aufbau durchgeführt. Die Verluste unterscheiden sich bei gleichzeitig erzeugten parallelen Wellenleitern nur geringfügig von den Verlusten einzeln geschriebener Wellenleiter. Zudem weisen die parallelen Wellenleiter jeweils sehr ähnliche Modenprofile und Verluste auf, wie an einem Beispiel in Abbildung 4.17 zu sehen ist. Ein Einfluss der Gitterperiode auf die Leitungseigenschaften konnte nicht festgestellt werden. Die Ergebnisse für alle Wellenlängen und Fokussierungen sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Die Unterschiede im Vergleich zu einzeln geschriebenen Wellenleitern liegen im Rahmen der statistischen Variation, sodass sich festhalten lässt, dass die Strahlformung keinen negativen Einfluss auf die Wellenleiterstrukturen hat.

Tabelle 4.2: Zusammenfassung der Ergebnisse für parallel erstellte Wellenleiter geschrieben mit verschiedenen Fokussierungen und analysiert mit den Wellenlängen 974 und 1550 nm. Breite und Höhe beziehen sich auf den MFD des gemessenen Modenprofils.

Wellenlänge	974 nm		1550 nm
	0,50	0,65	0,35
Verluste / $-\text{dB/cm}$	$5,5 \pm 0,2$	$4,7 \pm 0,9$	$3,6 \pm 0,9$
Breite / μm	$6,2 \pm 0,3$	$5,9 \pm 0,9$	$20,5 \pm 3,4$
Höhe / μm	$10,3 \pm 1,7$	$8,1 \pm 0,8$	$24,4 \pm 2,1$

4.3.3 Dynamische Variation des Abstandes

Die dynamische Veränderung des Wellenleiterabstandes erfordert eine zeitlich variierende Phasenmaske. Aufgrund der endlichen Antwortzeiten der Pixel für einen Phasenübergang von null nach π mit Anstiegs- und Abfallzeiten von < 190 ms (Anstieg) und < 330 ms (Abfall) tritt eine undefinierte und unerwünschte Beugung während der Phasenänderung der Pixel ein. Um dieses Problem zu minimieren, wurde eine gleichmäßige Änderung der Phasengitterstruktur implementiert, wie in Abbildung 4.18(a) zu sehen. Dargestellt ist die Veränderung des Phasengitters für eine lineare Abstandsänderung über eine Zeitdauer von 100 Sekunden. Die Phasenmasken werden mit einer Rate von 20 Hz an den SLM angelegt, so dass die pixelweise Phasenänderung über den gesamten Zeitraum gleichmäßig verteilt ist. Die Periode verringert sich in diesem Beispiel von 512 auf 40 Pixel. Um die Phasenänderung zu erhalten, wird zuerst eine Abstandsänderung der Foki über der Zeit festgelegt, z. B. eine lineare oder eine gekrümmte Kurve und anschließend anhand der Perioden-Abstands Kalibrationskurve (siehe Abbildung 4.16) die zugehörigen Perioden ermittelt. Entsprechend des hyperbolischen Zusammenhangs ist die Periodenänderung für eine lineare Abstandsänderung ebenfalls hyperbolisch.

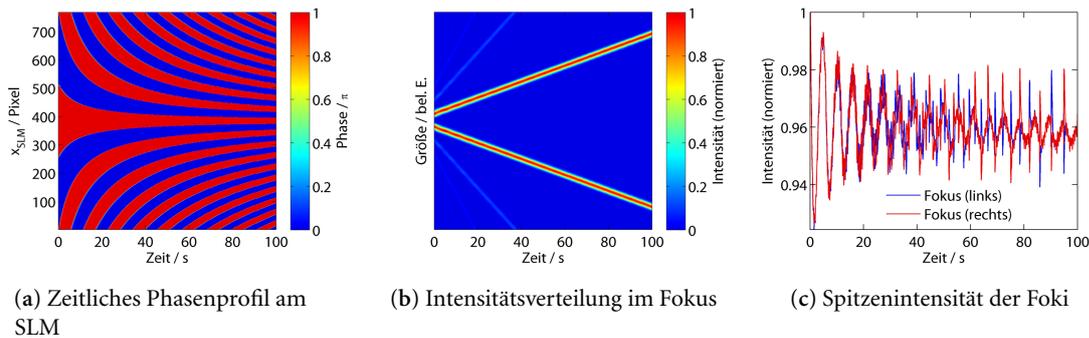


Abbildung 4.18: Lineare Vergrößerung des Wellenleiterabstandes durch ein zeitlich variiertes Phasengitter. Die Perioden variieren von 512 px zu 40 px. Der Abstand skaliert in der Fokusebene mit der Brennweite des Objektivs, wie in Abbildung 4.16 zu sehen.

Die resultierende Intensitätsverteilung im Fokus ist in Abbildung 4.18(b) dargestellt. Mehrere Beugungsordnungen sind zu sehen, aber nur die ± 1 -te Ordnung ist intensiv genug, um eine Materialänderung zu bewirken. Ein Vergleich der Spitzenintensität in den beiden ersten Ordnungen (Abbildung 4.18(c)) zeigt eine im Mittel um 4 % abgesenkte Spitzenintensität mit Schwankungen bis zu 2 %. Dieses Rauschen ist auf die in der Simulation berücksichtigten endlichen Antwortzeiten des Strahlformers zurückzuführen.

4.3.4 Kopplerstrukturen

Die in Abschnitt 2.3.3 eingeführte Kopplung der evaneszenten Felder in parallelen Wellenleitern mit geringem Abstand wird in *Kopplern* gezielt zur Leistungsaufteilung angewendet. Zur Erstellung von Kopplern in einem einzigen Schreibvorgang wurde das im vorherigen Abschnitt

vorgestellte Verfahren angewendet, bei dem sich der Abstand der parallelen Wellenleiter dynamisch während der Bewegung des Substrates verändert.

Abbildung 4.19 skizziert die verwendete experimentelle Realisierung. In den Bereichen 1 und 5 sind die Wellenleiter so weit voneinander entfernt, dass es zu keiner Überkopplung von Leistung kommt. Im Bereich 2 und 4 werden die Lichtwellenleiter zusammen- bzw. auseinandergeführt. Diese Bereiche können entgegen der Darstellung in Abbildung 4.19 auch einen gekrümmten Verlauf aufweisen. Im Bereich 3 findet die eigentliche Kopplung zwischen den Moden in den Wellenleitern 1 und 2 statt. Die Länge L dieses Abschnittes und ihr Abstand d bestimmen das Leistungsverhältnis am Ausgang des Kopplers.

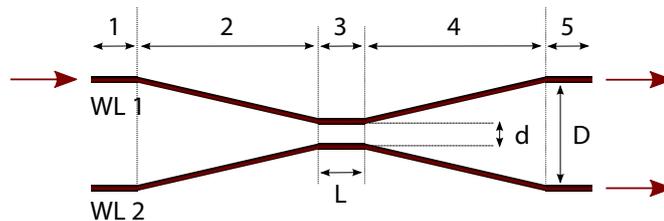


Abbildung 4.19: Schematischer Aufbau eines symmetrischen Kopplers. Leistung in Wellenleiter 1 wird in Abhängigkeit vom Abstand d und der Länge L in den Wellenleiter 2 übergekoppelt. Siehe Text für eine detaillierte Beschreibung des Koppleraufbaus.

Zunächst wurden Koppler mit einer linearen Abstandsänderung erstellt. Hierfür wurde die Länge von Bereich 1 und 5 auf 1 mm festgelegt, die Länge der Abstandsänderung auf 8 mm und die Wechselwirkungslänge (Bereich 3) auf 2 mm. Die resultierende Phasenmaske für eine Änderung der Gitterperiode von 20 auf 240 px ist in Abbildung 4.20 zusammen mit dem resultierenden Abstandsverlauf in der Fokusebene abgebildet.

Mit dieser Methode wurden verschiedene Kopplerstrukturen durch die Variation des zentralen Abstands der Wellenleiter in einem einzigen Schreibvorgang in Quarzglas geschrieben. Zur Fokus-

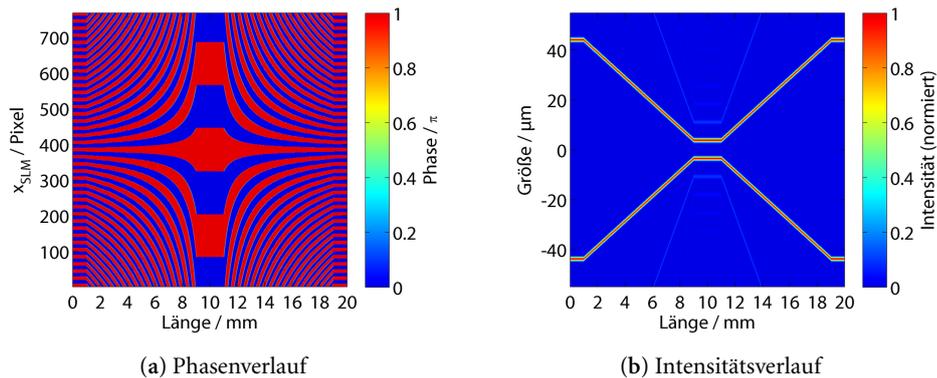


Abbildung 4.20: Simulation des Phasenverlaufs (a) und der daraus resultierenden Kopplerstruktur (b) mit linearer Abstandsänderung. Die Periode variiert von 20 px zu 240 px. Die Abstände in (b) wurden an die Abstandsskalierung für NA 0,35 angepasst.

sierung wurde ein Mikroskopobjektiv mit NA 0,35 verwendet. Die geringe Fokussierung wurde gewählt, um für eine Analyse mit 1550 nm einen größeren Modendurchmesser zu erreichen und damit eine bessere Kopplungseffizienz der Fasermode bei 1550 nm zum Wellenleiter. Die gesamte Pulsenergie betrug $1,6 \mu\text{J}$. Bei Berücksichtigung der Verluste des Mikroskopobjektivs ($\approx 25\%$) und der Verluste aufgrund der Beugung in höhere Ordnungen ($\approx 20\%$) entspricht dies einer Pulsenergie von 500 nJ pro Fokus. Bei einer Schreibgeschwindigkeit von $100 \mu\text{m/s}$ und einer Rate von 20 Hz werden 200 verschiedene Phasenmasken über einer Länge von 1 mm erreicht. Dies entspricht einer möglichen Abstandsänderung alle $5 \mu\text{m}$. Mikroskopbilder der erzeugten Koppler wurden mit dem Auflichtmikroskop stückweise aufgenommen. Um ein Gesamtbild zu erhalten, wurden diese Bilder zusammengesetzt und in der Länge um einen Faktor 20 verkleinert. Abbildung 4.21 zeigt Beispiele verschiedener Koppler. Die oszillierende Helligkeit im Hintergrund dieses Bildes ergibt sich aus der nicht homogenen Beleuchtung in einem einzelnen Mikroskopbild.

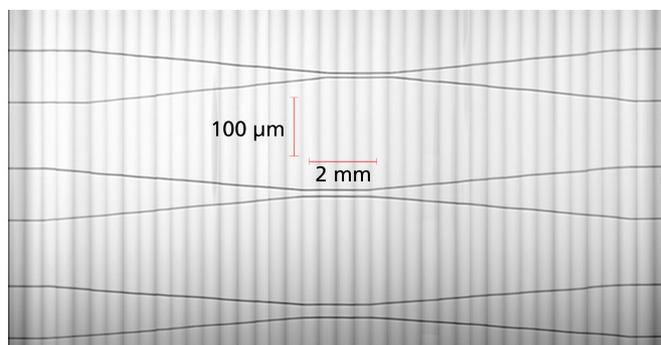


Abbildung 4.21: Mikroskopbilder von in Glas geschriebenen Kopplern erstellt mit einer NA 0,35. Das Bild ist zusammengestellt aus mehreren Bildern, jedes in der Länge um einen Faktor 20 herunter skaliert. Die Wellenleiter haben einen äußeren Abstand von $88 \mu\text{m}$ und einen zentralen Abstand von $8 \mu\text{m}$, $11 \mu\text{m}$ und $22 \mu\text{m}$.

Die Leitungseigenschaften der Koppler wurden sowohl mit dem eigenen Analyseaufbau als auch einem vergleichbaren System in Italien untersucht. Dieses Analysesystem verwendet als Strahlquelle ein Faserlaser bei 1550 nm (Santec, ECL-200) und zur Beobachtung der geführten Moden eine Vidicon Kamera (Hamamatsu, C2400). Das Objektiv zur Abbildung der Moden auf die Kamera wurde jeweils so gewählt, dass beide Ausgänge des Kopplers gleichzeitig abgebildet werden. Die Abbildungen 4.22 und 4.23 zeigen die geführten Moden für zwei Koppler mit einem Anfangsabstand von $88 \mu\text{m}$ und zentralen Abständen von jeweils $11 \mu\text{m}$ und $8 \mu\text{m}$. Gezeigt sind die Moden bei Wellenlängen von 1550 nm und 974 nm bei Einkopplung in den (im Bild) linken Wellenleiter. Bei einer Wellenlänge von 660 nm konnte eine Wellenleitung, aber keine Überkopplung beobachtet werden. Die Moden bei 1550 nm haben eine mittlere Größe von $20,5 \times 24,3 \mu\text{m}$ und die Moden bei 974 nm von $7,1 \times 9,4 \mu\text{m}$. In beiden Fällen überlappen sich die geführten Moden der parallelen Wellenleiter mit einem Abstand von $11 \mu\text{m}$, sodass es zu einer Leistungsüberkopplung kommt. Die Kopplungsrate unterscheidet sich jedoch in Abhängigkeit der Wellenlänge durch die Abhängigkeit des Kopplungsparameters γ von der Modengröße und dem wellenlängenabhängigen Brechungsindex (vergleiche Abschnitt 2.3.3).

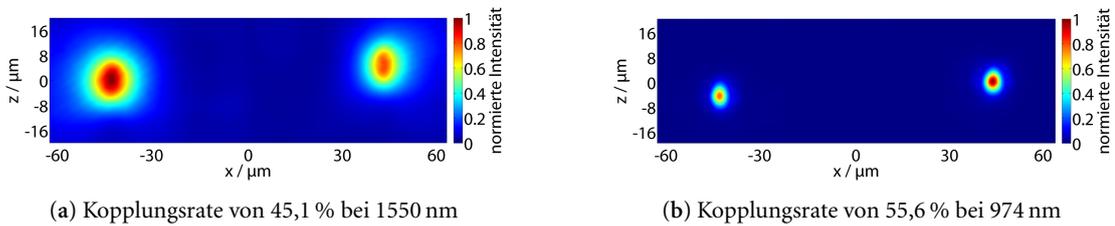


Abbildung 4.22: Nahfeldansicht des Kopplerausgangs mit Einkopplung des Lichts in den linken Wellenleiter. Der äußere Abstand beträgt $88 \mu\text{m}$ und der zentrale Abstand $11 \mu\text{m}$ mit einer Kopplungslänge von 2 mm .

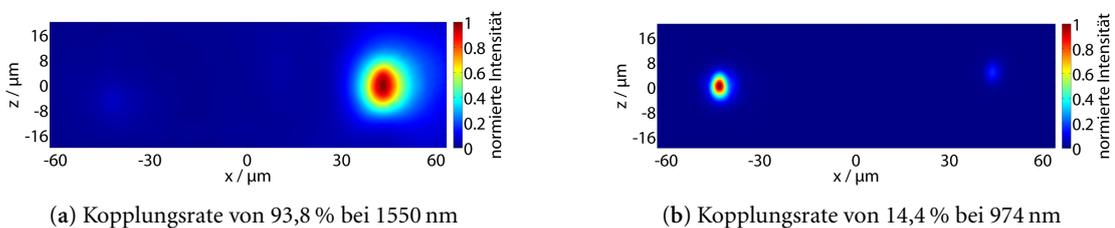


Abbildung 4.23: Nahfeldansicht des Kopplerausgangs mit Einkopplung des Lichts in den linken Wellenleiter. Der äußere Abstand beträgt $88 \mu\text{m}$ und der zentrale Abstand $8 \mu\text{m}$ mit einer Kopplungslänge von 2 mm .

Für unterschiedliche Abstände im zentralen Abschnitt des Kopplers variiert die Kopplungsrate zwischen null und nahezu 100 %. Der Kopplungskoeffizient C steigt mit sinkendem Abstand zwischen den Wellenleitern, was zu einer steigenden Oszillationsfrequenz γ für den Leistungsaustausch führt. Dadurch ergeben sich verschiedene Kopplungsraten bei Variation des Abstandes aber konstanter Wellenlänge und Interaktionslänge. Die Beobachtung von Kopplungsraten von nahezu 100 % (Abbildung 4.23(a)) deutet darauf hin, dass die Phasendifferenz $\Delta\beta$ (aus Gleichung (2.6)) verschwindend klein ist. Daraus folgt, dass die Leitungseigenschaften in beiden Wellenleitern sehr ähnlich sind.

Für einen Vergleich von identischen Kopplerstrukturen wurden in einem weiteren Schritt Koppler mit einer NA von 0,65 geschrieben. Im Gegensatz zu den vorherigen Strukturen wurde hier ein abgerundeter Kurvenverlauf gewählt, skizziert in Abbildung 4.24. Beispiele verschiedener Koppler mit unterschiedlichen zentralen Kopplungsabständen sind in Abbildung 4.25 dargestellt. Die Pulsenergie pro Wellenleiter betrug bei diesen Strukturen 450 nJ .

Wie zuvor kann auch mit diesen Kopplerstrukturen eine sehr hohe Kopplungsrate realisiert werden. Die Leitungsverluste, berechnet aus der Summe der Ausgänge, betragen über alle Koppler gemittelt $-7,9 \pm 0,9 \text{ dB/cm}$. Ein Vergleich dieser Werte mit den Leitungsverlusten bei einzelnen Wellenleitern ergibt einen Unterschied von $\approx 4 \text{ dB/cm}$. Diese Verluste sind auf Streuverluste in den Bereichen der linear oder gebogen geführten Annäherung der Wellenleiter zurückzuführen. Die Leistungsschwankungen in diesen Abschnitten, dargestellt in Abbildung 4.18(c), sind hierfür maßgeblich verantwortlich. Um die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse zu überprüfen, wurden mehrfach geschriebene identische Strukturen in den Überkopplungsraten verglichen. Diese

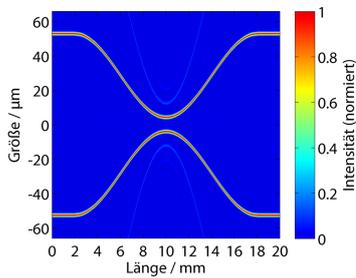


Abbildung 4.24: Kopplerstruktur mit sinus-förmiger Abstandsänderung entsprechend einer Periodenänderung von 20 px zu 256 px.

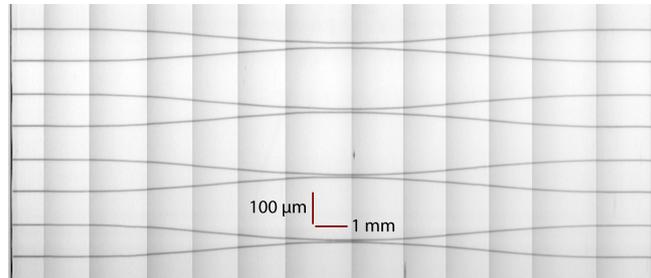
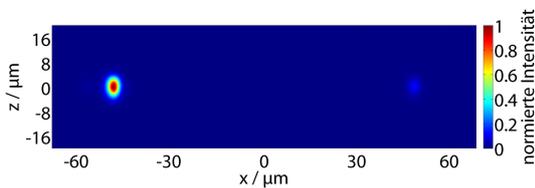
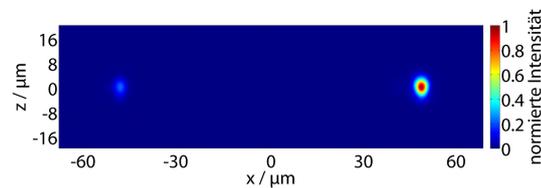


Abbildung 4.25: Mikroskopbilder von in Glas geschriebenen Kopplern erstellt mit einer NA 0,65. Die Wellenleiter haben einen äußeren Abstand von $98\ \mu\text{m}$ und einen zentralen Abstand von $18\ \mu\text{m}$, $12\ \mu\text{m}$, $10\ \mu\text{m}$ und $7\ \mu\text{m}$.



(a) Kopplungsrate von 11,5 %



(b) Kopplungsrate von 81,2 %

Abbildung 4.26: Nahfeldansicht des Kopplerausgangs mit Einkopplung des Lichts in den linken Wellenleiter. Die Analysewellenlänge ist $974\ \text{nm}$. (a) Koppler mit zentralem Abstand von $12\ \mu\text{m}$, (b) Koppler mit zentralem Abstand von $10\ \mu\text{m}$.

zeigen eine maximale Abweichung von 10 %, gemessen an 3 verschiedenen Kopplerstrukturen von jeweils 3 Kopplern mit Abständen von $12\ \mu\text{m}$, $10\ \mu\text{m}$ und $7\ \mu\text{m}$ mit mittleren Kopplungsraten von 6,1 %, 78,4 % und 66,2 %.

4.3.5 Strahlteiler

Die im Weiteren vorgestellten Strahlteiler dienen dazu, das Licht aus einem Wellenleiter definiert in zwei Wellenleiter symmetrisch aufzuteilen. Zur Herstellung wurde erneut der programmierbare Phasenmodulator eingesetzt, um eine Abstandsänderung der Foki während des Schreibprozesses zu erreichen. Die zeitliche Entwicklung des Phasengitters an dem SLM und die daraus berechnete Verteilung der Foki in der Fourierebene sind in 4.27 dargestellt.

Mit dieser Gittersequenz wurden Strahlteilerstrukturen in Quarzglas mit einer NA 0,65 bei einer Verfahrgeschwindigkeit von $100\ \mu\text{m/s}$ in einem einzelnen Schreibvorgang geschrieben. Der Bereich mit einem einzelnen Wellenleiter wird mit einer konstanten Phase von null geschrieben, und am Teilungspunkt wird das Phasengitter mit einem Phasenhub von π angelegt, um den Laserstrahl aufzuteilen. In diesem Punkt wird die Laserintensität angehoben (um einen Faktor 2,5), um die Schreibintensität für jeden Wellenleiter konstant zu halten. Die Intensität wurde mit einer Halbwellenplatte in einem motorisierten Rotationstisch (Standa 8MR150) über den Polari-

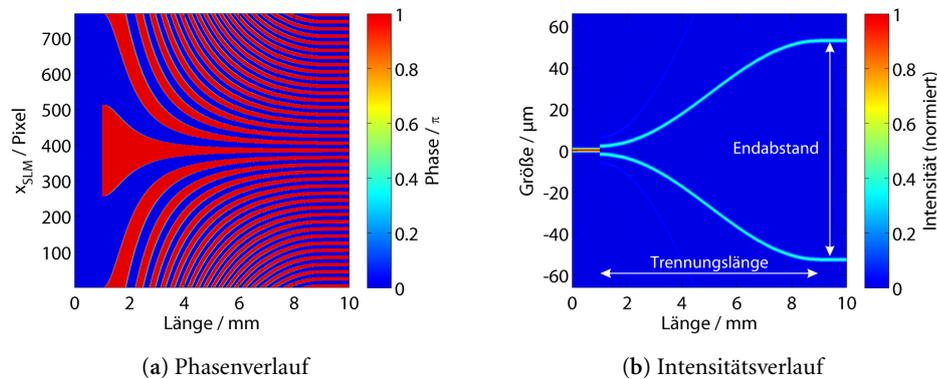


Abbildung 4.27: Strahlteilerstruktur aus einem zeitlich veränderlichen Phasengitter. (a) Zeitliches Phasenprofil am SLM, (b) Berechnete Intensitätsverteilung im Fokus. Die Perioden variieren von 512 px zu 20 px. Die Abstände in (b) wurden an die Abstandsskalierung für eine Fokussierung mit NA 0,65 angepasst.

sationsstrahlteiler geregelt. Die maximale Rotationsgeschwindigkeit des Tisches beträgt $36^\circ/\text{s}$. Der Drehwinkel für eine Leistungsänderung um einen Faktor 2,5 beträgt $11^\circ/\text{s}$, entsprechend einer Anpassungszeit von ≈ 300 ms. Bei einer Schreibgeschwindigkeit von $100 \mu\text{m}/\text{s}$ entspricht dies eine Länge von $30 \mu\text{m}$ auf dem Substrat.

Die Geometrie der Strahlteiler wurde in der Trennungslänge (siehe Abbildung 4.27(b)) variiert in Schritten von 4, 6, 8 und 16 mm. Dies entspricht einem Winkel zwischen $0,7^\circ$ und $0,17^\circ$. Zusätzlich wurde die Form des Übergangs zwischen linear und sinusförmig variiert. Abbildung 4.27 zeigt den sinusförmigen Übergang. Im letzten Abschnitt des Substrats werden die Wellenleiter parallel geschrieben, um ein senkrecht Auftreffen auf die Substratendfläche zu gewährleisten.

Abbildung 4.28 zeigt Beispiele von verschiedenen Strahlteilern mit einer Gesamtlänge von jeweils 20 mm. Die Pulsenergie für einen einzelnen Wellenleiter betrug 230 nJ und wurde für die parallelen simultan geschriebenen Wellenleiter auf 280 nJ pro Fokus angehoben, um die zusätzlichen Verluste auszugleichen. Der Übergangspunkt ist im Ausschnitt in Abbildung 4.28 (links) abgebildet. Durch die Synchronisation der Leistungsanpassung an den Wechsel der Phasenmasken erstreckt sich dieser Bereich auf eine Länge von $\approx 30 \mu\text{m}$, entsprechend einer Anpassungszeit von ≈ 300 ms. Darüber hinaus ist zu sehen, dass die Wellenleiter am Aufteilungspunkt nicht überlappen. Der kleinste erzielbare Abstand beträgt bei dieser Fokussierung $\approx 6 \mu\text{m}$, limitiert durch die größte anwendbare Gitterperiode am SLM (siehe Diskussion in Abschnitt 4.3.2). Dies beeinträchtigt die Aufteilung jedoch nicht wesentlich, da der Modenfelddurchmesser des Wellenleiters eine vergleichbare Größe hat und damit sehr gut in die zwei Wellenleiter einkoppeln kann.

Die Leitungseigenschaften wurden mit dem Analyseaufbau und dem infraroten fasergekoppelten Diodenlaser bei 974 nm untersucht. Das Licht wurde dazu über die Faser direkt in den Eingang des Strahlteilers eingekoppelt und das Nahfeldprofil der beiden Ausgänge mit einer Kamera aufgezeichnet. Abbildung 4.29 zeigt ein typisches Beispiel für die Aufteilung und die Wellenleitung im Grundmode.

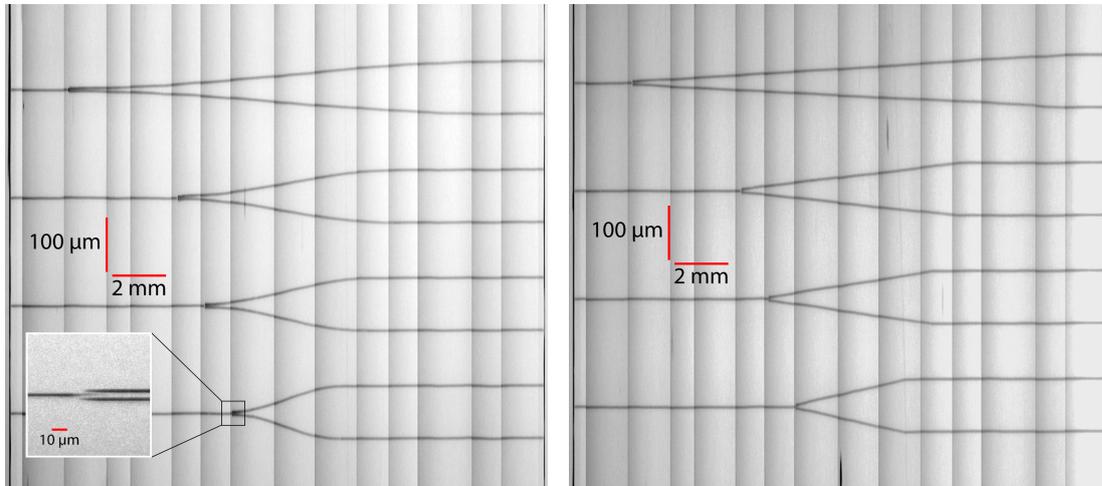


Abbildung 4.28: Mikroskopbilder von jeweils vier verschiedenen Strahlteilern mit einem Endabstand von $98\ \mu\text{m}$ und Teilungslängen von $16\ \text{mm}$, $8\ \text{mm}$, $6\ \text{mm}$ und $4\ \text{mm}$. Die Trennung der Wellenleiter hat im linken Bild eine sinusförmigen und im rechten Bild einen linearen Übergang. Die Bilder wurden durch Zusammenführen verschiedener Mikroskopbilder zusammengestellt und um einen Faktor 20 in der Länge verkleinert.

Die Verluste der Strahlteiler wurden berechnet mit

$$L_{\text{dB}} = \frac{1}{2\ \text{cm}} \left[10 \cdot \log \left(\frac{P_{\text{T}}}{P_{\text{I}} \cdot \eta_{\text{Split}}} \right) - \text{CL}_{\text{dB}} - \text{FL}_{\text{dB}} \right], \quad (4.14)$$

analog zu Gleichung (3.3). Der Unterschied besteht in dem zusätzlichen Aufteilungsfaktor η_{Split} . Dieser Korrekturterm gleicht die Unterschiede in der Leistungsaufteilung der Ausgänge aus. Hierbei wird angenommen, dass der Unterschied durch eine ungleiche Verteilung an der Teilungsstelle zustande kommt und nicht auf unterschiedlichen Leitungsverlusten beruht.

Insgesamt wurden 30 verschiedene Strahlteiler erzeugt und analysiert. Die Modenprofile sind in der Breite und Höhe identisch mit den Ergebnissen paralleler Wellenleiter (siehe Tabelle 4.2). Ein Vergleich der Verluste mit der Teilungslänge zeigt keine Abhängigkeit von dieser. Allerdings

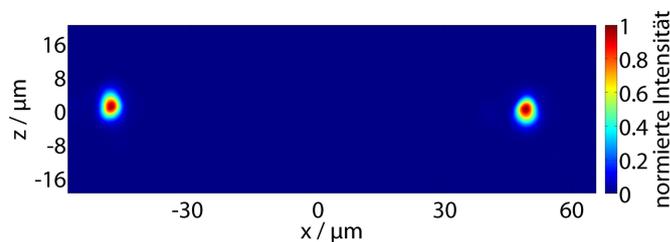


Abbildung 4.29: Nahfeldaufnahme des Ausgangs des obersten Strahlteilers im linken Bild in Abbildung 4.28.

ergibt sich ein Unterschied zwischen linearem Verlauf und sinusförmigem Verlauf. Bei den linear auseinander laufenden Wellenleitern wurden mittlere Verluste von -6.8 ± 1.1 dB/cm festgestellt und im Vergleich dazu geringere mittlere Verluste von -5.8 ± 0.6 dB/cm bei dem sinusförmigem Übergang. Der Unterschied ergibt sich wahrscheinlich aus dem gleichmäßigeren Übergang, wodurch geringere Streuverluste und eine bessere Modenföhrung gegeben sind. Verglichen mit einzelnen oder parallelen Wellenleitern entspricht dies zusätzlichen Verlusten von 20 %. Das mittlere Aufteilungsverhältnis ist $\eta_{\text{split}} = 50\% \pm 8.3\%$.

Zusätzlich zu den vorgestellten Strahlteilern wurden ebenfalls Strahlteiler mit einer Fokussierung von NA 0,5 geschrieben. Eine Übersicht über alle Ergebnisse ist in Tabelle 4.3 dargestellt.

Tabelle 4.3: Statistik der Ergebnisse von Strahlteilern. Breite und Höhe beziehen sich auf den MFD des gemessenen Modenprofils.

Wellenlänge	974 nm		
	0,50	0,65	0,65
Variation	linear	linear	sinus
Verluste / -dB/cm	$10,2 \pm 0,7$	$6,8 \pm 1,1$	$5,8 \pm 0,6$
Breite / μm	$9,2 \pm 2,9$	$5,7 \pm 0,2$	$5,9 \pm 0,3$
Höhe / μm	$14,3 \pm 4,5$	$8,1 \pm 0,2$	$8,0 \pm 0,2$

4.3.6 Strahlteiler mit Tiefenversatz

Die bislang gezeigten Wellenleiterstrukturen wurden in einer konstanten Fokustiefe erzeugt. Grundsätzlich ermöglicht die Technik des Wellenleiterschreibens die Variation der Fokustiefe und damit das Schreiben von Wellenleitern entlang eines Pfades in drei Dimensionen [Ose05]. In diesem Abschnitt werden die Experimente zu Erzeugung von komplexen, dreidimensionalen Wellenleiterstrukturen vorgestellt, die in einem einzelnen Schreibvorgang erstellt wurden. Die Grundlagen hierfür sind die Methoden zur Erzeugung mehrfacher Foki in drei Dimensionen (Abschnitt 4.1.4). In diesem Fall wird nicht die z -Position des Fokus durch Bewegung des Objektivs verändert, sondern die Fokustiefe durch eine Phasenmaske modifiziert.

Abbildung 4.30 demonstriert das Schema von Strahlteilern, deren Ausgänge in unterschiedlichen Tiefen enden. Der linke Strahlteiler zeigt eine 2D Wellenleiterstruktur aus dem vorherigen Abschnitt, wohingegen in der 3D-Version auf der rechten Seite, nach der Aufteilung, die Wellenleiter die Fokusebene nach oben und unten verlassen und damit in unterschiedlichen Tiefen enden. Zur Variation der Tiefe wurde ein linearer Verlauf gewählt, ein abgerundeter Verlauf wäre jedoch ebenfalls realisierbar.

Die in Abschnitt 4.1.4 vorgestellte Vorgehensweise zur Erzeugung von zwei Foki in unterschiedlichen Tiefen (Gleichung (4.13)) wurde auf eine analytische Gleichung zurückgeführt, um eine möglichst gleichmäßige Variation des Phasenmusters zu erhalten. Dessen Verlauf wird durch die Gleichung (4.15) beschrieben, die eine äquivalente Formulierung des Phasenverlaufs

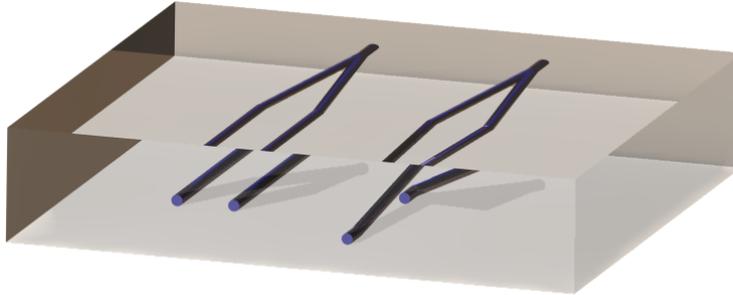


Abbildung 4.30: 3D-Skizze von 2D- und 3D-Strahlteilern. Die Aufteilung in zwei Strahlen ist in beiden Fällen in einer Ebene. Im rechten Strahlteiler ändert sich danach die Höhe der Wellenleiter linear, so dass diese am Ausgang eine unterschiedliche Tiefe haben.

aus Gleichung (4.13) darstellt. Diese Gleichung beschreibt Phasengitter mit einer quadratischen Variation der Gitterperiode über die Gitterlänge.

$$\phi_{\text{chirped}}(x_{\text{SLM}}) = \pi \cdot \text{rect} \left[\frac{1}{2} \left(\sin \left(2\pi \frac{x_{\text{SLM}} + cx_{\text{SLM}}^2}{p} \right) + 1 \right) \right] \quad (4.15)$$

Der Chirp-Parameter c definiert die Veränderung der Periode über den Ort, mit Werten in der Größenordnung von $c = 10^{-3} \text{ px}^{-1}$. Die Position auf dem SLM wird durch x_{SLM} in Einheiten von Pixeln beschrieben. Jeweils ein Beispiel für ein Phasengitter mit und ohne Chirp nach Gleichung (4.15) ist in Abbildung 4.31 dargestellt. Die dreidimensionale Veränderung der Fokuspositionen, bei Strahlformung mit diesen Phasengittern, ist anhand der resultierenden Querschnittsprofile in Abbildung 4.32 ersichtlich.

Die Parameter Chirp c und Periode p sind nicht orthogonal zueinander, sodass sich die Positionen der Foki in x und z gleichzeitig ändern. Diese Abhängigkeit wurde durch eine systematische Variation der Parameter und eine Berechnung der Intensitätsverteilung über die

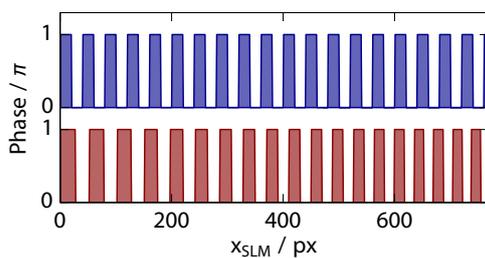


Abbildung 4.31: Beispiele für Phasengitter mit und ohne Chirp. Obere, blaue Kurve: $p = 40 \text{ px}$, $c = 0$ (kein Chirp). Untere, rote Kurve: $p = 53 \text{ px}$, $c = 0.39 \times 10^{-3} \text{ px}^{-1}$ (mit Chirp).

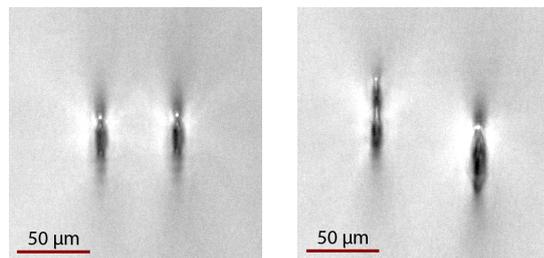


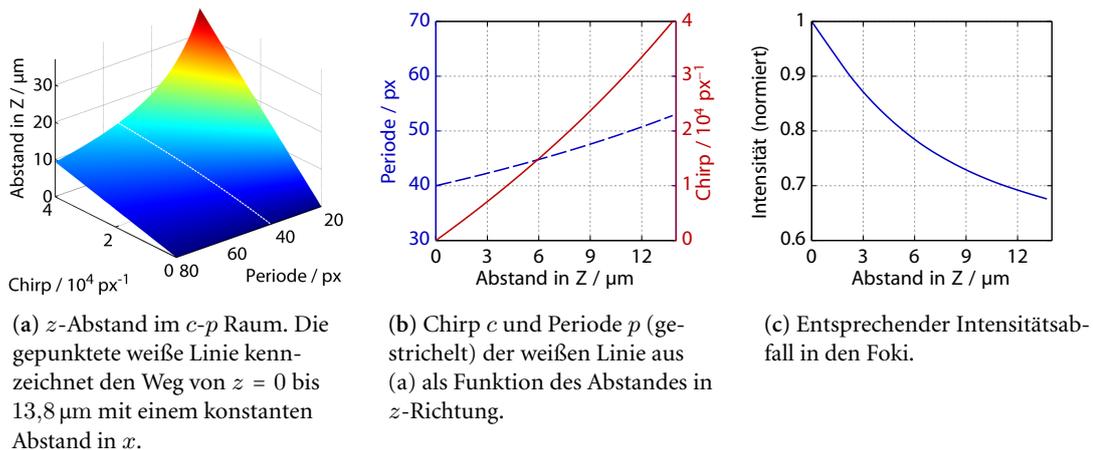
Abbildung 4.32: Querschnittsbilder der Materialbearbeitung mit den Phasengittern aus Abbildung 4.31. Links ohne Chirp, rechts mit Chirp ($p = 53 \text{ px}$, $c = 0.39 \times 10^{-3} \text{ px}^{-1}$).

x - z -Ebene mit eindimensionalen Fresneltransformationen bestimmt. Aus der Kenntnis des Zusammenhangs lässt sich ein Pfad im c - p Raum berechnen, der den Tiefenabstand der Foki linear verändert, den horizontalen Abstand aber konstant lässt.

Abbildung 4.33 (a-b) demonstriert die Veränderung von Chirp und Periode, die genutzt wurden, um eine lineare Änderung der Tiefe von 0 bis $13,8 \mu\text{m}$ zu erreichen, während der x Abstand konstant bei $70 \mu\text{m}$ bleibt. Der Abstand in z -Richtung hängt linear von dem Chirp-Faktor ab und hyperbolisch von der Periode, wie gezeigt in Abbildung 4.33 (a). Der Anstieg im Chirp-Faktor c führt gleichzeitig zu einem linearen Anstieg in dem x -Abstand, welchem entgegengewirkt wurde durch eine gleichzeitige Änderung der Periode entsprechend der Kurve in Abbildung 4.33 (b).

Die Simulation zeigt eine substantiell sinkende Intensität in den Foki mit steigendem Chirp-Parameter c (in diesem Beispiel auf 64 %), wie gezeigt in Abbildung 4.33(c). Diese muss in den Experimenten berücksichtigt werden, um die Qualität der Wellenleiter konstant zu halten. Zwischen den Foki erhält man nur einen geringen Unterschied in der maximalen Intensität (hier 3 %). In den Experimenten stellte sich allerdings heraus, dass der Unterschied deutlich größer ist. Die möglichen Ursachen werden am Ende des Abschnittes (Seite 74) diskutiert.

Die 3D-Strahlteiler wurden, im Gegensatz zu den Strahlteilern im vorangegangenen Abschnitt, mit einer NA 0,5 geschrieben, da der Tiefenunterschied proportional zur Brennweite des Objektivs ist. Dadurch sind allerdings elliptischere Modenprofile und höhere Verluste zu erwarten, wie in Tabelle 4.3 auf Seite 70 anhand der Ergebnisse für Strahlteiler, erstellt mit NA 0,5, zu erkennen. Hergestellt wurde eine Variation von 3D-Strahlteilern mit einem angestrebten Tiefenunterschied von 5, 10 und $15 \mu\text{m}$. Die Trennungslänge der Strahlteiler beträgt dabei 6 mm, wie auch die anschließende Tiefenänderungslänge. Auf dem letzten Millimeter des Substrats wird der Tiefenunterschied konstant gehalten, sodass die Wellenleiter senkrecht auf der Substratendfläche enden. Wie bei allen vorhergehenden Strukturen wurden auch diese mit einer Verfahrgeschwindigkeit von $100 \mu\text{m/s}$ bei einer Fokustiefe von $150 \mu\text{m}$ geschrieben.



(a) z -Abstand im c - p Raum. Die gepunktete weiße Linie kennzeichnet den Weg von $z = 0$ bis $13,8 \mu\text{m}$ mit einem konstanten Abstand in x .

(b) Chirp c und Periode p (gestrichelt) der weißen Linie aus (a) als Funktion des Abstands in z -Richtung.

(c) Entsprechender Intensitätsabfall in den Foki.

Abbildung 4.33: Abhängigkeit des Abstands in z -Richtung und Intensität der Foki als Funktion von den Chirp- und Perioden-Parametern c und p .

Beispiele der resultierenden Strukturen sind in Abbildung 4.34 und 4.35 dargestellt. Auf der jeweils linken Hälfte der Mikroskopansicht (a) entspricht die Struktur den 2D Strahlteilern, wonach auf der rechten Seite der Tiefenunterschied linear vergrößert wird. Für die Struktur in Abbildung 4.34 wurde der Chirp von 0 auf $0,19 \times 10^{-3} \text{ px}^{-1}$ erhöht und gleichzeitig die Pulsenergie linear von $0,42 \mu\text{J}$ auf $0,58 \mu\text{J}$ pro Fokus erhöht. Der resultierende Tiefenunterschied ist $9 \mu\text{m}$. Ein größerer Tiefenunterschied von $13,9 \mu\text{m}$ wurde mit der Struktur, dargestellt in Abbildung 4.35, erreicht. Diese entspricht einer Erhöhung des Chirp-Parameters von 0 auf $0,39 \times 10^{-3} \text{ px}^{-1}$. Gleichzeitig wurde die Pulsenergie linear von $0,42 \mu\text{J}$ auf $0,8 \mu\text{J}$ pro Fokus erhöht. Die zu dieser Struktur zugehörigen Werte für Chirp und Periodenvariation sind in Abbildung 4.33 dargestellt.

Während bei der erzielten Tiefendifferenz von $9 \mu\text{m}$ das Aufteilungsverhältnis 51:49 beträgt, verschlechtert sich das Verhältnis im Fall des Unterschieds in der Tiefe von $13,9 \mu\text{m}$ auf 36:64. Anhand der Analyse aller 20 geschriebenen Strukturen wurde festgestellt, dass der ungleiche Leistungsaufteilung für Tiefenunterschiede unterhalb von $10 \mu\text{m}$ verschwindet. Dieser Unterschied ist in einem deutlichen Leistungsunterschied zwischen den Foki begründet, der mit zunehmender Tiefendifferenz größer wird. Dies lässt sich im Mikroskopbild 4.35(a) an der dunkleren Struktur des oberen Wellenleiters erkennen. Die Verluste aller erstellten 3D-Strahlteiler betragen im Mittel $-9,0 \pm 0,8 \text{ dB/cm}$ und sind damit vergleichbar mit den Strahlteilern ohne einen Tiefenversatz (siehe Tabelle 4.3).

Die maximale Leistung in diesen Experimenten betrug $0,8 \mu\text{J}$ pro Fokus, entsprechend 3,0 Watt mittlere Leistung aufgrund der Beugungs- und Verluste am Mikroskopobjektiv. Eine höhere

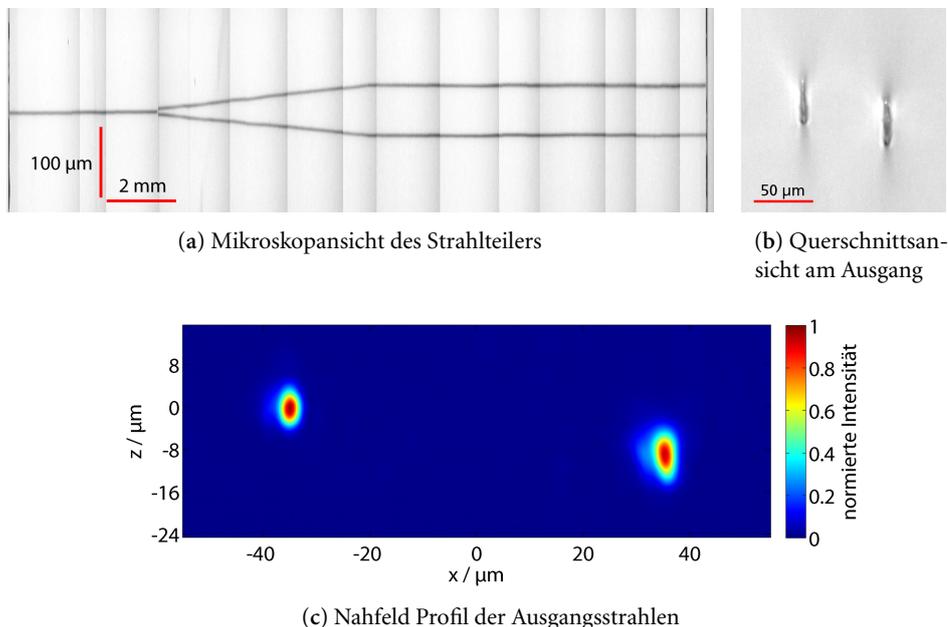


Abbildung 4.34: 3D-Y-Strahlteiler mit linear steigendem Tiefenunterschied (im rechten Abschnitt des Strahlteilers). Der resultierende Tiefenunterschied beträgt $9 \mu\text{m}$ bei einer Entfernung von $70 \mu\text{m}$.

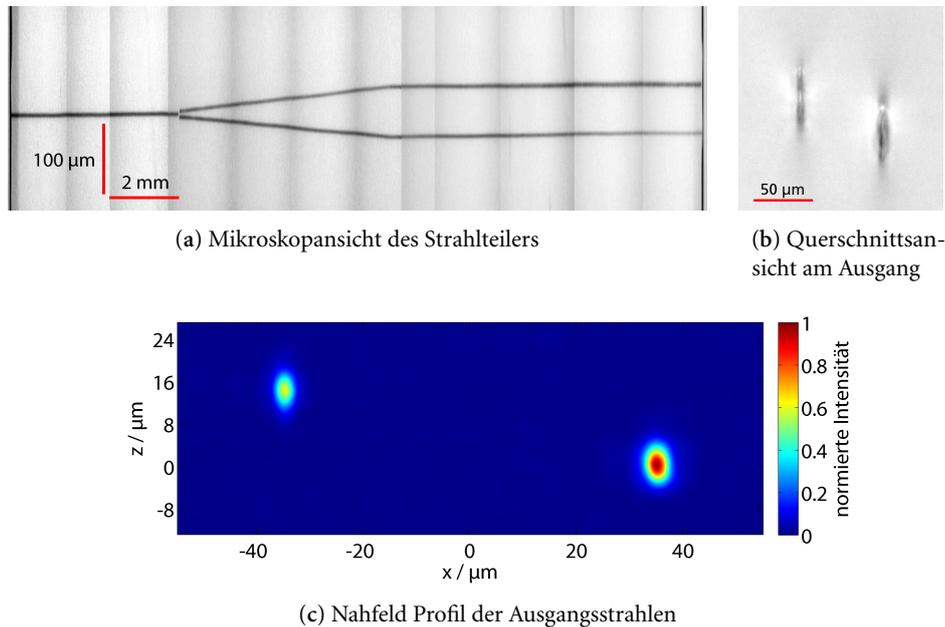


Abbildung 4.35: 3D-Y-Strahlteiler mit linear steigendem Tiefenunterschied (im rechten Abschnitt des Strahlteilers). Der resultierende Tiefenunterschied beträgt $13,8 \mu\text{m}$ bei einer Entfernung von $70 \mu\text{m}$.

Laserleistung wäre notwendig, um den Intensitätsabfall für größere Tiefenunterschiede zu kompensieren. Aufgrund der maximalen Leistungsverträglichkeit des Strahlformers von $2 \text{ W}/\text{cm}^2$ ist dies durch den Strahlformer limitiert. Des Weiteren sind höhere Chirp-Faktoren, welche notwendig sind für größere Tiefenunterschiede, limitiert durch die kleinste realisierbare Periode des Phasengitters. Hier ist die Begrenzung durch den SLM vorgegeben, dessen Beugungseffizienz unterhalb von 20 Pixeln erheblich sinkt (siehe Abschnitt 4.3.1).

Diskussion der Abweichungen zwischen Theorie und Experiment

Die Strahlformung der hier vorgestellten Experimente mit dreidimensionaler Fokussierung wurde anhand des Modells nach Gleichung (4.15) durchgeführt. Die Veränderung der Parameter c und p wurde mit einer Simulation bestimmt, deren Daten aus einer Berechnung der eindimensionalen Fresneltransformation über die z -Achse stammen. Im Gegensatz zu den Ergebnissen der Simulation steigt jedoch in den Experimenten die Spitzenintensität des oberen Fokus deutlich an, während die des unteren absinkt.

Der wesentliche Fehler dieses Modells besteht darin, dass die verwendete Phasengittergleichung nur ein eindimensionales Modell darstellt. Für parallele Foki in einer z -Ebene ist dies zulässig, bei der Strahlformung in drei Dimensionen kommt jedoch die Phasenfunktion einer Linse hinzu, die radialsymmetrisch ist (siehe Abschnitt 4.1.3). Durch die Anwendung der Linsenfunktion in nur einer Dimension erhält man eine Zylinderlinse und damit einem Astigmatismus, da nur eine Achse in der Fokusposition verändert wird. Die resultierende Intensitätsverteilung in der x - z Achse ist in Abbildung 4.36(b) zusammen mit der zugehörigen Phasenmaske dargestellt.

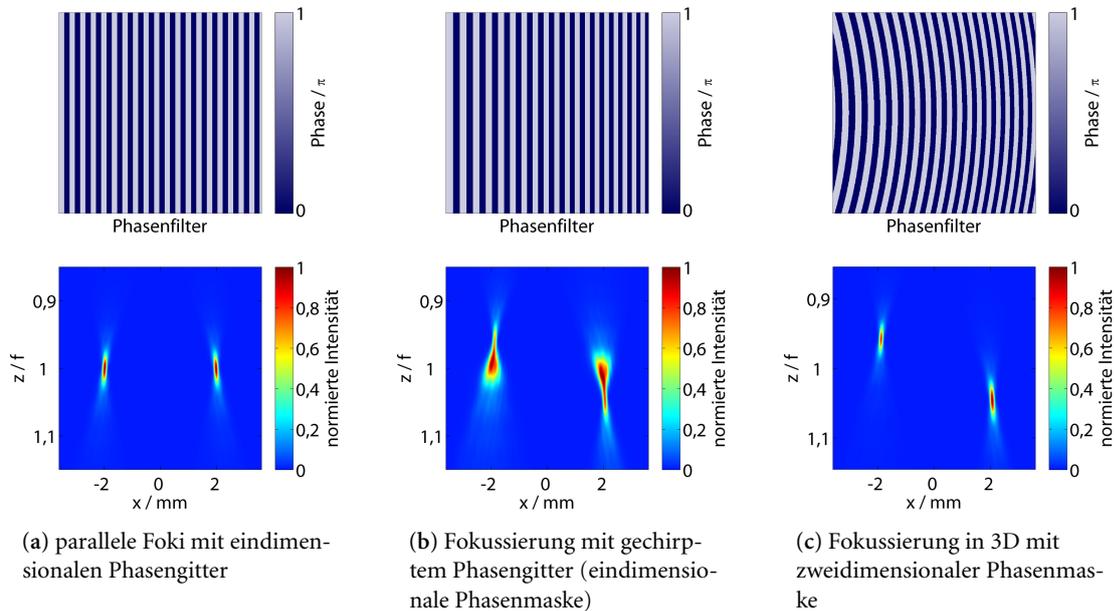


Abbildung 4.36: Phasemasken (oben) mit resultierender Intensitätsverteilung in der x - z -Ebene (unten). Die Intensitätsverteilung wurde mit zweidimensionalen Fresneltransformationen bei einer Brennweite von $f = 2$ m und einer Apertur des Strahlformers von 20 mm berechnet. In (a) ist die Strahlformung paralleler Foki abgebildet, (b) zeigt die realisierte Strahlformung mit eindimensionalen gechirperten Phasengitter und (c) die angestrebte Fokussierung mit einer zweidimensionalen Phasemaske.

Die resultierende Intensitätsverteilung in Abb. 4.36(b) weicht deutlich von der angestrebten Verteilung ab (abgebildet in 4.36(c)) und damit auch die Intensitätsverteilung in der Simulation von der experimentell umgesetzten Intensität.

Die grundsätzliche Fähigkeit, durch Strahlformung mehrfache Wellenleiter in verschiedenen Tiefen gleichzeitig zu erzeugen, wird dadurch aber nicht infrage gestellt.

4.4 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel wurde aufgezeigt, wie sich gleichzeitig geschriebene Wellenleiterpaare in Quarzglas mit verschiedenen Abständen realisieren lassen. Die Aufteilung des Laserstrahls in zwei Foki wurde über Phasengitter mit einem computergesteuerten Strahlformer realisiert. Diese Technik erlaubt es, kleine Wellenleiterabstände sehr genau zu kontrollieren. Durch eine zeitliche Variation der Periode des Phasengitters während der Bewegung des Substrats wurden Wellenleiterkoppler und Strahlteiler demonstriert. Darüber hinaus wurde eine Erweiterung der Strahlformung vorgestellt, mit der mehrere Foki in einstellbaren Fokustiefen realisiert werden können. Mit diesem Konzept wurde demonstriert, dass sich zwischen zwei Wellenleitern dynamisch ein Höhenunterschied realisieren lässt. Hierfür wurden Strahlteiler erstellt, deren Wellenleiter am Ausgang einen Höhenunterschied aufweisen.

Dieses Konzept lässt sich aus Sicht der Strahlformung auf deutlich komplexere Strukturen mit einer größeren Anzahl von Wellenleitern anwenden. Einige Beispiele sind in Anhang C zusammengestellt. Allerdings ist die Strahlformung technisch limitiert durch die Eigenschaften der verfügbaren Strahlmodulatoren. Die Auflösung und Anzahl der Phasenpixel definiert die Präzision der Positionen und den maximalen Abstand der Foki, und die Leistungsverträglichkeit begrenzt die maximale Anzahl der zeitgleich realisierbaren Wellenleiter. Für eine dynamische Variation der Phasenmasken ist insbesondere die Schaltzeit des Phasenmodulators begrenzend. Um die Position der Foki möglichst häufig pro Länge auf dem Substrat zu ändern, muss man damit die Schreibgeschwindigkeit entsprechend anpassen. Das verwendete Lasersystem hat eine hohe Pulswiederholrate von 1 MHz, was schnelle Schreibgeschwindigkeiten im Bereich von mm/s ermöglicht. Durch die Phasenschaltzeit des verwendeten Phasenformers von 330 ms musste die Schreibgeschwindigkeit jedoch auf 100 $\mu\text{m/s}$ reduziert werden. Zusätzlich bedeutet die geringe Schaltzeit, dass aufeinanderfolgende Phasenmasken nur einen geringen Unterschied aufweisen dürfen, da ansonsten die resultierende Phasenmodulation erheblich von der angeforderten abweicht. Inzwischen sind Strahlformer erhältlich, die 5-10 fach schnellere Schaltzeiten aufweisen und die angelegte Phasenmaske, insbesondere bei kurzen Perioden, mit einem sehr viel geringeren Fehler erzeugen.

Unabhängig davon hat sich gezeigt, dass Wellenleiter, die mit Lasersystemen geringerer Repetitionsrate (kHz) erzeugt wurden keine zerstörte Struktur oberhalb des Wellenleiters aufweisen (siehe Abschnitt 3.4.1). Dadurch lassen sich Wellenleiter sehr gut übereinander schreiben, sodass keine Notwendigkeit besteht, diese gleichzeitig und parallel zu erstellen. Der Nachteil ist in diesem Fall eine geringe Schreibgeschwindigkeit der Wellenleiter von typischerweise 1 – 20 $\mu\text{m/s}$. In [Sak10] wurde ein solches System verwendet, um einen 1-4-Strahlteiler mit Höhenunterschied zu erstellen. Die vier Wellenleiter wurden in diesem Fall ebenfalls über einen Strahlformer in einem Schreibvorgang, mit einer dynamischen Variation von Abstand und Höhe, geschrieben. Allerdings wurden im Vergleich zu dieser Arbeit die Foki in Verfahrrichtung hintereinander positioniert und somit nicht parallel geschrieben. Darüber hinaus haben Lasersysteme mit kHz Repetitionsraten den Vorteil, dass über hundert Wellenleiter gleichzeitig erstellt werden können, ohne die Leistungslimitierung des Strahlformers zu erreichen [Sak10], da die mittlere Leistung bei gleicher Pulsenergie um Größenordnungen geringer ist als bei MHz Repetitionsraten. Die erreichbare Schreiftiefe bzw. der Höhenunterschied zwischen den Foki ist im Wesentlichen durch sphärische Aberrationen limitiert. Durch einen gezielten Ausgleich in der angelegten Phasenmaske wurde durch [Jes10] in Diamant und Glas gezeigt, dass sich über 100 Foki entlang einer Spirale entlang der z -Achse gleichzeitig erzeugen lassen.

Die Arbeiten von [Sak10] und [Jes10] zeigen, dass sich mit einer neueren Generation von Strahlformern und Lasersystemen mit deutlich geringeren Repetitionsraten die Anzahl von gleichzeitig geschriebenen Wellenleitern deutlich erhöhen lässt. Andererseits wurde zuletzt von [Eat10] nachgewiesen, dass sich mit einem Lasersystem mit einer Repetitionsrate im MHz-Bereich Wellenleiter mit sehr geringen Verlusten schreiben lassen (siehe Abschnitt 2.3.2). Aufgrund dieser Ergebnisse ist zu erwarten, dass durch eine weitere Optimierung der Schreibparameter sich auch mit dem in dieser Arbeit verwendeten Lasersystem Wellenleiter mit Verlusten unter -3 dB/cm schreiben lassen. Und mit anderen Konzepten zur Strahlformung (siehe 4.1) lassen sich mit dem verfügbaren Strahlformer bis zu 6 Wellenleiter gleichzeitig schreiben.

KAPITEL 5

Superaufgelöste Femtosekundenlaser-Nanochirurgie von Zellen

Die Materialbearbeitung von biologischem Gewebe, auch als Femtosekundenlaser-Nanochirurgie bezeichnet, hat verschiedene Anwendungen in der Biologie und Medizin. Beispielsweise lassen sich mit dieser Methode einzelne Chromosomen zerschneiden, Zellorganellen selektiv zerstören [Koe99; Tir02b; Wat04; Ehl07] oder die mechanischen Eigenschaften des Zytoskeletts durch die Ablation einzelner Fasern studieren [Kum06; Yas07]. Eine weitere Anwendung ist die gezielte Perforation der Zellmembran für die Transfektion¹ von DNA [Tir02a; Ste06; Bau08].

In diesem Kapitel werden Femtosekundenlaser-Nanochirurgie-Experimente an fluoreszenzmarkierten Strukturen in Zellen mit einem räumlich superaufgelösten Laserstrahl vorgestellt. Die Strahlgröße im Fokus lässt sich durch die Superauflösung verringern und damit die Präzision von Schnitten in der Nanochirurgie erhöhen [Pos11].

5.1 Grundlagen

In diesem Abschnitt werden die Grundlagen der Bildgebung und Bearbeitung von biologischem Gewebe mit Femtosekunden-Laserpulsen und die theoretischen Ergebnisse der Strahlformung von räumlich superaufgelösten Laserstrahlen vorgestellt.

5.1.1 Multiphotonen-Mikroskopie

Die optischen Eigenschaften von biologischem Gewebe sind bestimmt durch die wesentlichen absorbierenden Bestandteile Wasser, Melanin, Hämoglobin und die enthaltenen Proteine [Bou86]. Ein Vergleich der Absorptionsspektren dieser Zellbestandteile über der Wellenlänge weist einen Wellenlängenbereich zwischen 0,6 und 1,2 μm auf, in dem die Absorption sehr gering ist. Dieser Bereich wird auch als *diagnostisches Fenster* bezeichnet. Die Eindringtiefe des Lichtes entsprechender Lasersysteme beträgt mehrere Millimeter, was sowohl die Bildgebung als auch die Materialbearbeitung mittels nichtlinearer Prozesse in entsprechenden Tiefen ermöglicht.

¹ Einbringen von Fremd-DNA in eukaryotische Zellen

Eine etablierte Technik für die Aufnahme dreidimensionaler Querschnitte in biologischem Gewebe ist die Multiphotonen-Fluoreszenzmikroskopie [Den90; Zip03]. Die Bildgebung beruht auf der gleichzeitigen nichtlinearen Absorption von zwei oder drei Photonen im Fokusbereich eines hochfokussierenden Mikroskopobjektivs. Die Probe wird dabei in der abzubildenden Ebene mit dem fokussierten Laserstrahl abgerastert und das erzeugte Fluoreszenzsignal aufgezeichnet.

Derselbe Aufbau ist, bei einem geeigneten Lasersystem, ebenfalls für eine laserinduzierte Materialveränderung an lebenden Zellen und subzellulären Strukturen geeignet [KÖ1; Shi05; Sac05; Hei05]. Die Grundlagen der Wechselwirkungen von Femtosekunden-Laserpulsen mit biologischem Gewebe werden im Folgenden betrachtet.

5.1.2 Mikromaterialmodifikation in biologischen Proben

Bei der Fokussierung von Femtosekunden-Laserpulsen mit Mikroskopobjektiven hoher NA in biologisches Gewebe ist die Laserstrahlung auf ein sehr geringes Fokusbereich begrenzt, und es können Photonendichten erreicht werden, die hoch genug sind, um nichtlineare Absorptionsprozesse hervorzurufen. Eine Materialveränderung im Gewebe tritt auf, wenn die Pulsenergie diese Schwelle für nichtlineare Multiphotonen-Absorption überschreitet und Avalanche-Ionisation auslöst (siehe Abschnitt 2.1.1). Die Wechselwirkung findet dabei im Wesentlichen mit Wassermolekülen statt [Vog05]. In diesem Zusammenhang wird die Materialveränderung von biologischem Gewebe auch als Nanochirurgie, Nanodissektion oder verallgemeinert als Femtosekunden-Laser-Ablation bezeichnet [Chu09]. Die Ionisationsprozesse führen zu einer hohen Konzentration freier Elektronen im Fokus und erzeugen damit ein lokalisiertes Plasma. Innerhalb weniger Pikosekunden wird die Energie der freien Elektronen des Plasmas durch Stöße an umgebenden Moleküle und Ionen des Wassers transferiert [Sch02]. Dies entspricht einer Umwandlung der kinetischen Energie der Elektronen in eine thermische Energie der Wassermoleküle. Aufgrund der deutlich größeren spezifischen Wärme der Moleküle und Ionen heizt sich das Wasser in wesentlich geringerem Maße als das Plasma auf. Die Zeitskalen und Prozesse der Energieverteilung des Plasmas im biologischen Gewebe an das umgebende Material entsprechen im Wesentlichen der Darstellung aus Abschnitt 2.1.2.

Der Temperaturanstieg im Fokusbereich beträgt für einen einzelnen Puls mit einer Intensität unterhalb der Schwelle zum optischen Durchbruch¹ typischerweise nur einige Kelvin [Vog05]. Da der Temperaturanstieg auf das Fokusbereich begrenzt ist, entsteht in diesem Volumen ein sehr hoher Druck. In Wasser bewirkt der Druck die Bildung einer Kavitationsblase, wenn die Dehnungsspannung der Flüssigkeit überschritten wird (analog zur Entstehung von Schockwellen in Glas, siehe Abschnitt 2.2.2). Diese Gasblasen haben eine Lebensdauer von weniger als 100 ns und erreichen an der Schwelle zum optischen Durchbruch einen Durchmesser von wenigen 100 nm [Vog05]. Die explosionsartige Ausdehnung der Kavitationsblasen führt zu einem mechanischen Abtrag von Gewebe, auch als *Photodisruption* bezeichnet. Dieser Effekt wird bei Lasersystemen mit kHz-Repetitionsraten zur Bearbeitung von biologischem Gewebe genutzt.

¹ Der optische Durchbruch ist definiert als die Intensitätsschwelle bei der eine kritischen Plasmadichte von $\rho > 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ erreicht wird.

Lasersysteme mit Repetitionsraten im Bereich von MHz unterscheiden sich von den Systemen mit kHz-Repetitionsraten durch die Akkumulation von Energie über mehrere aufeinanderfolgende Pulse (siehe Abschnitt 2.2.2 auf Seite 12). Dadurch werden deutlich größere Temperaturunterschiede bis zur Verdampfung des Wassers bei 100 °C erreicht. In diesem Fall treten ebenfalls Gasblasen auf, die im Gegensatz zu den Kavitationsblasen jedoch erheblich größer als das Fokusvolumen werden und für Sekunden andauern. Für diese Lasersysteme bedeutet das Auftreten von Verdampfungs-Gasblasen eine erhebliche und unkontrollierte Schädigung der Zellen innerhalb der Umgebung der Fokusregion [Vog05].

Für eine deterministische Bearbeitung der Zellen ist ein Plasma mit geringerer Dichte, unterhalb der Schwelle zur Erzeugung von Kavitationsblasen hinreichend. In diesem Fall führen die freien Elektronen durch photochemische Effekte zum Aufbrechen von Molekülbindungen in Biomolekülen und damit zu einer Zerlegung (Dissektion) der Zellstrukturen [Vog05]. Die Akkumulation dieser Effekte über mehrere Pulse führt zu einer vollständigen Fragmentierung des biologischen Materials.

In Abhängigkeit von der Elektronendichte im Plasma lässt sich damit die Wechselwirkung des Plasmas mit der biologischen Probe bzw. dem enthaltenen Wasser, analog zur Materialbearbeitung von Gläsern (Abschnitt 2.2.2), in zwei unterschiedliche Regime aufteilen. Zum einen die Photodisruption durch Bildung von Kavitationsblasen bei sehr hohen Plasmadichten und zum anderen das Aufbrechen von Molekülen durch photochemische Effekte bei einem Plasma geringer Dichte unterhalb der Schwelle für die Erzeugung von Kavitationsblasen. Eine Übersicht verschiedener Prozesse der Zellchirurgie in Abhängigkeit von der eingestrahlten Intensität ist in Abbildung 5.1 zusammengestellt.

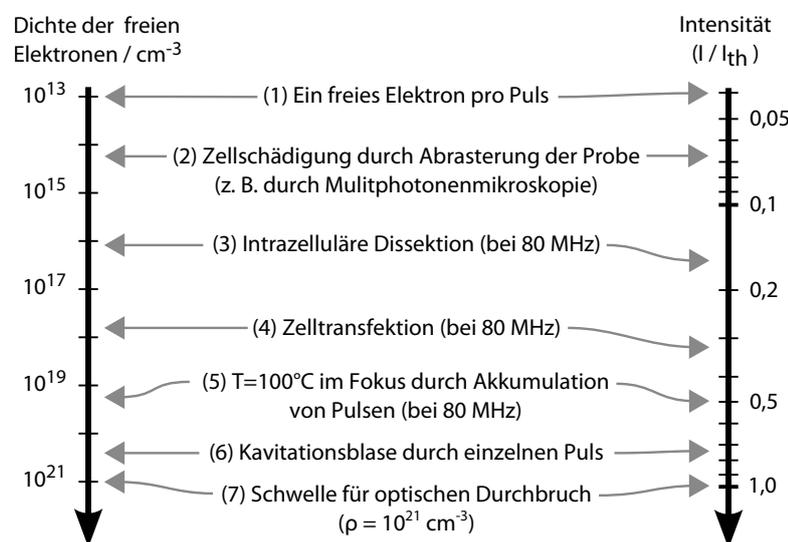


Abbildung 5.1: Übersicht über verschiedene Prozesse der Femtosekunden-Zellchirurgie unterhalb der Schwelle für einen optischen Durchbruch (nach [Vog05]). Dargestellt sind die Effekte mit den zugehörigen Werten der Dichte freier Elektronen und der eingestrahlten Intensität, normiert auf die Intensität für den optischen Durchbruch I_{th} , definiert durch die kritische Plasmadichte ($\rho = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$).

Eine sehr kleine laterale Ausdehnung des veränderten Volumens ist notwendig, um Kollateralschäden in der Nähe des Laserfokus zu minimieren und die langfristige Viabilität der Zellen zu sichern. In dem Regime geringer Elektronendichten wird kaum thermische oder mechanische Energie in das umgebende Medium übertragen [Vog05; Kue10]. Durch die Nutzung von Mikroskopobjektiven mit hoher NA und Laserpulsenergie in der Nähe der Ablationsschwelle ist daher die laterale Ausdehnung des veränderten Materials auf weniger als einen Mikrometer eingegrenzt. [Kö1; Vog05; Kue10]. Diese beugungsbegrenzte Auflösung kann durch eine Technik verbessert werden, die allgemein als Superauflösung (*Superresolution*) bezeichnet wird [Sal97].

5.1.3 Superauflösung

Im Rahmen der Bildgebung bezieht sich der Begriff Superauflösung auf jede Technik, welche die Auflösung eines bildgebenden Systems über den beugungsbegrenzten Wert hinaus verbessert [Hec01]. Superauflösung wird erreicht durch Veränderung der transversalen Phasen- oder Amplitudenverteilung des Laserstrahls. Sie wurde in vielen Anwendungen wie der konfokalen Laser-Scanning-Mikroskopie [Boy02; Jua03; Gun05] oder der optischen Datenspeicherung [Cox84; Shi96; Wan99] erfolgreich eingesetzt. Für die Strahlformung wird ein Phasen- oder Amplitudenfilter vor die Austrittsblende des optischen Systems (hier des Mikroskopobjektivs) platziert, wie in Abbildung 5.2 dargestellt.

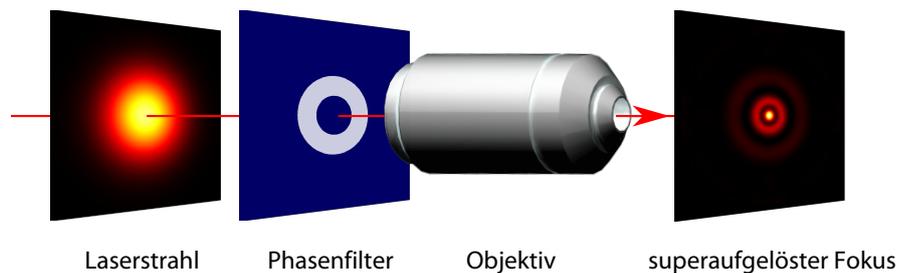


Abbildung 5.2: Strahlausbreitung durch Phasenfilter und Mikroskop Objektiv.

In den ersten Ansätzen wurden diese Filter umgesetzt durch die Blockierung des Lichts in konzentrischen ringförmigen Zonen [Cox84]. In späteren Arbeiten wurde primär das Design von reinen Phasenfiltern aufgrund der besseren Transmission untersucht [And92; Wan01; Jua04; Liu06b; Liu08]. Diese Phasenfilter beruhen auf zwei oder mehr ringförmigen Zonen mit wechselweiser Phasendifferenz von π . Die Reduktion der Strahlgröße ist typischerweise begleitet von einer Ausdehnung der Fokallänge (*depth of focus, DOF*) [Liu08; Wan01]. Reine Phasenfilter haben den Vorteil, dass sie sich in optischen Phasenformern, wie verformbaren Spiegeln (*deformable mirrors*) oder räumlichen Strahlformern, dynamisch umsetzen lassen. Darüber hinaus lassen sie sich als statische Phasenmasken in Glas fertigen [Wan99; Liu06b]. Der Aufbau, der in dieser Arbeit verwendeten Phasenfilter und die daraus resultierende Ergebnisse für die Superauflösung werden als nächstes vorgestellt.

5.1.4 Superauflösung mit Ringphasenfiltern

Die in dieser Arbeit verwendeten Phasenfilter bestehen aus drei ringförmigen Zonen mit einer Phasendifferenz von π zwischen benachbarten Zonen, wie dargestellt in Abbildung 5.3. Dieser Filter ist definiert durch die Radien r_a und r_b mit $0 \leq r_a \leq r_b \leq 1$ sowie der Phasenringbreite $\Delta r = r_b - r_a$, jeweils normiert auf die maximale Apertur (siehe Abbildung 5.3). Die Leistungsfähigkeit von Superauflösungsfiltern wird anhand der Punktspreizfunktion (*point spread function*, *PSF*) beschrieben. Diese Funktion gibt an, wie eine Lichtquelle in einem Mikroskopsystem auf die Fokusebene abgebildet wird. Im Rahmen der skalaren Beugungstheorie entspricht sie daher der fouriertransformierten der Lichtquelle an der Austrittsblende des Mikroskopobjektivs (siehe Abschnitt 2.5.5). Abbildung 5.4 zeigt den Querschnitt durch die PSF für einen unveränderten und einen superaufgelösten Strahl. Aus dieser Darstellung lassen sich drei Faktoren zur Quantifizierung der Superauflösung ableiten: die Strahlgröße G , Spitzenintensitätsabfall S (Strehl-Faktor) und die Höhe des ersten Nebenmaximums M . Der Strehl-Faktor S ist definiert als das Verhältnis der Spitzenintensität der superaufgelösten PSF zur Spitzenintensität des ungeformten Strahls. Der Faktor M gibt die Höhe des ersten Nebenmaximums normiert auf die Spitzenintensität (S) an. Die Strahlgröße G wird hierbei definiert durch den Radius, bei dem die zentrale Spitzenintensität einer superaufgelösten PSF auf null abgefallen ist, normiert auf den entsprechenden Radius eines ungeformten Intensitätsprofils [Sal97]. Bei dem unveränderten Gaußstrahl entspricht der Nullpunkt dem Minimum zum nächsten Beugungsring, welcher aufgrund der Beugung an der kreisförmigen Apertur des Mikroskopobjektivs entsteht. Bei den superaufgelösten Strahlen entstehen die Nebenmaxima aufgrund der zusätzlichen Beugung an der Phasenmaske. Für eine Verbesserung der Superauflösung sind niedriger G -, hohe S - und geringe M -Werte von Vorteil.

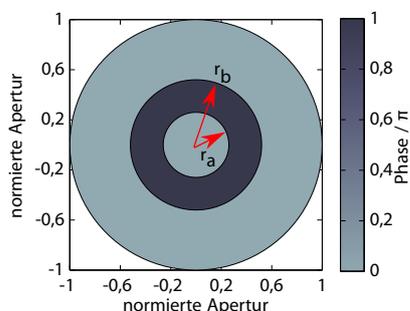


Abbildung 5.3: Aufbau der Phasenmaske und Definition der Radien r_a und r_b .

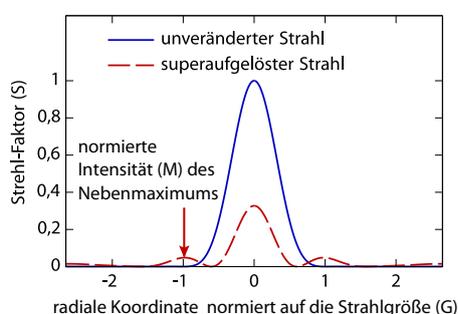


Abbildung 5.4: Beispiel für die Intensitätsverteilung in der Fokusebene für einen unveränderten Strahl und einen superaufgelösten Strahl.

Typische Beispiele für die Entwicklung des Fokusvolumens in Abhängigkeit der Phasenringbreite Δr sind anhand von Querschnitten in der x - y - und x - z -Ebene in Abbildung 5.5 dargestellt. Mit steigendem Δr verringert sich die Strahlbreite in der x - y -Ebene, bei gleichzeitiger Vergrößerung der Fokusslänge in der x - z -Ebene. Diese Querschnitte wurden für eine NA 0,8 mit dem vektoriellen Debye-Integral berechnet, siehe Abschnitt 2.7.2.

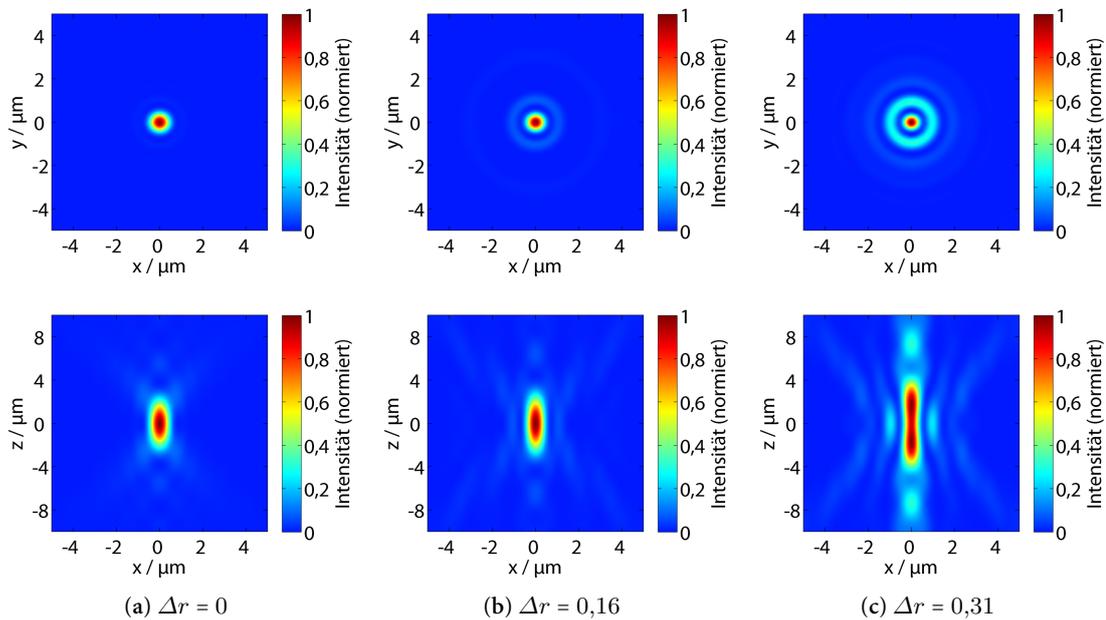


Abbildung 5.5: Querschnitte des Fokusvolumens in der x - y -Ebene (oben) und der x - z -Ebene (unten) für verschiedene Phasenringbreiten Δr mit $r_a = 0,16$. Die Querschnitte wurden im Rahmen der nichtskalaren Beugungstheorie für eine Fokussierung mit NA 0,8 nach der Debye-Näherung berechnet, siehe Gleichung (2.36).

Um die bestmöglichen Werte der Radien r_a und r_b zu bestimmen, wurden die Ergebnisse für G , S und M für den gesamten Parameterraum berechnet. Die Werte wurden über die Gleichung (2.31), der Näherung der Fresnel-Gleichung für radialsymmetrische Probleme, berechnet, da ein Vergleich mit den Ergebnissen der vektoriellen Theorie keine Unterschiede zeigte. Innerhalb dieses Parameterraums ergibt die Auswertung für Radien $r_a < 0,3$ und $r_b < 0,4$, also im Bereich kleiner Radien, die besten Ergebnisse. Für die weiteren Untersuchungen wurde r_a auf 0,16 festgelegt und das Verhalten an dieser Stelle für eine Variation von Δr untersucht.

Abbildung 5.6(a) zeigt die berechneten PSF für eine ansteigende Phasenringbreite Δr . Die daraus extrahierten Leistungswerte sind in Abbildung 5.6(b) dargestellt. Sowohl die normierte Strahlgröße (G) als auch die Spitzenintensität, gekennzeichnet durch den Strehl-Faktor S , fallen annähernd linear ab, wobei der Strehl-Faktor schneller mit ansteigender Phasenringbreite abfällt. Beispielsweise reduziert sich bei $\Delta r = 0,25$ die Strahlgröße auf 53 %, allerdings auf Kosten der Intensität, die auf 21 % ($S = 0,21$) absinkt, bei gleichzeitigem Auftreten von Nebenmaxima mit einer relativen Höhe von 27 % ($M = 0,27$).

In die bisherigen Betrachtungen ist die Fokusslänge (DOF) noch nicht mit einbezogen, die mit steigender Phasenringbreite ansteigt, z. B. für einen Wert von $\Delta r = 0,2$ um 40 %. Der Verlauf ist in Abbildung 5.7 skizziert. Für Werte oberhalb von $\Delta r > 0,25$ teilt sich die Intensitätsverteilung entlang der z -Achse in zwei Maxima ober- und unterhalb der Fokusposition bei $z = 0$ auf. Daher ist der anwendbare Parameterbereich von Δr für $r_a = 0,16$ auf $r_a \leq \Delta r < 0,25$ eingeschränkt.

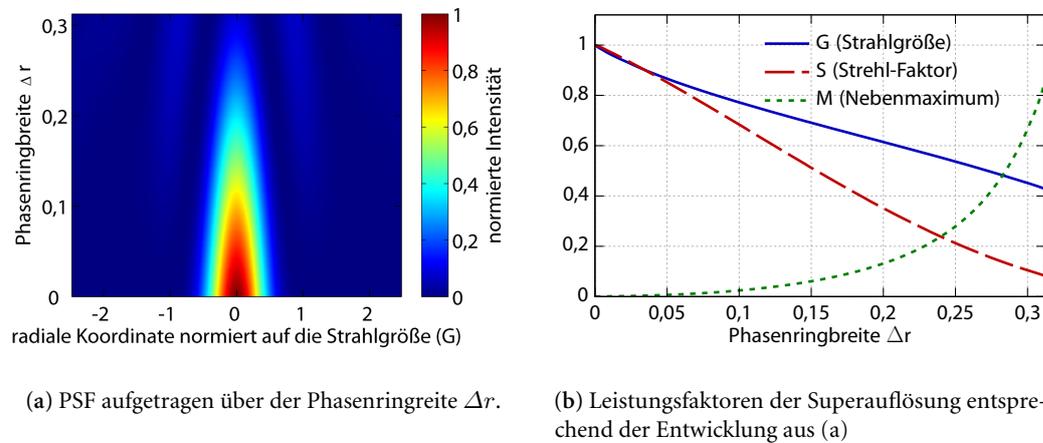


Abbildung 5.6: Entwicklung der PSF und der zugehörigen Ergebnisparameter S , G und M in Abhängigkeit der Phasenringbreite Δr für $r_a = 0,16$.

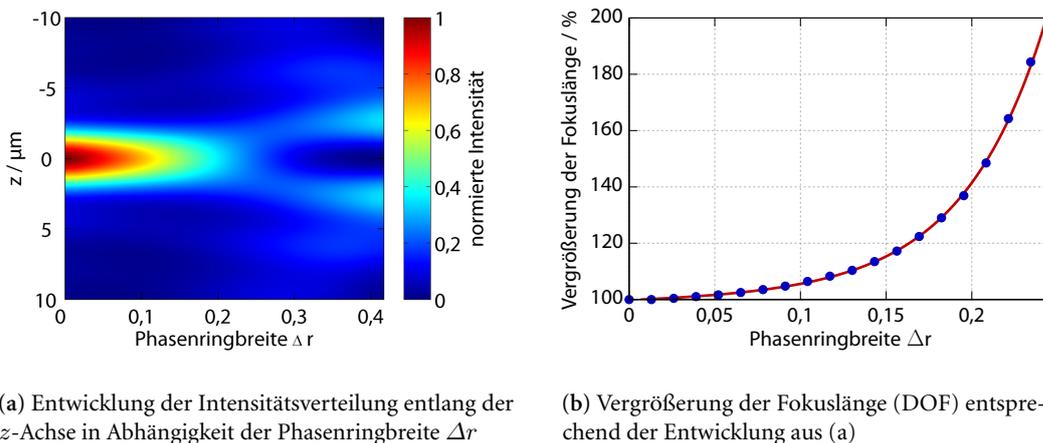


Abbildung 5.7: Entwicklung der Intensitätsverteilung entlang der z -Achse (a) und der daraus berechneten Vergrößerung der Fokusslänge (b) in Abhängigkeit der Phasenringbreite Δr für $r_a = 0,16$.

5.2 Experimente

Zunächst wurden einige Voruntersuchungen gemacht, um eine Abschätzung der Superauflösung in Abhängigkeit der Phasenringbreite Δr zu erhalten. Hierfür wurden zwei verschiedene Verfahren zur Vermessung der Superauflösung angewandt. Zum einen im Fokusvolumen eines hochfokussierenden Mikroskopobjektivs (5.2.1) und zum anderen im Fokus einer schwach fokussierenden Linse (5.2.2). Anschließend wird der experimentelle Aufbau zur Bearbeitung von Zellstrukturen mit integrierter Strahlformung vorgestellt. Die Anwendung der Superauflösung in der Zellchirurgie wird anhand von Linienschnitten in fixierten Zellen demonstriert.

5.2.1 Messung der Fokusebene mit einem Faser-Sensor

Die Strahlbreite im Fokus eines Mikroskopobjektivs liegt in der Größenordnung von wenigen Mikrometern und ist damit kleiner als ein einzelnes Pixel einer CCD-Kamera. Um den fokussierten Laserstrahl abzubilden, wurde ein Messaufbau entwickelt, basierend auf einer Glasfaser in Kombination mit einer computergesteuerten Piezo-Positioniereinheit (TRITOR 100, Piezo Jena). Durch die Messung der Intensität des in den Kern der Faserspitze einkoppelten Lichtes während einer zweidimensionalen Abraasterung durch die Positioniereinheit wird ein Profil der Intensitätsverteilung in der eingestellten z -Ebene aufgezeichnet. Abbildung 5.8 zeigt die experimentelle Realisierung. Das hierfür verwendete Lasersystem wurde in Abschnitt 3.1.1 und der Strahlformer (SLM) in Abschnitt 4.2 vorgestellt.

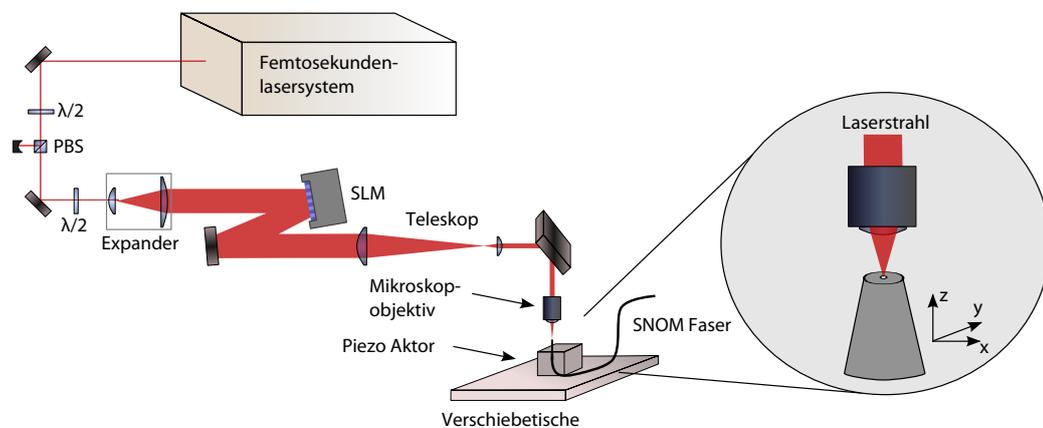
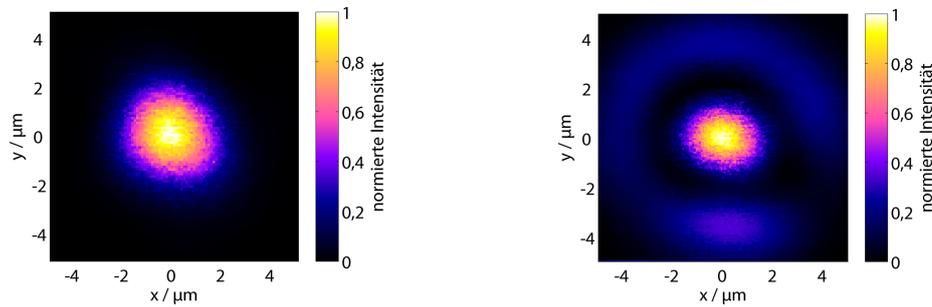


Abbildung 5.8: Aufbau zur Vermessung der orts aufgelösten Intensität im Fokusvolumen eines Mikroskopobjektivs über die Lichteinkopplung in eine SNOM-Faser.

Das resultierende Bild einer solchen Messung ist eine Faltung des Laserstrahls mit dem Modenprofil der Messfaser. Daher ist die erreichbare Auflösung kritisch von der Faserkerngröße abhängig. Hier wurde eine spezielle Faser mit sehr kleinem Kerndurchmesser von 200 nm verwendet (NT-MDT MF004), die für den Einsatz in optischen Rasternahfeldmikroskopen (*scanning nearfield optical microscope*, SNOM) verwendet wird. Deren Einkoppeleffizienz beträgt nur $10^{-3} \%$ mit einer Zerstörschwelle von 0,4 mW. Für eine zuverlässige Messung der resultierenden Messintensitäten des eingekoppelten Lichtes in der Größenordnung von Nano- bis Pikowatt wurde ein Agilent 8163A Lightwave Multimeter System genutzt.

Mit diesem Messaufbau wurde die Verteilung der Intensität in der Fokusebene bei $z = 0$ von einem Mikroskopobjektiv mit NA 0,35 vermessen. Der Fokusbereich liegt in diesem Fall bei $3 \mu\text{m}$ und beträgt somit ein Vielfaches der Messauflösung von 200 nm. Die zur Bearbeitung der biologischen Proben verwendete NA von 0,8 lässt sich hingegen nicht vermessen, da diese für eine Fokussierung mit Wasserimmersion ausgelegt ist, was sich mit diesem Messaufbau nicht realisieren lässt. Zudem ist in diesem Fall der Unterschied zwischen der Fokusgröße ($\approx 800 \text{ nm}$) und der Messauflösung 200 nm zu gering. Da sich jedoch in den theoretischen Ergebnissen kein Unterschied in der Superauflösung zwischen einer Fokussierung mit NA 0,35 und 0,8 zeigt,



(a) PSF des unveränderten Gaußstrahls mit einer Breite von $3\ \mu\text{m}$ (Halbwertsbreite). Aufgezeichnet mit einer Schrittweite von $100\ \text{nm}$.

(b) PSF eines superaufgelösten Strahls mit einer Strahlbreite von $2,4\ \mu\text{m}$ (Halbwertsbreite). Die Parameter sind hier $r_a = 0,13$ und $\Delta r = 0,24$. Das Bild wurde aufgezeichnet mit einer Schrittweite von $66\ \text{nm}$.

Abbildung 5.9: Ergebnisse des Fasersensors für ein Mikroskopobjektiv mit NA 0,35. Der superaufgelöste Strahl in (b) zeigt gegenüber dem unveränderten Gaußstrahl (a) eine Verkleinerung von $\approx 20\ \%$.

lassen sich die hier erhaltenen Ergebnisse auch auf höhere Fokussierungen übertragen.

Abbildung 5.9 zeigt die Messergebnisse des Fasersensors für einen unveränderten Gaußstrahl (a) und einen superaufgelösten Strahl. In diesem Beispiel wurde eine Phasenmaske mit $\Delta r = 0,24$ bei $r_a = 0,13$ verwendet. Die resultierende Verkleinerung der Breite beträgt $\approx 20\ \%$ bei einer Höhe des Nebenmaximums von $30\ \%$ der Spitzenintensität.

Mit diesem System konnte somit ein grundsätzlicher Nachweis der Superauflösung im Fokus eines Mikroskopobjektivs gezeigt werden. Ein wesentlicher Nachteil dieser Methode ist jedoch die vergleichsweise hohe Zeitdauer zur Messung eines einzelnen Pixels, die sich aus $100\ \text{ms}$ für die Bewegung des Piezo-Positioniersystems zur nächsten Position und $400\ \text{ms}$ Integrationszeit des Leistungsmessgerätes zusammensetzt. Die Aufnahme einer Fläche von $10 \times 10\ \mu\text{m}^2$ beträgt bei einer Auflösung von $100\ \text{nm}$ daher $80\ \text{Minuten}$. Die ursprünglich geplante Vermessung des dreidimensionalen Fokusvolumens ließ sich aufgrund der langen Messzeiten mit diesem System nicht realisieren. Aus demselben Grund wurden keine systematischen Studien in Abhängigkeit der Phasenringparameter durchgeführt. Diese wurden stattdessen mit einer Kamera im Fokus einer langbrennweitigen Linse durchgeführt, wie im folgenden Abschnitt beschrieben.

5.2.2 Untersuchung der Superauflösung im Fokus einer schwach fokussierenden Linse

Im Fokus einer $500\ \text{mm}$ Linse wurden superaufgelöste Strahlprofile (die PSF) mit einer CMOS-Kamera (Sumix SMX150) aufgezeichnet. Abbildung 5.10 zeigt die typischen Profile von einem ungeformten Gaußstrahl (a) und superaufgelösten Strahlen (b-c). Die Strahlprofile zeigen eine kleine Abweichung der zirkularen Symmetrie aufgrund einer Elliptizität des Laserstrahls von $20\ \%$. Diese stammt direkt vom Strahlprofil des Laseroszillators. Die Auswertung des Strehl-Faktors S und der Strahlbreite G wurde anhand dieser Bilder entlang der zentralen Achse in x -Richtung durchgeführt.

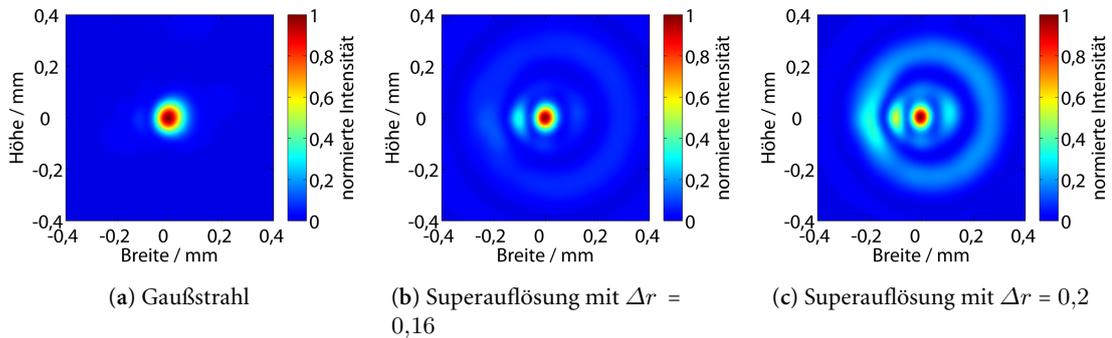


Abbildung 5.10: Normierte Kamerabilder in der Fokusebene einer 500 mm Linse ohne (a) und mit Superauflösung (b-c).

Die resultierenden Graphen in Abhängigkeit von der Phasenringbreite sind in Abbildung 5.11 dargestellt. Die blauen Linien zeigen einen linearen Fit durch die Daten. Für eine 20-prozentige Reduktion der Strahlgröße sinkt die Spitzenintensität um 40 % ($\Delta r = 0,1$, $r_a = 0,16$) und für eine Reduktion von 30 % der Strahlgröße sinkt die Spitzenintensität um 70 % ($\Delta r = 0,16$, $r_a = 0,16$). Dieser Verlauf zeigt eine hohe Übereinstimmung mit dem theoretischen Verlauf aus Abbildung 5.6(b).

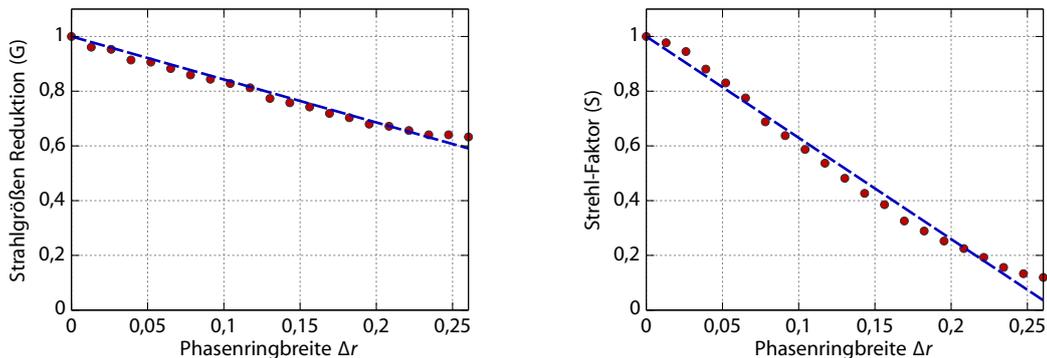


Abbildung 5.11: Reduktion der Strahlgröße G (links) und des Strehl-Faktors S (rechts) in Abhängigkeit des Phasenringradius Δr für $r_a = 0,16$. Die gestrichelten blauen Linien zeigen einen linearen Fit durch die gemessenen Daten.

5.2.3 Lasersystem und experimenteller Aufbau

Für die Experimente zur Nanochirurgie an biologischen Proben wurde ein anderes Lasersystem mit höherer Repetitionsrate und niedrigerer Pulsenergie verwendet als in den vorherigen Experimenten zur Materialbearbeitung von Gläsern. Es handelt sich um einen in der Arbeitsgruppe aufgebauten Femtosekunden-Laserszillator mit einem Yb:KYW-Kristall. Dieses System hat eine Zentralwellenlänge von 1030 nm, eine Repetitionsrate von 44 MHz und liefert 10 nJ

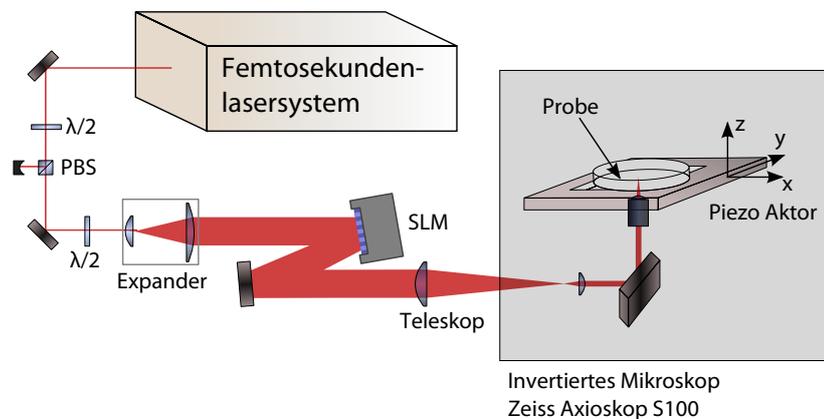


Abbildung 5.12: Experimenteller Aufbau zur Erzeugung von supraaufgelösten Laserstrahlen und zur nachfolgenden Mikromanipulation von biologischen Proben.

Pulsenergie bei 240 fs Pulsdauer. Der experimentelle Aufbau für die Nanochirurgie an Zellen ist in Abbildung 5.12 skizziert.

Der Aufbau stimmt im Wesentlichen mit dem vorherigen Aufbau zum Wellenleiterschreiben überein (siehe Abbildung 4.10). Die Phasenmaske wird durch den SLM in den Laserstrahl integriert und durch das Teleskop hinter dem SLM sowohl die Phase auf die Apertur des Mikroskopobjektivs abgebildet, als auch die Laserstrahlgröße auf die Apertur angepasst. Allerdings wird hier das geformte Laserlicht in ein invertiertes Durchlichtmikroskop (Zeiss Axiovert S100) geleitet, das über das eingebaute Mikroskopobjektiv den Strahl auf die biologische Probe fokussiert. Diese ist an einer piezogesteuerten 3D-Abtasteinheit gehalten (TRITOR 100, Piezo Jena) mit dessen Bewegung die Schnitte realisiert werden.

5.2.4 Lineare Schnitte an fixierten Zellen

Die Auswirkung von supraaufgelösten Strahlen auf die Schnittbreite bei der Femtosekunden-Laser-Nanochirurgie wurde mittels Linienschnitten in gefärbten bovinen kapillaren Endothelzellen untersucht. Diese Zellen wurden in RPMI 1640 Medium (Roswell Park Memorial Institute), ergänzt mit 10 % FCS (fötales Kälberserum) und den Antibiotika Penicillin, Streptomycin und Partricin, bei 37°C und 5 % CO₂ in befeuchteter Atmosphäre kultiviert. Für Nanochirurgie-Experimente wurden die Zellen in 4 % Paraformaldehyde (Sigma) in PBS (*phosphate buffered saline*) für 20 Minuten fixiert und die DNA wurde mit Hoechst 33342 (Invitrogen) für 10 Minuten gefärbt.

Die Nano-Dissektion der Zellen wurde durch Bewegung der Probe relativ zum fixierten Laserfokus mit einer Bewegungsgeschwindigkeit von 100 μm/s durchgeführt. Der Laserstrahl wurde in die Zellen mit einem Wasser-Immersions-Objektiv, optimiert für nahinfrarotes Licht, mit einer NA von 0,8 (Zeiss Achroplan IR 40x/0,8W) fokussiert. Durch die Markierung der Zellen mit

Fluoreszenzmolekülen ließen sich die resultierenden Strukturen in einem Multiphotonen-Fluoreszenzmikroskop mit einem 100x/1,3 NA-Objektiv analysieren. Der Aufbau dieses Mikroskops ist in [Kue10] dargestellt. Die NA des schneidenden Objektivs (40x/NA 0,8) wurde einen Faktor 1,6 kleiner gewählt als die des Objektivs für die Mikroskopie, um die Schnittbreite besser auflösen zu können. In Abhängigkeit von der eingestrahnten Laserleistung werden die Fluoreszenzmarker durch das Licht ausgebleicht oder vollständig durch einen Materialabtrag zerstört. Der Übergang zwischen beiden Prozessen ist für die verwendeten Fluoreszenz-Moleküle (hier Hoechst 33342) fließend [Kal11]. Alleine aus der Menge des Fluoreszenzsignals lässt sich nicht zwischen den beiden Prozessen unterscheiden, aber aus [Hei05] ist bekannt, dass die Ablationsschwelle erreicht ist, wenn die Schnittbreiten der fokussierten Strahlgröße entsprechen. Um sicherzustellen, dass Schnitte in den Zellen durchgeführt wurden, wurde die Pulsenergie von 5,2 nJ, weit oberhalb der Ablationsschwelle, herunter bis 0,7 nJ variiert. Es ist zu erwarten, dass sich mit sinkender Pulsenergie die Schnittbreite reduziert [Hei05; Kue10].

Insgesamt wurden 105 Zellen bearbeitet und analysiert, sowohl mit einem unveränderten Gaußstrahl, dessen Ergebnisse als Referenz dienen, als auch mit verschiedenen Superauflösungsfiltern. Die Ergebnisse wurden in Abhängigkeit der Spitzenintensität verglichen, jeweils unter Berücksichtigung des reduzierten Strehl-Faktors. Beispiele der Fluoreszenzaufnahmen von bearbeiteten Zellen sind in Abbildung 5.13 abgebildet.

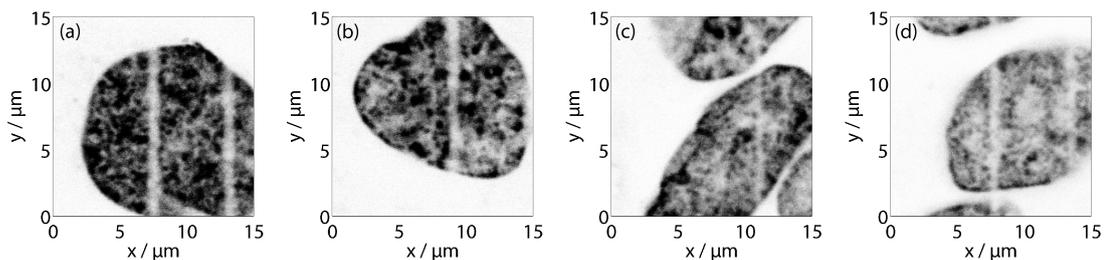


Abbildung 5.13: Beispiele von Linienschnitten in Zellen mit einem ungeformten Laserstrahl (a-b) und einem supraaufgelösten Laserstrahl (c-d) bei $\Delta r = 0,16$. Die Bilder wurden aufgenommen mit einem Multiphotonen-Fluoreszenzmikroskop mit einem 100x/1,3 NA Objektiv. Die entsprechenden ermittelten Linienbreiten sind: (a,1.) $1,09 \pm 0,18 \mu\text{m}$ bei 1,1 nJ, (a,2.) $1,09 \pm 0,33 \mu\text{m}$ bei 1,1 nJ, (b) $0,87 \pm 0,22 \mu\text{m}$ bei 1,1 nJ, (c) $0,76 \pm 0,25 \mu\text{m}$ bei 4,5 nJ, (d,1.) $0,86 \pm 0,15 \mu\text{m}$ bei 4,3 nJ, (d,2.) $1,07 \pm 0,30 \mu\text{m}$ bei 4,3 nJ

Die veränderte Zellstruktur wurde über die gesamte Länge des Linienschnittes automatisiert mit einem Matlab-Skript analysiert. Das Ergebnis dieser Auswertung ist die mittlere Halbwertsbreite (FWHM) des Schnitts und die zugehörige Standardabweichung als Fehlergröße. Da das Fluoreszenzsignal in den Zellkernen nicht homogen ist, wurde darauf geachtet nur eine Breite des fehlenden Fluoreszenzsignals an den Stellen zu berechnen, wo eindeutig Material entfernt wurde und nicht Signal aufgrund von natürlichen Inhomogenitäten fehlt. Dafür wurde senkrecht zur Schnittrichtung in jeder Pixelzeile an der Schnittposition der Intensitätsabfall als Minimum zwischen zwei benachbarten lokalen Maxima erkannt. Die Daten wurden nur bei einem ausreichenden Kontrast zwischen dem Minimum und den umgebenden Maxima ausgewertet.

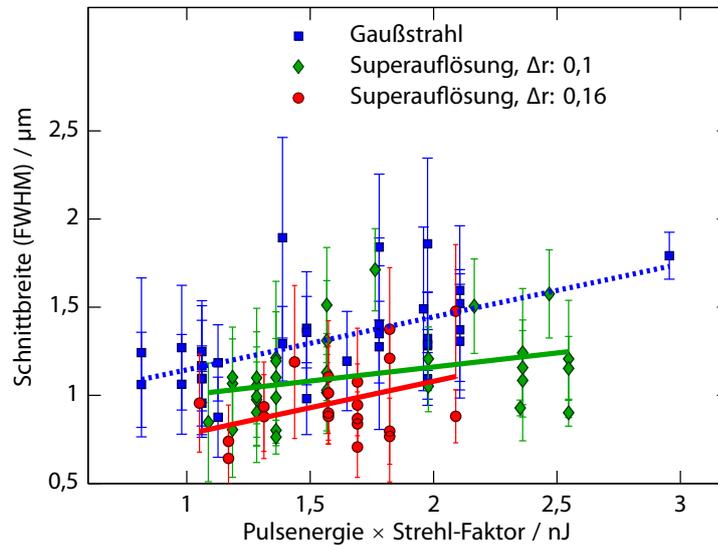


Abbildung 5.14: Ergebnisse der statistischen Analyse von 105 Zellen, unterteilt in drei Abschnitte: Zellschnitte mit dem ungeformten Referenzstrahl (blaue gestrichelte Linie), Schnitte mit einer Phasenringbreite $\Delta r = 0,1$ (grüne Linie) und $\Delta r = 0,16$ (rote Linie). Die Fehlerbalken stellen die Standardabweichung der analysierten Schnittbreiten dar. Die Pulsenergie ist im Falle der supera aufgelösten Strahlen mit dem Strehl-Faktor auf die Pulsenergie des ungeformten Strahls normiert, sodass jeweils nur Werte mit denselben Spitzenintensitäten verglichen werden.

Die Ergebnisse der Auswertung aller bearbeiteten Zellen sind in Abbildung 5.14 aufgetragen. Drei verschiedene Fälle sind dargestellt: Zellschnitte ohne supera aufgelösten Strahl, Schnitte mit einer Phasenringbreite von $\Delta r = 0,1$ und mit $\Delta r = 0,16$, jeweils bei $r_a = 0,16$. Durch den nichtlinearen Ursprung der Bearbeitung der Zellen wird die Materialveränderung nur durch die Spitzenintensität bestimmt. Daher wurde die zur Bearbeitung verwendete Pulsenergie im Fall von supera aufgelösten Laserstrahlen mit dem Strehl-Faktor auf die Pulsenergie des ungeformten Strahls normiert, sodass jeweils nur Werte mit denselben Spitzenintensitäten verglichen werden. Dies ermöglicht den direkten Vergleich der Ergebnisse für unveränderte und supera aufgelöste Strahlen. Aus den theoretischen Analysen ergibt sich für die maximale Phasenringbreite von $\Delta r = 0,16$ eine relative Intensität der Seitenbänder M von 7 %. In [Hei05] wurde die Schwelle für das Ausbleichen der Fluoreszenzmoleküle untersucht. Dabei wurde mit Zellstrukturen gearbeitet, die mit denen in dieser Arbeit vergleichbar sind. Bei dieser Untersuchung wurde festgestellt, dass diese Schwelle bei 80 % der Schwelle für den Materialabtrag liegt. Ein Vergleich dieser Ergebnisse mit den hier verwendeten Laserparametern zeigt, dass die Intensität der Seitenbänder deutlich unter der Schwelle für ein Ausbleichen der Fluoreszenzmoleküle liegt und diese damit keinen Einfluss auf die gemessenen Schnittbreiten haben.

In dieser Arbeit ist die kleinste gemessene Schnittbreite vergleichbar mit dem Fokusdurchmesser des unveränderten Strahldurchmessers ($0,78 \mu\text{m}$) [QS07]. Da ein eindeutiger Materialabtrag

vorliegt, sobald die gemessene Schnittgröße den Strahldurchmesser des fokussierten Laserstrahls überschreitet [Hei05], kann man bei den gemessenen Linienschnitten davon ausgehen kann, dass diese ausschließlich auf einem Materialabtrag basieren.

Anhand der Ergebnisse lässt sich ein Zusammenhang zwischen Pulsenergie und Schnittbreite eindeutig erkennen. Für abnehmende Energie nimmt die resultierende Schnittbreite ab, bis ein Materialabtrag nicht mehr eindeutig festgestellt werden kann. Dieser Zusammenhang lässt sich sowohl für ungeformte Laserstrahlen als auch für supraaufgelöste Strahlen erkennen, mit dem wesentlichen Unterschied, dass für supraaufgelöste Strahlen die mittlere Schnittbreite über den gesamten Energiebereich wesentlich kleiner ist. Die Reduktion der mittleren Schnittbreite zwischen dem unveränderten Strahl und dem besten supraaufgelösten Strahl ($\Delta r = 0,16$, rot) betrug etwa 30 %, welches der gemessenen Strahlbreitenreduktion (siehe Abbildung 5.11) sehr gut entspricht.

5.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde dargestellt, wie sich die Schnittbreite bei der laserbasierten Nanochirurgie von Zellen mit supraaufgelösten Strahlen reduzieren lässt. Hierfür wurden Phasenmasken mit drei kreisförmigen Zonen verwendet, deren mittlerer Ring einen Phasenhub von π aufweist. Die resultierende mittlere Schnittbreite wurde um 30 %, verglichen mit einem unveränderten Gaußstrahl, reduziert. Dynamische Phasenmasken, wie hier umgesetzt, sind für eine zeitliche Variation der Strahlbreite geeignet. Statische Phasenmasken hingegen ermöglichen die gleiche Superauflösung bei deutlich niedrigeren Kosten. Diese lassen sich beispielsweise in Quarzglas fertigen [Wan99; Liu06b]. Eine etablierte Anwendung dieser statische Phasenmasken zur Superauflösung ist die konfokalen Laser-Scanning-Mikroskopie [Boy02; Jua03]. Darüberhinaus lässt sich die Methode auch in allen Multiphotonen-Mikroskopieverfahren zur Verbesserung der Bildgebung einsetzen.

KAPITEL 6

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden neue Anwendungen der Strahlformung in der Femtosekunden-Laser-Materialbearbeitung demonstriert und untersucht. Zum einen wurden photonische Strukturen aus mehreren Wellenleitern wie Koppler und Strahlteilern einem einzelnen Schreibvorgang hergestellt, und zum anderen wurde nachgewiesen, dass sich die Superauflösung dazu eignet, Schnitte in biologischen Zellen mit Breiten unterhalb der beugungslimitierten Schnittbreite eines Gaußstrahls zu erzeugen.

Für die Ermittlung des Einflusses der Schreibparameter auf die Leitungseigenschaften von Wellenleitern wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Aufbau zur Erzeugung und ein weiterer Aufbau zur Analyse von Wellenleiterstrukturen entwickelt und verwendet, siehe Kapitel 3. Bei der Untersuchung der Abhängigkeiten stellte sich heraus, dass sich Wellenleiter mit den geringsten Leitungsverlusten bei einer Fokussierung mit einer NA 0,65 herstellen lassen. Diese Wellenleiter leiten über den Wellenlängenbereich von 660 nm bis 1550 nm ausschließlich Licht im Grundmode. Die Verluste zeigen eine lineare Abhängigkeit von der Pulsenergie, die für ansteigende Pulsenergien sinken. Die Pulsenergie ist jedoch nach oben hin limitiert durch das Entstehen der in Abschnitt 3.4.5 beschriebenen perlenartigen Strukturänderung, die einer Materialzerstörung entsprechen. Die optimale Pulsenergie zur Erzeugung von Wellenleitern liegt daher dicht unterhalb der Schwelle der Materialzerstörung. Bei einer Analyse mit 974 nm liegen die mittleren Verluste in diesem Bereich bei $-4,4$ dB/cm. Die Schreibgeschwindigkeit hat keinen erkennbaren Einfluss auf die Verluste, allerdings sind geringe Geschwindigkeiten vorteilhaft, da dabei die Pulsenergieschwelle für die Erzeugung von Perlenstrukturen ansteigt.

In Kapitel 4 wurde ein neues Verfahren zur Herstellung von komplexen Wellenleiterstrukturen durch die Kombination der Strahlformung mit der Femtosekunden-Laser-Materialbearbeitung vorgestellt. Diese Methode verwendet einen programmierbaren Phasenmodulator zum Schreiben von mehreren Wellenleitern in einem einzelnen Schreibvorgang. Die Aufteilung des Laserstrahls in zwei Foki wurde dabei über ein Phasengitter realisiert. Der Abstand der parallel erzeugten Wellenleiter kann bei einer Fokussierung mit einer NA 0,65 in einem Bereich von $2\ \mu\text{m}$ bis $100\ \mu\text{m}$ variiert werden. Insbesondere sehr kleine Wellenleiterabstände können mit dieser Technik sehr

genau eingestellt werden. Die Analyse der parallel geschriebenen Wellenleiter zeigte, dass die mit dieser Methode geschriebenen Wellenleiter in den Leitungseigenschaften keinen Unterschied gegenüber einzeln geschriebenen Wellenleitern aufweisen.

Durch eine zeitliche Variation der Periode des Phasengitters während der Bewegung des Substrats wurden Wellenleiterkoppler und Strahlteiler demonstriert. Durch eine Variation der Kopplerstrukturen wurden verschiedene Kopplungsraten bei einer evaneszenten Kopplung mit Wellenlängen von 974 nm und 1550 nm nachgewiesen. Für die Herstellung von Strahlteilern wurde eine zusätzliche Leistungsanpassung in den Schreibvorgang integriert. Licht wird in den so erzeugten Strukturen auf zwei Wellenleiter aufgeteilt, wobei über alle Strukturen ein mittleres Aufteilungsverhältnis von $\eta_{\text{Split}} = 50\% \pm 8.3\%$ ermittelt wurde. Der minimal erreichbare Abstand zwischen den Wellenleitern ist allerdings auf $6\ \mu\text{m}$ begrenzt, da es bei kleineren Abständen zu einer Materialzerstörung kommt, siehe Diskussion in Abschnitt 4.3.2. Die so erstellten Strahlteiler weisen daher im Mittel zusätzliche Verluste von 20 % auf. Darüber hinaus wurde eine Erweiterung der Strahlformung vorgestellt, mit der mehrere Foki in einstellbaren Fokustiefen realisiert werden können (Abschnitt 4.1.4). Mit diesem Konzept wurden Strahlteiler erstellt, deren Wellenleiter am Ausgang einen Höhenunterschied aufweisen. Diese dreidimensionalen Strahlteiler zeigten bis zu einer Höhendifferenz am Ausgang von $10\ \mu\text{m}$ eine gleichmäßige Aufteilung der Eingangsintensität. Größere Unterschiede in der Höhe konnten aus einem Zusammenspiel verschiedener Faktoren wie der Leistungsverträglichkeit und der zur Verfügung stehenden Auflösung des Strahlformers sowie einem konzeptionellen Fehler in den verwendeten Phasenmasken nicht realisiert werden, siehe Diskussion in Abschnitt 4.3.6.

In dieser Arbeit wurde somit gezeigt, dass mit der Strahlformung und der damit möglichen Erzeugung von mehrfachen Foki die Erzeugung von komplexen photonischen Strukturen wie Strahlteilern oder Kopplern in einem einzelnen Schreibvorgang realisiert werden kann. Allerdings sind einem dabei durch die technischen Limitationen des Strahlformers Grenzen gesetzt. Zum einen durch die Wahl der Schreibparameter und der möglichen Komplexität der Phasenmasken, siehe Abschnitt 4.2.1 und 4.3.1. Zum anderen sind die dabei entstandenen Strukturen in der Qualität bzgl. der Verluste und der Reproduzierbarkeit nicht konkurrenzfähig mit den klassischen, ohne Strahlformung hergestellten Strukturen, die mittels hochpräziser Positioniertische hintereinander erzeugt werden. Vergleichswerte sind in Abschnitt 2.3.2 aufgeführt. Interessant bleibt das grundlegende Konzept dennoch, da die Probleme im Wesentlichen durch technische Limitationen bedingt sind und inzwischen mit besseren Strahlformern und Lasersystemen mit niedrigen Repetitionsraten deutlich komplexere Wellenleiterstrukturen in einem einzelnen Schreibvorgang erstellt wurden, siehe Diskussion in Abschnitt 4.4.

Im letzten experimentellen Kapitel wurde dargestellt, wie sich die Schnittbreite bei der laserbasierten Nanochirurgie von Zellen mit supraaufgelösten Strahlen reduzieren lässt. Hierfür wurden binäre Phasenmasken mit drei kreisförmigen Zonen verwendet, deren mittlerer Ring einen Phasenhub von π aufweist. Zunächst wurden die theoretischen Limitationen dieser Technik untersucht. Dabei wurde festgestellt, dass in Abhängigkeit von der Breite des mittleren Phasenrings zum einen der zentrale Fokusbereich abnimmt und damit eine Fokusgröße unterhalb des Beugungslimits realisiert wird. Zum anderen steigen damit aber auch die um-

gebenden Beugungsringe in der Intensität linear an und die Spitzenintensität nimmt linear ab. Für die Anwendung muss man daher einen Kompromiss zwischen reduzierter Strahlgröße und zusätzlichen Beugungsringen sowie einer reduzierten Spitzenintensität eingehen. Die Auswirkung des supraaufgelösten Laserstrahls wurde anhand von linearen Schnitten in fixierten fluoreszenzmarkierten Strukturen in Zellen untersucht. Die Pulsenergie wurde dabei von der Schwelle zur Materialveränderung ausgehend erhöht, um die Reduktion der Schnittbreite durch die Superauflösung von der Abhängigkeit der Schnittbreite von der Pulsenergie zu unterscheiden. Insgesamt wurden über hundert Zellen bearbeitet und die Schnittstrukturen ausgewertet. Aus dieser Untersuchung folgt, dass für supraaufgelöste Strahlen die mittlere Schnittbreite um 30 %, verglichen mit einem unveränderten Gaußstrahl, reduziert ist.

Ausblick

Zusätzlich zu den bereits realisierten Wellenleiterstrukturen lassen sich mit den hier beschriebenen Methoden weitere hier nicht vorgestellte Komponenten realisieren. Durch das erneute Zusammenführen der Wellenleiter hinter einem Strahlteiler lässt sich z. B. ein Mach-Zehnder-Interferometer herstellen. Darüber hinaus kann man die Zahl der gleichzeitig geschriebenen Wellenleiter erhöhen. Verschiedene Beispiele für eine Strahlformung mit mehr als zwei Foki sind im Anhang C abgebildet.

An den bestehenden Strukturen konnten nicht alle Parameter ausgewertet werden. Insbesondere für eine Auswertung der wellenlängenabhängigen Kopplungsrate bei den Kopplerstrukturen wäre eine abstimmbare Laserquelle erforderlich, die nicht zur Verfügung stand. Diese wäre ebenfalls für eine Analyse von interferometrischen Wellenleiterstrukturen erforderlich. Eine weitergehende Analyse der Wellenleiterstrukturen, insbesondere in Bezug auf den Brechungsindexkontrast würde helfen, die Schreibparameter weiter zu optimieren.

Eine weitergehende Optimierung der Wellenleiter ist grundsätzlich möglich. Zum einen hatte der verwendete Laser ein nicht optimales Strahlprofil, zum anderen wurden verschiedene Parameterstudien publiziert, die zeigen, dass andere Repetitionsraten, Wellenlängen und Pulsdauern zu besseren Ergebnissen führen, wenngleich sich die Studien zum Teil widersprechen (siehe Abschnitt 2.3.2). Darüber hinaus gibt es weitere Methoden zur Optimierung der Wellenleiter, ebenfalls beschrieben in Abschnitt 2.3.2, mit denen sich die Verluste der Wellenleiter verringern lassen. Diese wurden hier nicht eingesetzt, weil sie nicht mit der Strahlformung kombiniert werden konnten.

Die Superauflösung ist konzeptionell über das Schneiden in der Nanochirurgie hinaus in allen nichtlinearen Mikroskopiemethoden einsetzbar. Hierfür können allerdings die zusätzlichen Beugungsringe limitierend sein, da die nichtlineare Ordnung in der Bildgebung geringer ist als bei der Nanochirurgie. Sofern keine dynamische Anpassung der Phasenmasken erforderlich ist, können statische Phasenmasken aus Quarzglas verwendet werden. Diese ermöglichen die gleiche Superauflösung bei deutlich niedrigeren Kosten. Zudem lassen sich statische Phasenmasken sehr einfach in bestehende Mikroskope integrieren. Eine weitere Verbesserung in der Strahlgrößenreduktion ist im Wesentlichen nur durch komplexere Phasenmasken als die hier verwendeten zu erreichen.

Literatur

- [Ams06] M. AMS, G. D. MARSHALL und M. J. WITHFORD: „Study of the influence of femtosecond laser polarisation on direct writing of waveguides“. *Opt. Express* (2006), Bd. 14(26): S. 13158–13163 (siehe S. 16, 17).
- [Ams05] MARTIN AMS, G. MARSHALL, D. SPENCE und M. WITHFORD: „Slit beam shaping method for femtosecond laser direct-write fabrication of symmetric waveguides in bulk glasses“. *Opt. Express* (2005), Bd. 13(15): S. 5676–5681 (siehe S. 17).
- [And92] HIDEO ANDO: „Phase-Shifting Apodizer of Three or More Portions“. *Japanese Journal of Applied Physics* (1992), Bd. 31(Part 1, No. 2B): S. 557–567 (siehe S. 80).
- [Apt04] BORIS APTER, UZI EFRON und ELDAD BAHAT-TREIDEL: „On the Fringing-Field Effect in Liquid-Crystal Beam-Steering Devices“. *Appl. Opt.* (2004), Bd. 43(1): S. 11–19 (siehe S. 58).
- [Ash03] D. ASHKENASI, G. MÜLLER, A. ROSENFELD, R. STOIAN, I.V. HERTEL, N.M. BULGAKOVA und E.E.B. CAMPBELL: „Fundamentals and advantages of ultrafast micro-structuring of transparent materials“. *Applied Physics A: Materials Science & Processing* (2003), Bd. 77(2): S. 223–228 (siehe S. 13).
- [Bau08] J. BAUMGART, W. BINTIG, A. NGEZAHAYO, S. WILLENBROCK, H. MURUA ESCOBAR, W. ERTMER, H. LUBATSCHOWSKI und A. HEISTERKAMP: „Quantified femtosecond laser based opto-perforation of living GFSHR-17 and MTH53 a cells“. *Opt. Express* (2008), Bd. 16(5): S. 3021–3031 (siehe S. 77).
- [Blö06] DOMINIK BLÖMER, ALEXANDER SZAMEIT, FELIX DREISOW, THOMAS SCHREIBER, STEFAN NOLTE und ANDREAS TÜNNERMANN: „Nonlinear refractive index of fs-laser-written waveguides in fused silica“. *Opt. Express* (2006), Bd. 14(6): S. 2151–2157 (siehe S. 16).
- [Boi72] L. P. BOIVIN: „Multiple Imaging Using Various Types of Simple Phase Gratings“. *Appl. Opt.* (1972), Bd. 11(8): S. 1782–1792 (siehe S. 4, 52).
- [Bou86] JEAN-LUC BOULNOIS: „Photophysical processes in recent medical laser developments: A review“. *Lasers in Medical Science* (1 1986), Bd. 1. 10.1007/BF02030737: S. 47–66 (siehe S. 3, 77).

- [Boy08] ROBERT W. BOYD: *Nonlinear Optics, Third Edition*. 3. Aufl. Academic Press, 2008 (siehe S. 1, 8).
- [Boy02] GILBERT BOYER: „New class of axially apodizing filters for confocal scanning microscopy“. *J. Opt. Soc. Am. A* (2002), Bd. 19(3): S. 584–589 (siehe S. 3, 80, 90).
- [Cer02] G. CERULLO, R. OSELLAME, S. TACCHEO, M. MARANGONI, D. POLLI, R. RAMPONI, P. LAPORTA und S. DE SILVESTRI: „Femtosecond micromachining of symmetric waveguides at 1.5 μm by astigmatic beam focusing“. *Opt. Lett.* (2002), Bd. 27(21): S. 1938–1940 (siehe S. 17).
- [Cha01] J. W. CHAN, T. HUSER, S. RISBUD und D. M. KROL: „Structural changes in fused silica after exposure to focused femtosecond laser pulses“. *Opt. Lett.* (2001), Bd. 26(21): S. 1726–1728 (siehe S. 13).
- [Cha03a] JAMES W. CHAN, THOMAS R. HUSER, SUBHASH H. RISBUD, JOSEPH S. HAYDEN und DENISE M. KROL: „Waveguide fabrication in phosphate glasses using femtosecond laser pulses“. *Applied Physics Letters* (2003), Bd. 82(15): S. 2371–2373 (siehe S. 12).
- [Cha03b] J.W. CHAN, T.R. HUSER, S.H. RISBUD und D.M. KROL: „Modification of the fused silica glass network associated with waveguide fabrication using femtosecond laser pulses“. *Applied Physics A: Materials Science & Processing* (2003), Bd. 76(3). 10.1007/s00339-002-1822-9: S. 367–372 (siehe S. 11, 12).
- [Chu09] SAMUEL H. CHUNG und ERIC MAZUR: „Surgical applications of femtosecond lasers“. *Journal of Biophotonics* (2009), Bd. 2(10): S. 557–572 (siehe S. 1, 3, 78).
- [Cox84] INGEMAR J. COX: „Increasing the bit packing densities of optical disk systems“. *Appl. Opt.* (1984), Bd. 23(19): S. 3260–3261 (siehe S. 80).
- [Cre10] ANDREA CRESPI, YU GU, BONGKOT NGAMSOM, CHAITANYA DONGRE, HUGO HOEKSTRA, HANS van den VLEKKERT, PAUL WATTS, MARKUS POLLNAU, GIULIO CERULLO und ROBERTO OSELLAME: „Label-Free Detection in a Lab-on-a-Chip with a Three-Dimensional Mach-Zehnder Interferometer“. *Conference on Lasers and Electro-Optics*. Optical Society of America, 2010: CMH1 (siehe S. 2, 49).
- [DY08] LIU DA-YONG, LI YAN, DOU YAN-PING, GUO HENG-CHANG, YANG HONG und GONG QI-HUANG: „Transverse Writing of Multimode Interference Waveguides inside Silica Glass by Femtosecond Laser Pulses“. *Chinese Physics Letters* (2008), Bd. 25(7): S. 2500 (siehe S. 42).
- [Dam79] H. DAMMANN: „Spectral characteristics of stepped phase gratings“. *Optik* (1979), Bd. 53: S. 409–417 (siehe S. 50).
- [Dav96] K. M. DAVIS, K. MIURA, N. SUGIMOTO und K. HIRAO: „Writing waveguides in glass with a femtosecond laser“. *Opt. Lett.* (1996), Bd. 21(21): S. 1729–1731 (siehe S. 2, 10, 12).
- [Den90] W DENK, JH STRICKLER und WW WEBB: „Two-photon laser scanning fluorescence microscopy“. *Science* (1990), Bd. 248(4951): S. 73–76 (siehe S. 78).

- [Dic96] FRED M. DICKEY und SCOTT C. HOLSWADE: „Gaussian laser beam profile shaping“. *Optical Engineering* (1996), Bd. 35(11): S. 3285–3295 (siehe S. 3).
- [Die96] JEAN-CLAUDE DIELS und WOLFGANG RUDOLPH: *Ultrashort Laser Pulse Phenomena: Fundamentals, Techniques, and Applications on a Femtosecond Time Scale*. Academic Press Inc, 1996 (siehe S. 1).
- [DB07] V. DIEZ-BLANCO, J. SIEGEL, A. FERRER, A. RUIZ de la CRUZ und J. SOLIS: „Deep subsurface waveguides with circular cross section produced by femtosecond laser writing“. *Applied Physics Letters* (2007), Bd. 91(5), 051104: S. 051104 (siehe S. 19).
- [Don08] CHAITANYA DONGRE, RONALD DEKKER, HUGO J. W. M. HOEKSTRA, MARKUS POLLNAU, REBECA MARTINEZ-VAZQUEZ, ROBERTO OSELLAME, GIULIO CERULLO, ROBERTA RAMPONI, ROB van WEEGHEL, GEERT A. J. BESSELINK und HANS H. van den VLEKERT: „Fluorescence monitoring of microchip capillary electrophoresis separation with monolithically integrated waveguides“. *Opt. Lett.* (2008), Bd. 33(21): S. 2503–2505 (siehe S. 2).
- [Eat05] SHANE EATON, HAIBIN ZHANG, PETER HERMAN, FUMIYO YOSHINO, LAWRENCE SHAH, JAMES BOVATSEK und ALAN ARAI: „Heat accumulation effects in femtosecond laser-written waveguides with variable repetition rate“. *Opt. Express* (2005), Bd. 13(12): S. 4708–4716 (siehe S. 2, 12).
- [Eat08a] SHANE M. EATON: „Contrasts in thermal diffusion and heat accumulation effects in the fabrication of waveguides in glasses using variable repetition rate femtosecond laser“. Diss. University of Toronto, Canada, 2008 (siehe S. 17, 40).
- [Eat10] SHANE M. EATON, MI LI NG, ROBERTO OSELLAME und PETER R. HERMAN: „High refractive index contrast in fused silica waveguides by tightly focused, high-repetition rate femtosecond laser“. *Journal of Non-Crystalline Solids* (2010), Bd. (siehe S. 2, 16, 17, 76).
- [Eat08b] SHANE M. EATON, HAIBIN ZHANG, MI LI NG, JIANZHAO LI, WEI-JEN CHEN, STEPHEN HO und PETER R. HERMAN: „Transition from thermal diffusion to heat accumulation in high repetition rate femtosecond laser writing of buried optical waveguides“. *Opt. Express* (2008), Bd. 16(13): S. 9443–9458 (siehe S. 12).
- [Ehl07] A. EHLERS, I. RIEMANN, S. MARTIN, R. LE HARZIC, A. BARTELS, C. JANKE und K. KÖNIG: „High (1 GHz) repetition rate compact femtosecond laser: A powerful multiphoton tool for nanomedicine and nanobiotechnology“. *Journal of Applied Physics* (2007), Bd. 102(1), 014701: S. 014701 (siehe S. 3, 77).
- [Fie93] J. R. FIENUP: „Phase-retrieval algorithms for a complicated optical system“. *Appl. Opt.* (1993), Bd. 32(10): S. 1737–1746 (siehe S. 50).
- [Flo03] CATALIN FLOREA und KIM A. WINICK: „Fabrication and Characterization of Photonic Devices Directly Written in Glass Using Femtosecond Laser Pulses“. *J. Lightwave Technol.* (2003), Bd. 21(1): S. 246–253 (siehe S. 16, 17, 49).

- [Fuk05] NORIHIRO FUKUCHI, YE BIQING, YASUNORI IGASAKI, NARIHIRO YOSHIDA, YUJI KOBAYASHI und TSUTOMU HARA: „Oblique-Incidence Characteristics of a Parallel-Aligned Nematic-Liquid-Crystal Spatial Light Modulator“. *Optical Review* (5 2005), Bd. 12. 10.1007/s10043-005-0372-8: S. 372–377 (siehe S. 117, 119).
- [Fuk04] TAKESHI FUKUDA, SHIMON ISHIKAWA, TOMOKO FUJII, KEN SAKUMA und HIDEYUKI HOSOYA: „Low-loss optical waveguides written by femtosecond laser pulses for three-dimensional photonic devices“. Hrsg. von PETER R. HERMAN, JIM FIERET, ALBERTO PIQUE, TATSUO OKADA, FRIEDRICH G. BACHMANN, WILLEM HOVING, KUNIHICO WASHIO, XIANFAN XU, JAN J. DUBOWSKI, DAVID B. GEOHEGAN und FRANK TRAEGER. Bd. 5339. 1. San Jose, Ca, USA: SPIE, 2004: S. 524–538 (siehe S. 17).
- [Gat08] RAFAEL R. GATTASS und ERIC MAZUR: „Femtosecond laser micromachining in transparent materials“. *Nature Photonics* (Apr. 2008), Bd. 2(4): S. 219–225 (siehe S. 1, 4, 10, 116).
- [Ger72] R.W. GERCHBERG und W.O. SAXTON: „A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction“. *Optik* (1972), Bd. 35(2): S. 237–246 (siehe S. 50).
- [Gle96] E. N. GLEZER, M. MILOSAVLJEVIC, L. HUANG, R. J. FINLAY, T.-H. HER, J. P. CALLAN und E. MAZUR: „Three-dimensional optical storage inside transparent materials“. *Opt. Lett.* (1996), Bd. 21(24): S. 2023–2025 (siehe S. 10).
- [Gle97] E. N. GLEZER und E. MAZUR: „Ultrafast-laser driven micro-explosions in transparent materials“. *Applied Physics Letters* (1997), Bd. 71(7): S. 882–884 (siehe S. 10, 13).
- [Goe96] MONICA GOEL und DAVID L. NAYLOR: „Analysis of design strategies for Dammann gratings“. Hrsg. von IVAN CINDRICH und SING H. LEE. Bd. 2689. 1. San Jose, CA, USA: SPIE, 1996: S. 35–45 (siehe S. 50).
- [Goo05] JOSEPH W. GOODMAN: *Introduction To Fourier Optics*. 3. Roberts und Company Publishers, 2005 (siehe S. 22, 24, 25, 51).
- [Gu00] MIN GU: *Advanced optical imaging theory*. English. Springer, Berlin ; London, 2000: xii, 214 p. : (Siehe S. 29–31).
- [Gu10] MIN GU, DAMIAN BIRD, DANIEL DAY, LING FU und DRU MORRISH: *Femtosecond Biophotonics: Core Technology and Applications*. Cambridge, 2010 (siehe S. 3).
- [Gu07] YU GU, JUNG-HO CHUNG und JAMES G. FUJIMOTO: „Femtosecond Laser Fabrication of Directional Couplers and Mach-Zehnder Interferometers“. *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*. Optical Society of America, 2007: CThS3 (siehe S. 49).
- [Gun05] PHANINDRA NARAYAN GUNDU, ERWIN HACK und PRAMOD RASTOGI: „Apodized superresolution - concept and simulations“. *Optics Communications* (2005), Bd. 249(1-3): S. 101 –107 (siehe S. 80).

- [Has09] SATOSHI HASEGAWA und YOSHIO HAYASAKI: „Adaptive optimization of a hologram in holographic femtosecond laser processing system“. *Opt. Lett.* (2009), Bd. 34(1): S. 22–24 (siehe S. 50).
- [Hec01] EUGENE HECHT: *Optics (4th Edition)*. 4. Aufl. Addison Wesley, 2001 (siehe S. 80).
- [Hei05] A. HEISTERKAMP, I. Z. MAXWELL, E. MAZUR, J. M. UNDERWOOD, J. A. NICKERSON, S. KUMAR und D. E. INGBER: „Pulse energy dependence of subcellular dissection by femtosecond laser pulses“. *Opt. Express* (2005), Bd. 13(10): S. 3690–3696 (siehe S. 78, 88–90).
- [Hna05] C. HNATOVSKY, R. S. TAYLOR, E. SIMOVA, V. R. BHARDWAJ, D. M. RAYNER und P. B. CORKUM: „High-resolution study of photoinduced modification in fused silica produced by a tightly focused femtosecond laser beam in the presence of aberrations“. *Journal of Applied Physics* (2005), Bd. 98(1), 013517: S. 013517 (siehe S. 19).
- [Hom99] D. HOMOELLE, S. WIELANDY, ALEXANDER L. GAETA, N. F. BORRELLI und CHARLENE SMITH: „Infrared photosensitivity in silica glasses exposed to femtosecond laser pulses“. *Opt. Lett.* (1999), Bd. 24(18): S. 1311–1313 (siehe S. 49).
- [Jah01] JÜRGEN JAHNS: *Photonik: Grundlagen, Komponenten und Systeme*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2001 (siehe S. 17).
- [Jes10] ALEXANDER JESACHER und MARTIN J. BOOTH: „Parallel direct laser writing in three dimensions with spatially dependent aberration correction“. *Opt. Express* (2010), Bd. 18(20): S. 21090–21099 (siehe S. 76).
- [Jua03] DANIEL M. de JUANA, JOSÉ E. OTI, VIDAL F. CANALES und MANUEL P. CAGIGAL: „Transverse or axial superresolution in a 4Pi-confocal microscope by phase-only filters“. *J. Opt. Soc. Am. A* (2003), Bd. 20(11): S. 2172–2178 (siehe S. 3, 80, 90).
- [Jua04] de JUANA, V. F. CANALES, P. J. VALLE und M. P. CAGIGAL: „Focusing properties of annular binary phase filters“. *Optics Communications* (2004), Bd. 229: S. 71–77 (siehe S. 80).
- [Kai00] A. KAISER, B. RETHFELD, M. VICANEK und G. SIMON: „Microscopic processes in dielectrics under irradiation by subpicosecond laser pulses“. *Phys. Rev. B* (2000), Bd. 61(17): S. 11437–11450 (siehe S. 9).
- [Kal11] S. KALIES, K. KUETEMEYER und A. HEISTERKAMP: „Mechanisms of high-order photobleaching and its relationship to intracellular ablation“. *Biomed. Opt. Express* (2011), Bd. 2(4): S. 805–816 (siehe S. 88).
- [Kel65] L. V. KELDYSH: „Ionization in the field of a strong em waveguide“. *Sov. Phys. JETP* (1965), Bd. 20: S. 1307–1314 (siehe S. 8, 116).
- [Kel10] U. KELLER: „Ultrafast solid-state laser oscillators: a success story for the last 20 years with no end in sight“. *Applied Physics B: Lasers and Optics* (1 2010), Bd. 100.10.1007/s00340-010-4045-3: S. 15–28 (siehe S. 2).

- [Kla01] THOMAS A. KLAR, EGBERT ENGEL und STEFAN W. HELL: „Breaking Abbe’s diffraction resolution limit in fluorescence microscopy with stimulated emission depletion beams of various shapes“. *Phys. Rev. E* (2001), Bd. 64(6): S. 066613 (siehe S. 4).
- [Koe99] K. KOENIG, I. RIEMANN, P. FISCHER und K. H. HALBHUBER: „Intracellular nanosurgery with near infrared femtosecond laser pulses“. *Cell Mol. Biol.* (1999), Bd. 45: S. 195–201 (siehe S. 3, 77).
- [KÖ1] K. KÖNIG, I. RIEMANN und W. FRITZSCHE: „Nanodissection of human chromosomes with near-infrared femtosecond laser pulses“. *Opt. Lett.* (2001), Bd. 26(11): S. 819–821 (siehe S. 78, 80).
- [Kra89] U. KRACKHARDT und N. STREIBL: „Design of dammann-gratings for array generation“. *Optics Communications* (1989), Bd. 74(1-2): S. 31–36 (siehe S. 50).
- [Kre00] BERNARD KRESS und PATRICK MEYRUEIS: *Digital Diffractive Optics - An Introduction to Planar Diffractive Optics and Related Technology*. Wiley, 2000 (siehe S. 27, 28).
- [Kue10] K. KUETEMEYER, R. REZGUI, H. LUBATSCHOWSKI und A. HEISTERKAMP: „Influence of laser parameters and staining on femtosecond laser-based intracellular nanosurgery“. *Biomed. Opt. Express* (2010), Bd. 1(2): S. 587–597 (siehe S. 80, 88).
- [Kum06] SANJAY KUMAR, IVA Z. MAXWELL, ALEXANDER HEISTERKAMP, THOMAS R. POLTE, TANMAY P. LELE, MATTHEW SALANGA, ERIC MAZUR und DONALD E. INGBER: „Viscoelastic Retraction of Single Living Stress Fibers and Its Impact on Cell Shape, Cytoskeletal Organization, and Extracellular Matrix Mechanics“. *Biophysical journal* (2006), Bd. 90(10): S. 3762–3773 (siehe S. 3, 77).
- [Lea04] JONATHAN LEACH, GAVIN SINCLAIR, PAMELA JORDAN, JOHANNES COURTIAL, MILES PADGETT, JON COOPER und ZSOLT LACZIK: „3D manipulation of particles into crystal structures using holographic optical tweezers“. *Opt. Express* (2004), Bd. 12(1): S. 220–226 (siehe S. 50).
- [Lee86] D. L. LEE: *Electromagnetic Principles of Integrated Optics*. New York: Wiley, 1986 (siehe S. 19).
- [Leu06] MARCEL LEUTENEGGER, RAMACHANDRA RAO, RAINER A. LEITGEB und THEO LASSER: „Fast focus field calculations“. *Opt. Express* (2006), Bd. 14(23): S. 11277–11291 (siehe S. 31).
- [Li98] FANGHONG LI, NAOHISA MUKOHZAKA, NARIHIRO YOSHIDA, YASUNORI IGASAKI, HARUYOSHI TOYODA, TAKASHI INOUE, YUJI KOBAYASHI und TSUTOMU HARA: „Phase Modulation Characteristics Analysis of Optically-Addressed Parallel-Aligned Nematic Liquid Crystal Phase-Only Spatial Light Modulator Combined with a Liquid Crystal Display“. *Optical Review* (3 1998), Bd. 5. 10.1007/s10043-998-0174-x: S. 174–178 (siehe S. 119).
- [Lie00] J. LIESENER, M. REICHERTER, T. HAIST und H. J. TIZIANI: „Multi-functional optical tweezers using computer-generated holograms“. *Optics Communications* (2000), Bd. 185(1-3): S. 77–82 (siehe S. 4, 50).

- [Liu06a] D. LIU, Y. LI, R. AN, Y. DOU, H. YANG und Q. GONG: „Influence of focusing depth on the microfabrication of waveguides inside silica glass by femtosecond laser direct writing“. *Applied Physics A: Materials Science & Processing* (2006), Bd. 84(3). 10.1007/s00339-006-3610-4: S. 257–260 (siehe S. 19, 41).
- [Liu06b] HAITAO LIU, YINGBAI YAN und GUOFAN JIN: „Design and experimental test of diffractive superresolution elements“. *Appl. Opt.* (2006), Bd. 45(1): S. 95–99 (siehe S. 80, 90).
- [Liu06c] J. S. LIU, M. J. THOMSON und M. R. TAGHIZADEH: „Automatic symmetrical iterative Fourier-transform algorithm for the design of diffractive optical elements for highly precise laser beam shaping“. *Journal of Modern Optics* (2006), Bd. 53(4): S. 461–471 (siehe S. 50).
- [Liu05] JIAREN LIU, ZHIYI ZHANG, SHOUBE CHANG, COSTEL FLUERARU und CHANDER P. GROVER: „Directly writing of 1-to-N optical waveguide power splitters in fused silica glass using a femtosecond laser“. *Optics Communications* (2005), Bd. 253(4-6): S. 315–319 (siehe S. 49).
- [Liu08] LINBO LIU, FRÉDÉRIC DIAZ, LIANG WANG, BRIGITTE LOISEAUX, JEAN-PIERRE HUIGNARD, C. J. R. SHEPPARD und NANGUANG CHEN: „Superresolution along extended depth of focus with binary-phase filters for the Gaussian beam“. *J. Opt. Soc. Am. A* (2008), Bd. 25(8): S. 2095–2101 (siehe S. 80).
- [Mai60] T. H. MAIMAN: „Stimulated Optical Radiation in Ruby“. *Nature* (1960), Bd. 187(4736): S. 493–494 (siehe S. 1).
- [Mar03] A. MARCINKEVICIUS, V. MIZEIKIS, S. JUODKAZIS, S. MATSUO und H. MISAWA: „Effect of refractive index-mismatch on laser microfabrication in silica glass“. *Applied Physics A: Materials Science & Processing* (2 2003), Bd. 76. 10.1007/s00339-002-1447-z: S. 257–260 (siehe S. 19).
- [Mar77] D. MARCUSE: „Loss analysis of single-mode fiber splices“. *Bell Syst. Tech. J.* (1977), Bd. 56(5): S. 703–718 (siehe S. 15).
- [Mau09] C. MAUCLAIR, G. CHENG, N. HUOT, E. AUDOUARD, A. ROSENFELD, I. V. HERTEL und R. STOIAN: „Dynamic ultrafast laser spatial tailoring for parallel micromachining of photonic devices in transparent materials“. *Opt. Express* (2009), Bd. 17(5): S. 3531–3542 (siehe S. 18).
- [Mau08] C. MAUCLAIR, A. MERMILLOD-BLONDIN, N. HUOT, E. AUDOUARD und R. STOIAN: „Ultrafast laser writing of homogeneous longitudinal waveguides in glasses using dynamic wavefront correction“. *Opt. Express* (2008), Bd. 16(8): S. 5481–5492 (siehe S. 19).
- [Mau10] C. MAURER, A. JESACHER, S. BERNET und M. RITSCH-MARTE: „What spatial light modulators can do for optical microscopy“. *Laser & Photon. Rev.* (2010), Bd.: S. 1–21 (siehe S. 4).

- [Max05] IVA MAXWELL, SAMUEL CHUNG und ERIC MAZUR: „Nanoprocessing of subcellular targets using femtosecond laser pulses“. *Medical Laser Application* (2005), Bd. 20(3): S. 193–200 (siehe S. 3).
- [McC83] L. McCAUGHAN und E. MURPHY: „Influence of temperature and initial titanium dimensions of fiber-Ti:LiNbO₃ waveguide insertion loss at $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ “. *Quantum Electronics, IEEE Journal of* (1983), Bd. 19(2): S. 131–136 (siehe S. 39).
- [Mic06] MICRONIT MICROFLUIDICS. 2006 (siehe S. 2).
- [Min02] KAORU MINOSHIMA, ANDREW KOWALEVICZ, ERICH IPPEN und JAMES FUJIMOTO: „Fabrication of coupled mode photonic devices in glass by nonlinear femtosecond laser materials processing“. *Opt. Express* (2002), Bd. 10(15): S. 645–652 (siehe S. 49).
- [Muk94] NAOHISA MUKOHZAKA, NARIHIRO YOSHIDA, HARUYOSHI TOYODA, YUJI KOBAYASHI und TSUTOMU HARA: „Diffraction efficiency analysis of a parallel-aligned nematic-liquid-crystal spatial light modulator“. *Appl. Opt.* (1994), Bd. 33(14): S. 2804–2811 (siehe S. 4, 117, 119).
- [Nol03] S. NOLTE, M. WILL, J. BURGHOFF und A. TUENNERMANN: „Femtosecond waveguide writing: a new avenue to three-dimensional integrated optics“. *Applied Physics A: Materials Science & Processing* (1 2003), Bd. 77. 10.1007/s00339-003-2088-6: S. 109–111 (siehe S. 49).
- [Nor07] ARNE NORDMANN: *Refraction on an aperture - Huygens-Fresnel principle*. wikipedia. 2007 (siehe S. 23).
- [Ose05] R. OSELLAME, V. MASELLI, N. CHIODO, D. POLLI, R. MARTINEZ VAZQUEZ, R. RAMPONI und G. CERULLO: „Fabrication of 3D photonic devices at 1.55 μm wavelength by femtosecond Ti:Sapphire oscillator“. *Electron. Lett* (2005), Bd. 41: S. 315–317 (siehe S. 2, 49, 70).
- [Pal07] GUIDO PALMER, MORITZ EMONS, MARTIN SIEGEL, ANDY STEINMANN, MARCEL SCHULTZE, MAX LEDERER und UWE MORGNER: „Passively mode-locked and cavity-dumped Yb:KY(WO₄)₂ oscillator with positive dispersion“. *Opt. Express* (2007), Bd. 15(24): S. 16017–16021 (siehe S. 34).
- [Pho] DEL MAR PHOTONICS: *Fused Silica Properties* (siehe S. 11, 12).
- [Pos09] MATTHIAS POSPIECH, MORITZ EMONS, ANDY STEINMANN, GUIDO PALMER, ROBERTO OSELLAME, NICOLA BELLINI, GIULIO CERULLO und UWE MORGNER: „Double waveguide couplers produced by simultaneous femtosecond writing“. *Opt. Express* (2009), Bd. 17(5): S. 3555–3563 (siehe S. 38, 50, 59).
- [Pos10] MATTHIAS POSPIECH, MORITZ EMONS, BENJAMIN VÄCKENSTEDT, GUIDO PALMER und UWE MORGNER: „Single-sweep laser writing of 3D-waveguide devices“. *Opt. Express* (2010), Bd. 18(7): S. 6994–7001 (siehe S. 50, 59).

- [Pos11] MATTHIAS POSPIECH, MORITZ EMONS, KAI KUETEMEYER, ALEXANDER HEISTERKAMP und UWE MORGNER: „Superresolved femtosecond laser nanosurgery of cells“. *Biomed. Opt. Express* (2011), Bd. 2(2): S. 264–271 (siehe S. 77).
- [QS07] PEDRO A. QUINTO-SU und VASAN VENUGOPALAN: „Mechanisms of Laser Cellular Microsurgery“. *Laser Manipulation of Cells and Tissues*. Hrsg. von MICHAEL W. BERNS und KARL OTTO GREULICH. Bd. 82. *Methods in Cell Biology*. Academic Press, 2007: S. 111, 113–151 (siehe S. 89).
- [Rei06] WILBUR JORDAN REICHMAN: „Understanding how femtosecond laser waveguide fabrication in glasses works“. Diss. University of California, 2006 (siehe S. 12–14, 16).
- [Rei05] GEORG A. REIDER: „Dielektrische Wellenleiter“. *Photonik*. Springer Vienna, 2005: S. 165–214 (siehe S. 1).
- [Ret06] B. RETHFELD: „Free-electron generation in laser-irradiated dielectrics“. *Phys. Rev. B* (2006), Bd. 73(3): S. 035101 (siehe S. 9).
- [Sac05] LEONARDO SACCONI, IVA M. TOLIĆ-NØRRELYKKE, RENZO ANTOLINI und FRANCESCO S. PAVONE: „Combined intracellular three-dimensional imaging and selective nanosurgery by a nonlinear microscope“. *Journal of Biomedical Optics* (2005), Bd. 10(1), 014002: S. 014002 (siehe S. 78).
- [Sai00] K. SAITO und A. J. IKUSHIMA: „Absorption edge in silica glass“. *Phys. Rev. B* (2000), Bd. 62(13): S. 8584–8587 (siehe S. 116).
- [Sak10] MASAOKI SAKAKURA, TSUTOMU SAWANO, YASUHIKO SHIMOTSUMA, KIYOTAKA MIURA und KAZUYUKI HIRAO: „Fabrication of three-dimensional 1×4 splitter waveguides inside a glass substrate with spatially phase modulated laser beam“. *Opt. Express* (2010), Bd. 18(12): S. 12136–12143 (siehe S. 76).
- [Sal91] B. E. A. SALEH und M. C. TEICH: *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, 1991 (siehe S. 1, 19, 20).
- [Sal97] TASSO R. M. SALES und G. MICHAEL MORRIS: „Fundamental limits of optical super-resolution“. *Opt. Lett.* (1997), Bd. 22(9): S. 582–584 (siehe S. 80, 81).
- [Sch03] C.B. SCHAFFER, J.F. GARCIA und E. MAZUR: „Bulk heating of transparent materials using a high-repetition-rate femtosecond laser“. *Applied Physics A: Materials Science & Processing* (3 2003), Bd. 76. 10.1007/s00339-002-1819-4: S. 351–354 (siehe S. 12).
- [Sch02] CHRIS SCHAFFER, NOZOMI NISHIMURA, ELI GLEZER, ALBERT KIM und ERIC MAZUR: „Dynamics of femtosecond laser-induced breakdown in water from femtoseconds to microseconds“. *Opt. Express* (2002), Bd. 10(3): S. 196–203 (siehe S. 78).
- [Sch01a] CHRIS B SCHAFFER, ANDRÉ BRODEUR und ERIC MAZUR: „Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses“. *Measurement Science and Technology* (2001), Bd. 12(11): S. 1784 (siehe S. 9).

- [Sch01b] CHRIS B. SCHAFFER, ANDRÉ BRODEUR, JOSÉ F. GARCÍA und ERIC MAZUR: „Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy“. *Opt. Lett.* (2001), Bd. 26(2): S. 93–95 (siehe S. 16).
- [Sch58] A. L. SCHAWLOW und C. H. TOWNES: „Infrared and Optical Masers“. *Phys. Rev.* (1958), Bd. 112(6): S. 1940–1949 (siehe S. 1).
- [Sha05] LAWRENE SHAH, ALAN ARAI, SHANE EATON und PETER HERMAN: „Waveguide writing in fused silica with a femtosecond fiber laser at 522 nm and 1 MHz repetition rate“. *Opt. Express* (2005), Bd. 13(6): S. 1999–2006 (siehe S. 2, 16, 17).
- [Shi05] TOMOKO SHIMADA, WATARU WATANABE, SACHIIRO MATSUNAGA, TSUNEHITO HIGASHI, HIROSHI ISHII, KIICHI FUKUI, KEISUKE ISOBE und KAZUYOSHI ITOH: „Intracellular disruption of mitochondria in a living HeLa cell with a 76-MHz femtosecond laser oscillator“. *Opt. Express* (2005), Bd. 13(24): S. 9869–9880 (siehe S. 78).
- [Shi96] MASAHISA SHINODA und KENJIRO KIME: „Focusing Characteristics of an Optical Head with Superresolution Using a High-Aspect-Ratio Red Laser Diode“. *Japanese Journal of Applied Physics* (1996), Bd. 35(Part 1, No. 1B): S. 380–383 (siehe S. 80).
- [Sol95] L.B. SOLDANO und E.C.M. PENNING: „Optical multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications“. *Lightwave Technology, Journal of* (1995), Bd. 13(4): S. 615–627 (siehe S. 42).
- [Spi66] S. SPINNER und R. M. WAXLER: „Relation between Refractive Index and Density of Glasses Resulting from Annealing Compared with Corresponding Relation Resulting from Compression“. *Appl. Opt.* (1966), Bd. 5(12): S. 1887–1889 (siehe S. 12).
- [Sta86] J. STAMNES: *Waves in Focal Regions: Propagation, Diffraction and Focusing of Light, Sound and Water Waves (Series on Optics and Optoelectronics)*. Taylor & Francis, 1986 (siehe S. 30).
- [Ste10] WILLIAM M. STEEN und JYOTIRMOY MAZUMDER: *Laser Material Processing*. 4. Aufl. Springer London, 2010 (siehe S. 1).
- [Ste08] A. STEINMANN: „Hochenergie-Laserszillatoren als Pumpquelle für optisch parametrische Verstärker“. Diss. Leibniz Universität Hannover, 2008 (siehe S. 34).
- [Ste06] D. STEVENSON, B. AGATE, X. TSAMPOULA, P. FISCHER, C. T. A. BROWN, W. SIBBETT, A. RICHES, F. GUNN-MOORE und K. DHOLAKIA: „Femtosecond optical transfection of cells: viability and efficiency“. *Opt. Express* (2006), Bd. 14(16): S. 7125–7133 (siehe S. 77).
- [Str01] ALEXANDER M. STRELTSOV und NICHOLAS F. BORRELLI: „Fabrication and analysis of a directional coupler written in glass by nanojoule femtosecond laser pulses“. *Opt. Lett.* (2001), Bd. 26(1): S. 42–43 (siehe S. 49).
- [Str02] ALEXANDER M. STRELTSOV und NICHOLAS F. BORRELLI: „Study of femtosecond-laser-written waveguides in glasses“. *J. Opt. Soc. Am. B* (2002), Bd. 19(10): S. 2496–2504 (siehe S. 13, 16, 17).

- [Stu95] B. C. STUART, M. D. FEIT, A. M. RUBENCHIK, B. W. SHORE und M. D. PERRY: „Laser-Induced Damage in Dielectrics with Nanosecond to Subpicosecond Pulses“. *Phys. Rev. Lett.* (1995), Bd. 74(12): S. 2248–2251 (siehe S. 9).
- [Stu96] B. C. STUART, M. D. FEIT, S. HERMAN, A. M. RUBENCHIK, B. W. SHORE und M. D. PERRY: „Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics“. *Phys. Rev. B* (1996), Bd. 53(4): S. 1749–1761 (siehe S. 8).
- [Sun02] S. K. SUNDARAM und E. MAZUR: „Inducing and probing non-thermal transitions in semiconductors using femtosecond laser pulses“. *Nature Materials* (2002), Bd. 1(4): S. 217–224 (siehe S. 10, 13).
- [Suz06] KENYA SUZUKI, VIKAS SHARMA, JAMES G. FUJIMOTO, ERICH P. IPPEN und YUSUKE NASU: „Characterization of symmetric 3×3 directional couplers fabricated by direct writing with a femtosecond laser oscillator“. *Opt. Express* (2006), Bd. 14(6): S. 2335–2343 (siehe S. 2).
- [Sza05] ALEXANDER SZAMEIT, DOMINIK BLÖMER, JONAS BURGHOFF, THOMAS SCHREIBER, THOMAS PERTSCH, STEFAN NOLTE, ANDREAS TÜNNERMANN und FALK LEDERER: „Discrete Nonlinear Localization in Femtosecond Laser Written Waveguides in Fused Silica“. *Opt. Express* (2005), Bd. 13(26): S. 10552–10557 (siehe S. 2).
- [Sza06] ALEXANDER SZAMEIT, JONAS BURGHOFF, THOMAS PERTSCH, STEFAN NOLTE, ANDREAS TÜNNERMANN und FALK LEDERER: „Two-dimensional soliton in cubic fs laser written waveguide arrays in fused silica“. *Opt. Express* (2006), Bd. 14(13): S. 6055–6062 (siehe S. 2).
- [Tir02a] UDAY K. TIRLAPUR und KARSTEN KONIG: „Cell biology: Targeted transfection by femtosecond laser“. *Nature* (2002), Bd. 418(6895): S. 290–291 (siehe S. 77).
- [Tir02b] UK. TIRLAPUR und K. KÖNIG: „Femtosecond near-infrared laser pulses as a versatile non-invasive tool for intra-tissue nanoprocessing in plants without compromising viability.“ *Plant J.* (2002), Bd. 31: S. 365–374 (siehe S. 3, 77).
- [Ton06] LIMIN TONG, RAFAEL R. GATTASS, IVA MAXWELL, JONATHAN B. ASHCOM und ERIC MAZUR: „Optical loss measurements in femtosecond laser written waveguides in glass“. *Optics Communications* (2006), Bd. 259(2): S. 626–630 (siehe S. 17).
- [Tör95] P. TÖRÖK, P. VARGA, Z. LACZIK und G. R. BOOKER: „Electromagnetic diffraction of light focused through a planar interface between materials of mismatched refractive indices: an integral representation“. *J. Opt. Soc. Am. A* (1995), Bd. 12(2): S. 325–332 (siehe S. 18).
- [Vaz09] REBECA MARTINEZ VAZQUEZ, ROBERTO OSELLAME, DANIELA NOLLI, CHAITANYA DONGRE, HANS van den VLEKKERT, ROBERTA RAMPONI, MARKUS POLLNAU und GIULIO CERULLO: „Integration of femtosecond laser written optical waveguides in a lab-on-chip“. *Lab Chip* (1 2009), Bd. 9: S. 91–96 (siehe S. 2).

- [Vog05] A. VOGEL, J. NOACK, G. HÜTTMAN und G. PALTAUF: „Mechanisms of femtosecond laser nanosurgery of cells and tissues“. *Applied Physics B: Lasers and Optics* (8 2005), Bd. 81. 10.1007/s00340-005-2036-6: S. 1015–1047 (siehe S. 78–80).
- [Wan01] HAIFENG WANG und FUXI GAN: „High Focal Depth with a Pure-Phase Apodizer“. *Appl. Opt.* (2001), Bd. 40(31): S. 5658–5662 (siehe S. 80).
- [Wan99] MICHAEL R. WANG und XU GUANG HUANG: „Subwavelength-Resolvable Focused Non-Gaussian Beam Shaped With a Binary Diffractive Optical Element“. *Appl. Opt.* (1999), Bd. 38(11): S. 2171–2176 (siehe S. 80, 90).
- [Wat04] WATARU WATANABE, NAOMI ARAKAWA, SACHIHIRO MATSUNAGA, TSUNEHITO HIGASHI, KIICHI FUKUI, KEISUKE ISOBE und KAZUYOSHI ITOH: „Femtosecond laser disruption of subcellular organelles in a living cell“. *Opt. Express* (2004), Bd. 12(18): S. 4203–4213 (siehe S. 3, 77).
- [Why05] GRAEME WHYTE und JOHANNES COURTIAL: „Experimental demonstration of holographic three-dimensional light shaping using a Gerchberg-Saxton algorithm“. *New Journal of Physics* (2005), Bd. 7(1): S. 117 (siehe S. 50).
- [Wim08] WIMMEL: *Chemical structure of Quartz*. wikipedia. 2008 (siehe S. 11).
- [Wu05] ALEXANDER Q. WU, IHTESHAM H. CHOWDHURY und XIANFAN XU: „Femtosecond laser absorption in fused silica: Numerical and experimental investigation“. *Phys. Rev. B* (2005), Bd. 72(8): S. 085128 (siehe S. 116).
- [Yag06] PAUL YAGER, THAYNE EDWARDS, ELAIN FU, KRISTEN HELTON, KJELL NELSON, MILTON R. TAM und BERNHARD H. WEIGL: „Microfluidic diagnostic technologies for global public health“. *Nature* (2006), Bd. 442(7101): S. 412–418 (siehe S. 1, 2).
- [Yak04] SERGEI I. YAKOVLENKO: „On reasons for strong absorption of light in an optical fibre at high temperature“. *Quantum Electronics* (2004), Bd. 34(9): S. 787 (siehe S. 13).
- [Yar07] AMNON YARIV und POCHI YEH: *Photonics - Optical Electronics in Modern Communications*. Oxford University Press, 2007 (siehe S. 15).
- [Yas07] RYOHEI YASUKUNI, JEAN-ALEXIS SPITZ, RACHEL MEALLET-RENAULT, TAKAYUKI NEGISHI, TAKUJI TADA, YOICHIROH HOSOKAWA, TSUYOSHI ASAHU, CHISA SHUKUNAMI, YUJI HIRAKI und HIROSHI MASUHARA: „Realignment process of actin stress fibers in single living cells studied by focused femtosecond laser irradiation“. *Applied Surface Science* (2007), Bd. 253(15). Proceedings of the Fifth International Conference on Photo-Excited Processes and Applications - (5-ICPEPA): S. 6416–6419 (siehe S. 3, 77).
- [Zha06] HAIBIN ZHANG, SHANE EATON, ABBAS HOSSEINI und PETER R. HERMAN: „Low-Damage Type-II Waveguide Writing in Fused Silica With Femtosecond and Picosecond Lasers“. *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*. Optical Society of America, 2006: S. CMX6 (siehe S. 17).

- [Zip03] WARREN R. ZIPFEL, REBECCA M. WILLIAMS und WATT W. WEBB: „Nonlinear magic: multiphoton microscopy in the biosciences“. *Nature Biotechnology* (2003), Bd. 21(11): S. 1369–1377 (siehe S. 78).

Abbildungsverzeichnis

1.1	Lab-on-a-chip Mikroreaktor der Firma Micronit Microfluidics [Mic06]	2
1.2	Fluoreszenz-Mikroskopbilder von gefärbten Aktinfilamenten in einer Endothelzelle (a) vor und (b) 4 Sekunden nach dem Zerschneiden eines Aktinfilamentes mit ultrakurzen Laserpulsen (aus [Max05]).	3
2.1	Ionisationsprozesse bei nichtlinearer Absorption von Laserlicht	8
2.2	Schematische Darstellung der Avalanche-Ionisation.	9
2.3	Zeitskalen von verschiedenen Elektronen- und Gitter-Prozessen in einem angeregten Festkörper [Gat08].	10
2.4	Struktur von kristallinem Quarz (a) und amorphem Quarzglas (SiO_2) (b) [Wim08].	11
2.5	Modell der Erzeugung von Brechungsindexänderungen in Glas bei nichtlinearer Absorption von Femtosekunden-Laserpulsen (nach [Rei06]).	14
2.6	Darstellung der longitudinalen (a) und der transversalen (b) Schreibgeometrie	18
2.7	Skizze sphärischer Aberrationen	18
2.8	Intensitätsverteilungen in der x - z -Ebene	18
2.9	Schematische Skizze zur evaneszenten Kopplung der Wellenleitermoden.	19
2.10	Leistungskopplung zwischen zwei Wellenleitern	20
2.11	Grundlegender Aufbau zur Strahlformung	21
2.12	Konstruktion der einhüllenden Wellenfront nach dem Huygens-Fresnelschen Prinzip [Nor07].	23
2.13	Skizze zur Beugung nach Rayleigh und Sommerfeld.	23
2.14	Skizze zur Definition der Pixel- und Ebenengrößen in der Beugungs- und Fourierenebene.	27
2.15	Beugungsbild eines Laserstrahls mit gaussförmiger Intensitätsverteilung im Fokus eines Objektivs mit NA 0,5.	30
2.16	Notation zur Beugung in der Debye-Näherung	31
3.1	Schematischer Aufbau zum Schreiben von Wellenleitern in Quarzglas.	34
3.2	Skizze des Granitischen.	35
3.3	Skizze des Probenhalters.	35
3.4	Mikroskopbilder einer Wellenleiterstruktur	37

3.5	Wellenleiteranalyseaufbau mit eingebautem Substrat	38
3.6	Modenprofil bei einer Wellenlänge von 974 nm.	38
3.7	Mikroskopbild der Streuverluste	40
3.8	Mikroskopbilder von Wellenleiterstrukturen	41
3.9	Typische Modenprofile (oben) und Stirnseitenansicht der Materialveränderung (unten) in Abhängigkeit von der Fokussierung (NA).	43
3.10	Modenprofile mit Multimodeninterferenz	43
3.11	Modengröße in Abhängigkeit von der Wellenlänge.	43
3.12	Statistik der Verluste von Wellenleitern in Abhängigkeit von der Pulsenergie für verschiedene Geschwindigkeiten.	44
3.13	Perlenentstehung in Wellenleitern.	46
3.14	Statistik der Anzahl von Perlenstrukturen pro Millimeter. Die Fokussierung beträgt NA 0,5.	47
4.1	Schematische Darstellung eines integrierten Mach-Zehnder-Interferometer Sensors aus Wellenleitern	49
4.2	Skizzierung der lateralen Verschiebung durch eine Gitterphase.	51
4.3	Phasenmasken und zugehörige Beugung von geblazten Phasengittern.	52
4.4	Phasenprofil eines periodischen Rechteckgitters	52
4.5	Simulation der Beugung eines Rechteck-Phasengitters.	54
4.6	Schnitt durch die Intensitätsverteilung entlang der x - z -Achse mit der zugehörigen Phasenmaske.	54
4.7	Der Fokuspunkt der fokussierenden Linse wird durch eine parabolische Phasenfunktion der Phasenmaske in axialer Richtung verschoben.	55
4.8	Phasenmasken von geblazten Gittern und Fresnel-Linsen.	56
4.9	Positionierung von Foki in drei Dimensionen.	56
4.10	Schematischer Aufbau zum Schreiben von Wellenleitern in Quarzglas mit integrierter Strahlformung.	57
4.11	Skizzierte Darstellung der Abrundung von steilen Flanken einer rechteckigen Phasenmaske.	58
4.12	Kalibrationskurve der angelegten Grauwerte zur resultierenden Phasenmodulation. Eingezeichnet ist der Wert für π mit einem Index von 112. Die Messung der Phase ist im Anhang B.3 erläutert.	58
4.13	Kalibration der Grauwerteinstellung für einen π -Phasenhub in Abhängigkeit der Gitterperiode.	60
4.14	Abhängigkeit der Transmission eines Mikroskopobjektivs von der Gitterperiode.	60
4.15	Mikroskopbilder von parallel erzeugten Wellenleitern mit unterschiedlichen Abständen.	60
4.16	Abstand zwischen zwei parallelen Wellenleitern in Abhängigkeit der Gitterperiode für Fokussierungen mit NA 0,3, 0,5 und 0,65. Die Werte in Klammern geben den Strahldurchmesser vor dem Objektiv an.	61
4.17	Modenprofile simultan parallel erzeugter Wellenleiter	62

4.18	Lineare Vergrößerung des Wellenleiterabstandes durch ein zeitlich variiertes Phasengitter.	63
4.19	Schematischer Aufbau eines symmetrischen Kopplers	64
4.20	Simulation des Phasenverlaufs (a) und der daraus resultierenden Kopplerstruktur (b) mit linearer Abstandsänderung. Die Periode variiert von 20 px zu 240 px. Die Abstände in (b) wurden an die Abstandsskalierung für NA 0,35 angepasst. . . .	64
4.21	Mikroskopbilder von in Glas geschriebenen Kopplern	65
4.22	Nahfeldansicht des Kopplerausgangs	66
4.23	Nahfeldansicht des Kopplerausgangs	66
4.24	Kopplerstruktur mit sinus-förmiger Abstandsänderung	67
4.25	Mikroskopbilder von in Glas geschriebenen Kopplern	67
4.26	Nahfeldansicht des Kopplerausgangs mit Einkopplung des Lichts in den linken Wellenleiter.	67
4.27	Strahlteilerstruktur aus einem zeitlich veränderlichen Phasengitter.	68
4.28	Mikroskopbilder von verschiedenen Strahlteilern	69
4.29	Nahfeldaufnahme des Ausgangs des obersten Strahlteilers im linken Bild in Abbildung 4.28.	69
4.30	3D-Skizze von 2D- und 3D-Strahlteilern	71
4.31	Beispiele für Phasengitter mit und ohne Chirp	71
4.32	Querschnittsbilder der Materialbearbeitung mit gechirptem Phasengitter	71
4.33	Abhängigkeit des Abstands in z -Richtung und Intensität der Foki als Funktion von den Chirp- und Perioden-Parametern c und p	72
4.34	3D-Y-Strahlteiler mit linear steigendem Tiefenunterschied	73
4.35	3D-Y-Strahlteiler mit linear steigendem Tiefenunterschied	74
4.36	Phasenmasken mit resultierender Intensitätsverteilung in der x - z -Ebene	75
5.1	Übersicht über verschiedene Prozesse der Zellchirurgie in der Femtosekunden-Zellchirurgie	79
5.2	Strahlausbreitung durch Phasenfilter und Mikroskop Objektiv.	80
5.3	Aufbau der Phasenmaske und Definition der Radien r_a und r_b	81
5.4	Beispiel für die Intensitätsverteilung in der Fokusebene für einen unveränderten Strahl und einen superaufgelösten Strahl.	81
5.5	Querschnitte des Fokusvolumens in der x - y -Ebene (oben) und der x - z -Ebene (unten) für verschiedene Phasenringbreiten Δr	82
5.6	Entwicklung der PSF und der zugehörigen Ergebnisparameter S , G und M in Abhängigkeit der Phasenringbreite Δr für $r_a = 0,16$	83
5.7	Entwicklung der Intensitätsverteilung entlang der z -Achse (a) und der daraus berechneten Vergrößerung der Fokuslänge (b) in Abhängigkeit der Phasenringbreite Δr für $r_a = 0,16$	83
5.8	Aufbau zur Vermessung der orts aufgelösten Intensität im Fokusvolumen eines Mikroskopobjektivs über die Lichteinkopplung in eine SNOM-Faser.	84

5.9	Ergebnisse des Fasersensors für ein Mikroskopobjektiv mit NA 0,35. Der superaufgelöste Strahl in (b) zeigt gegenüber dem unveränderten Gaußstrahl (a) eine Verkleinerung von $\approx 20\%$	85
5.10	Normierte Kamerabilder in der Fokusebene einer 500 mm Linse ohne (a) und mit Superauflösung (b-c).	86
5.11	Reduktion der Strahlgröße G und des Strehl-Faktors S in Abhängigkeit des Phasenringradius Δr	86
5.12	Experimenteller Aufbau zur Erzeugung von superaufgelösten Laserstrahlen und zur nachfolgenden Mikromanipulation von biologischen Proben.	87
5.13	Beispiele von Linienschnitten in Zellen mit einem ungeformten Laserstrahl und einem superaufgelösten Laserstrahl	88
5.14	Ergebnisse der statistischen Analyse von 105 Zellen	89
B.1	Ausrichtung der Flüssigkristalle in einer parallel-nematischen Geometrie. Die Moleküle richten sich ohne angelegte Spannung entlang der Richtung der Glaspolitur aus, mit angelegter Spannung in Richtung des Potentials.	118
B.2	Schematische Darstellung des Funktionsprinzips des Phasenmodulators.	119
B.3	Phasenkalibration	120
C.1	Beispiele der Strahlformung für mehrfache Foki	122

Tabellenverzeichnis

2.1	Physikalische und thermische Eigenschaften von Quarzglas	11
3.1	Spezifikationen des Lasersystems.	34
3.2	Spezifikationen der Verschiebetische	36
3.3	Eigenschaften der Mikroskopobjektive	36
3.4	Statistik der Wellenleiter Ergebnisse	45
4.1	Spezifikationen des Phasenmodulator.	58
4.2	Statistik der Ergebnisse parallel erstellter Wellenleiter	62
4.3	Statistik der Ergebnisse von Strahlteilern.	70
A.1	Übersicht über verschiedene Parameter eines fokussierten gepulsten Laserstrahls	115

ANHANG A

Übersicht über Parameter der Materialbearbeitung

A.1 Laser- und Fokussierungsparameter

Tabelle A.1: Übersicht über verschiedene Parameter eines fokussierten gepulsten Laserstrahls. Die angegebenen Werte wurden für das Lasersystem aus Abschnitt 3.1.1 berechnet.

Parameter	Zeichen (Wert)	Parameter	Formel	Wert
numerische Apertur:	NA (0,5)	Strahlbreite ($1/e^2$):	$w_0 = \frac{\lambda}{\pi NA}$	0,66 μm
Wellenlänge:	λ (1030 nm)	Fläche:	$A = \pi w_0^2$	1,35 μm^2
Repetitionsrate:	R (1 MHz)	mittlere Leistung:	$P_m = E \cdot R$	1,0 W
Pulsenergie:	E (1 μJ)	Spitzenleistung:	$P_p \approx \frac{E}{\tau}$	2,0 MW
Pulslänge:	τ (500 fs)	Spitzenintensität:	$I_p = 2 \frac{P_p}{A}$	$2,9 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$
Geschwindigkeit:	v (0,1 mm/s)	Spitzenfeldstärke:	$E_p = \sqrt{\frac{2I_p}{nc\epsilon_0}}$	$3,9 \cdot 10^{10} \text{ V/m}$
		Fluenz (Energiefluss):	$F = \frac{E}{A} = \frac{E}{\pi w_0^2}$	74 J/cm ²
		Netto-Fluenz:	$F_N = \frac{2w_0 R}{v} F$	0,9 MJ/cm ²

A.2 Materialbearbeitung mit Femtosekunden-Laserpulsen

A.2.1 Elektrische Feldstärke im Fokus

Für die nichtlineare Absorption in dielektrischen Medien ist eine Feldstärke in der Größenordnung der Bindungsenergie eines Valenzelektrons notwendig. Die Feldstärke von Atomen hat eine Größenordnung von 10^9 V/m [Gat08]. Für das in dieser Arbeit verwendeten Lasersysteme mit $\lambda = 1030$ nm, mit einer Pulslänge von 0,5 ps und unteren Pulsenergie von 0,3 μ J entsteht im Fokus mit einem Strahlradius von $w_0 = 0,66$ μ m (NA 0,5) eine Feldstärke von $2 \cdot 10^{10}$ V/m bzw. eine Spitzenintensität von $0,9 \cdot 10^{14}$ W/cm². Damit ist eine hinreichende Feldstärke für nichtlineare Absorptionsprozesse gegeben.

A.2.2 Keldysh Parameter

Die Theorie nach Keldysh [Kel65] liefert einen Parameter γ anhand dessen das Verhältnis von Tunnel- zu Multiphotonenionisation bzw. Anregung in Festkörpern bestimmt werden. Für $\gamma \ll 1,5$ ist Tunnelionisation dominierend, für $\gamma \gg 1,5$ Multiphotonenionisation. Im Bereich dazwischen ist die Ionisation durch eine Mischung aus beiden Effekten gegeben. Der Keldysh Parameter berechnet sich wie folgt:

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \left[\frac{m^* c \varepsilon_0 E_G}{I} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (\text{A.1})$$

Wobei ω die Laserfrequenz beschreibt, I die Spitzenintensität im Fokus, m^* und e sind die effektive Masse und Ladung des Elektrons im Festkörper, E_G ist die Bandlückenenergie und ε_0 ist die Dielektrizitätskonstante.

Für eine Repetitionsrate des Lasers von 1 MHz, einer Laserleistung von 0,5 μ W, einer Pulsdauer von 500 fs, einer Bandlücke von 8,5 eV [Sai00] und einer effektiven Masse von 0,85 m_e [Wu05] entsteht im Fokus eine Spitzenintensität von

$$I = 3,2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2.$$

Daraus folgt ein Keldysh-Parameter von $\gamma = 1,3$. Für einen längeren Pulse (1 ps) und geringere Laserleistungen 300 nJ ist der Parameter mit $\gamma = 2,4$ etwas höher.

Für die Laserparameter, die in dieser Arbeit verwendet wurden, folgt daraus ein Keldysh-Parameter in einem Bereich um 1,5. Dieser ist eindeutig im Übergangsbereich für den die Ionisation aus Multiphotonen- und Tunnelionisation besteht.

ANHANG B

Räumlicher Strahlformer (Spatial Light Modulator)

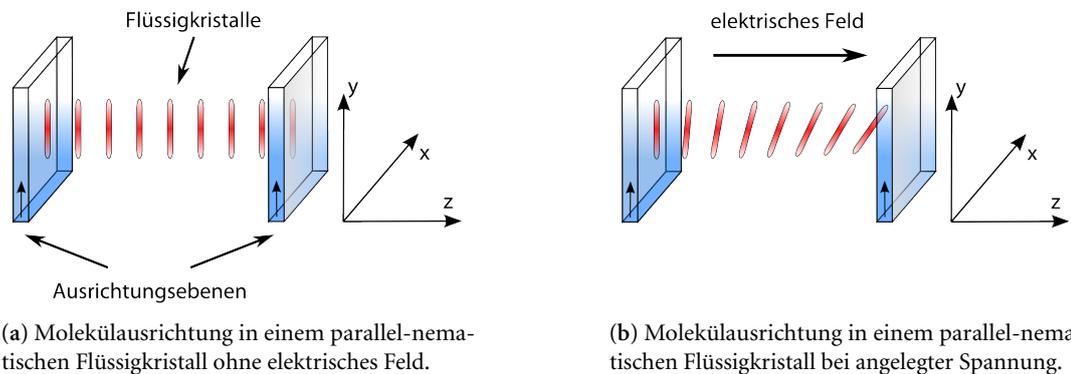
Im Folgenden wird das Grundprinzip des verwendeten optischen Strahlformers vorgestellt. Es handelt sich dabei um einen zweidimensionalen räumlichen Strahlmodulator, der eine Phasenmodulation durchführt. Diese basiert auf den doppelbrechenden Eigenschaften von Flüssigkristallen in Abhängigkeit von der angelegten Spannung. Zunächst wird auf die Funktionsweise der Flüssigkristalle eingegangen, bevor der Aufbau des Strahlformers betrachtet wird.

B.1 Phasenmodulation durch Flüssigkristalle

Phasenmodulatoren, die auf Flüssigkristallen basieren, nutzen die doppelbrechenden Eigenschaften der Kristalle aus. Ein Pixel eines Flüssigkristalldisplays besteht aus zwei transparenten Elektroden, zwischen denen sich ein nematischer Flüssigkristall befindet. Ohne angelegte Spannung ist die Orientierung der Moleküle parallel zur Politturichtung der begrenzenden Glasplatten, wie dargestellt in Abbildung B.1(a). Durch Anlegen einer Spannung an die Elektroden wird ein elektrisches Feld entlang der z -Achse erzeugt, welches die Moleküle proportional zur Spannung entlang der y - z -Achse neigt (Abbildung B.1(b)).

Für linear polarisiertes Licht, das entlang der z -Achse propagiert, verhalten sich die Moleküle wie ein uniaxial doppelbrechender Kristall. Einfallendes Licht erfährt damit entlang der x -Achse einen anderen Brechungsindex als entlang der y -Achse. In Abhängigkeit von der Neigung der Moleküle bei angelegter Spannung verringert sich der effektive Brechungsindex in der y -Achse. Laserstrahlung parallel polarisiert zur y -Achse erfährt somit einen geringen Brechungsindex, wodurch das Licht schneller propagiert und damit eine effektiv gestiegene Phase gegenüber dem spannungslosen Zustand aufweist. Da sich der Polarisationszustand hierbei nicht ändert, handelt es sich um eine reine Phasenmodulation [Muk94; Fuk05].

Für Laserstrahlung, die unter 45° zur y -Achse eingestrahlt wird, wirkt der Flüssigkristall hingegen wie eine Wellenplatte, die den Polarisationszustand dreht. In Kombination mit einem Polarisator entsteht damit eine reine Intensitätsmodulation.



(a) Molekülausrichtung in einem parallel-nematischen Flüssigkristall ohne elektrisches Feld.

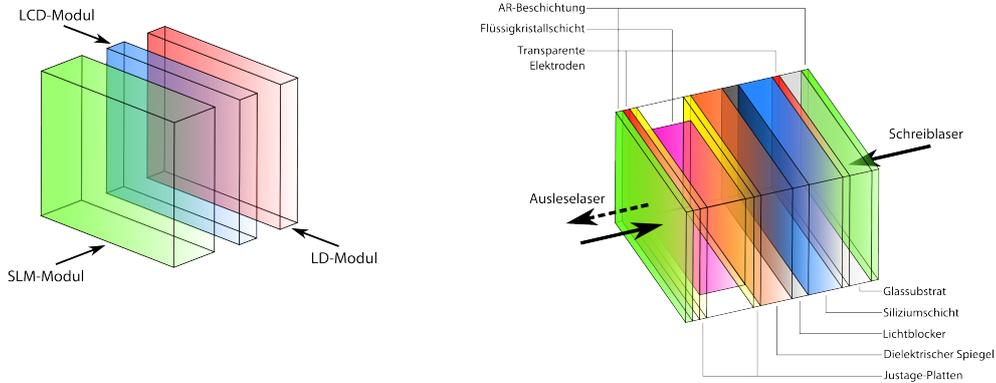
(b) Molekülausrichtung in einem parallel-nematischen Flüssigkristall bei angelegter Spannung.

Abbildung B.1: Ausrichtung der Flüssigkristalle in einer parallel-nematischen Geometrie. Die Moleküle richten sich ohne angelegte Spannung entlang der Richtung der Glaspolitur aus, mit angelegter Spannung in Richtung des Potentials.

B.2 Programmierbarer Phasenmodulator (PPM-SLM)

Der grundlegende Aufbau des verwendeten Strahlformers ist in Abbildung B.2(a) skizziert. In der Mitte befindet sich ein Flüssigkristallbildschirm, der das Phasenmuster in einer 8-bit-Auflösung darstellt (im LCD-Modul). Die Transmission jedes einzelnen Pixels lässt sich somit in 256 Helligkeitsstufen einstellen. Dieses Display wird von hinten von einer Laserdiode ausgeleuchtet (LD-Modul). In Abhängigkeit der Transmission der einzelnen Pixel in dem LCD-Modul wird das Phasenbild über eine Koppeloptik auf das vordere SLM-Modul (*spatial light modulation*) übertragen. In diesem wird die Phasenmodulation über einen Flüssigkristall in einer parallel-nematischen Ausrichtung (*parallel aligned nematic*) realisiert. Die Phasenmasken werden an den SLM über den VGA-Grafikkartenausgang eines Computer übertragen.

Das SLM-Modul besteht aus mehreren Komponenten, die in Abbildung B.2(b) dargestellt sind. In dieser Schichtstruktur ist der Flüssigkristall (typischerweise 5-10 μm dick), ein dielektrischer Spiegel und amorphes Silizium zwischen zwei Glassubstraten mit transparenten Elektroden angeordnet. Durch einen Schreibblaser (Laserdiode) wird die Siliziumschicht von hinten beleuchtet, während das Licht des Ausleselasers aus der entgegengesetzten Richtung auf die Flüssigkristalle trifft und am dielektrischen Spiegel reflektiert wird. Dabei wird die Flüssigkristallschicht zweimal durchlaufen, was in Abhängigkeit der Ausrichtung der enthaltenen Moleküle zu einer Phasenmodulation führt. Der von hinten eingestrahelte Schreibblaser reduziert den Widerstand der Siliziumschicht und ändert dadurch die Spannung zwischen den Elektroden. Die Ausrichtung der Flüssigkristalle und damit die resultierende Phasenmodulation wird durch diese Spannung vorgegeben. Da der Schreibblaser, nach der Propagation durch das LCD-Modul, eine räumliche Intensitätsmodulation aufweisen kann, hängt die lokale Phasenmodulation von der abgebildeten Intensitätsverteilung der LCD-Einheit ab. Bei ausgeschaltetem Schreibblaser ist der elektrische Widerstand der Siliziumschicht so hoch, dass die Flüssigkristalle nicht durch die Spannung zwischen



(a) Unterteilung des Phasenmodulators in drei Module.

(b) Detaillierter Aufbau der SLM Einheit.

Abbildung B.2: Schematische Darstellung des Funktionsprinzips des Phasenmodulators.

den Elektroden beeinflusst werden. Die SLM-Einheit wirkt dann wie ein hochreflektierender Spiegel. Eine detailliertere Beschreibung des Funktionsprinzips dieser Phasenmodulationstechnik und der SLM-Einheit ist in [Muk94; Fuk05] zu finden.

B.3 Bestimmung der Phasenmodulation des Strahlformers

Der Strahlmodulator führt in Kombination mit einer Polarisator eine Intensitätsmodulation durch, wenn die Laserstrahlung unter einem Winkel von 45° zur y -Achse eingestrahlt wird, siehe Abschnitt B.1.

In diesem Fall steht die modulierte Intensität I in folgendem Zusammenhang zur Phasenmodulation $\phi(G)$ [Li98]:

$$I(G) = (I_{\max} - I_{\min}) \sin^2 \left(\frac{\phi(G)}{2} + \phi_0 \right) + I_{\min} , \quad (\text{B.1})$$

mit der minimalen- I_{\min} , der maximalen Intensität I_{\max} und der Anfangsphase ϕ_0 ohne Modulation. Die Phasenmodulation selber ist eine Funktion des angelegten Eingangssignals G . Aufgrund der Ansteuerung des SLM über den Grafikkartenausgang (siehe Abschnitt B.2) entspricht dieses Signal einem Helligkeits- bzw. Grauwert G von 0 bis 255.

Aus diesem Zusammenhang zwischen der Intensitätsmodulation $I(G)$ in Abhängigkeit vom Grauwert G lässt sich daher die zugeordnete Phasenmodulation $\phi(G)$ in Abhängigkeit vom Grauwert ermitteln.

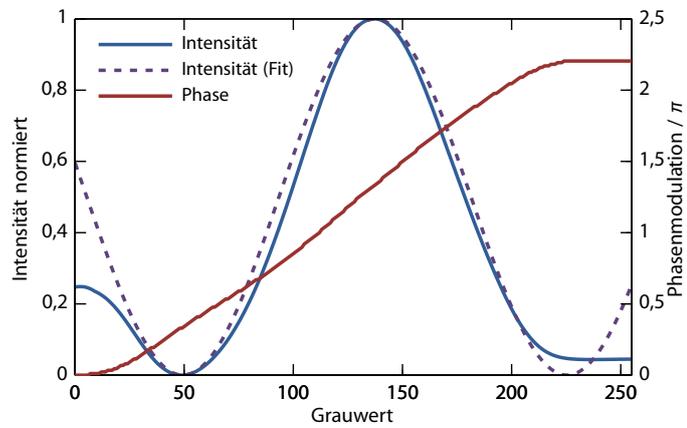


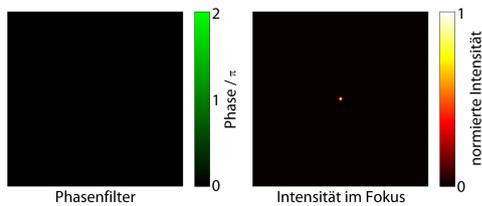
Abbildung B.3: Phasenkalibration

In Abbildung B.3 ist das Ergebnis einer Messung der Intensitätsmodulation in Abhängigkeit des Grauwerts G dargestellt. An diese Messung wurde eine Sinus-Funktion nach Gleichung (B.1) angefitet, aus der wiederum die Phasenkalibration $\phi(G)$ in Abhängigkeit vom Grauwert ermittelt wurde.

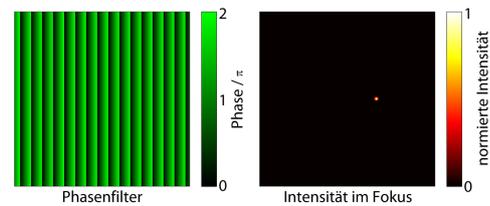
ANHANG C

Beispiele der Strahlformung

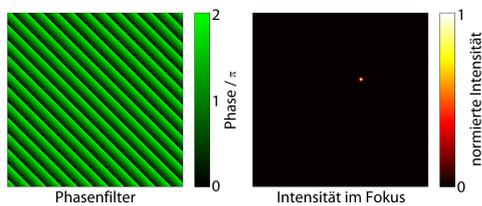
Die folgenden Beispiele zeigen die Möglichkeiten, mittels Strahlformung mehrfache Foki in beliebigen Abständen zu erzeugen. Die entsprechenden Phasenmasken wurden nach der Theorie in Abschnitt 4.1 berechnet. Es ist zu erkennen, dass sich ein einzelner Fokus durch ein geblatztes Gitter in der Fokusebene verschieben lässt (b, c). Durch die Kombination von mehreren Phasenmasken lassen sich mit derselben Methode 2 oder 4 Fokusse in verschiedenen Anordnungen erzeugen (d-g). Diese Phasenmuster enthalten nur zwei oder drei Phasenwerte, wenn die Foki symmetrische angeordnet sind; zu sehen in (e) und (f). Mit zunehmender Anzahl an Foki kann die resultierende Phasenmaske nicht mehr alle Foki mit gleicher Intensität erzeugen; zu sehen in den Beispielen mit 8 und 16 Foki (h,i). Noch deutlicher zeigt sich dieser Effekt bei einer kreisförmigen Anordnung von 100 Foki um den Mittelpunkt (k). Demgegenüber sind bei einer gleichen Anzahl von Foki, in einer spiralförmigen Anordnung, alle Fokuspunkte zu erkennen. Somit ist



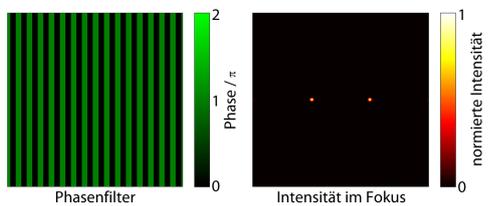
(a) 1 Fokus, ohne zusätzliche Phase



(b) 1 Fokus, zur Seite verschoben



(c) 1 Fokus, unter 45° verschoben, Abstand wie in C.1(b)



(d) 2 Foki, 2 fache Kombination von Phase aus C.1(b)

anhand dieser Beispiele zu erkennen, dass die verwendete Methode zur Erzeugung mehrerer Foki ohne Probleme bis zu 4 Foki mit gleicher Intensität formen kann, bei einer höheren Anzahl von Foki die Effizienz jedes einzelnen Fokuspunktes jedoch von der Anordnung der Punkte abhängt.

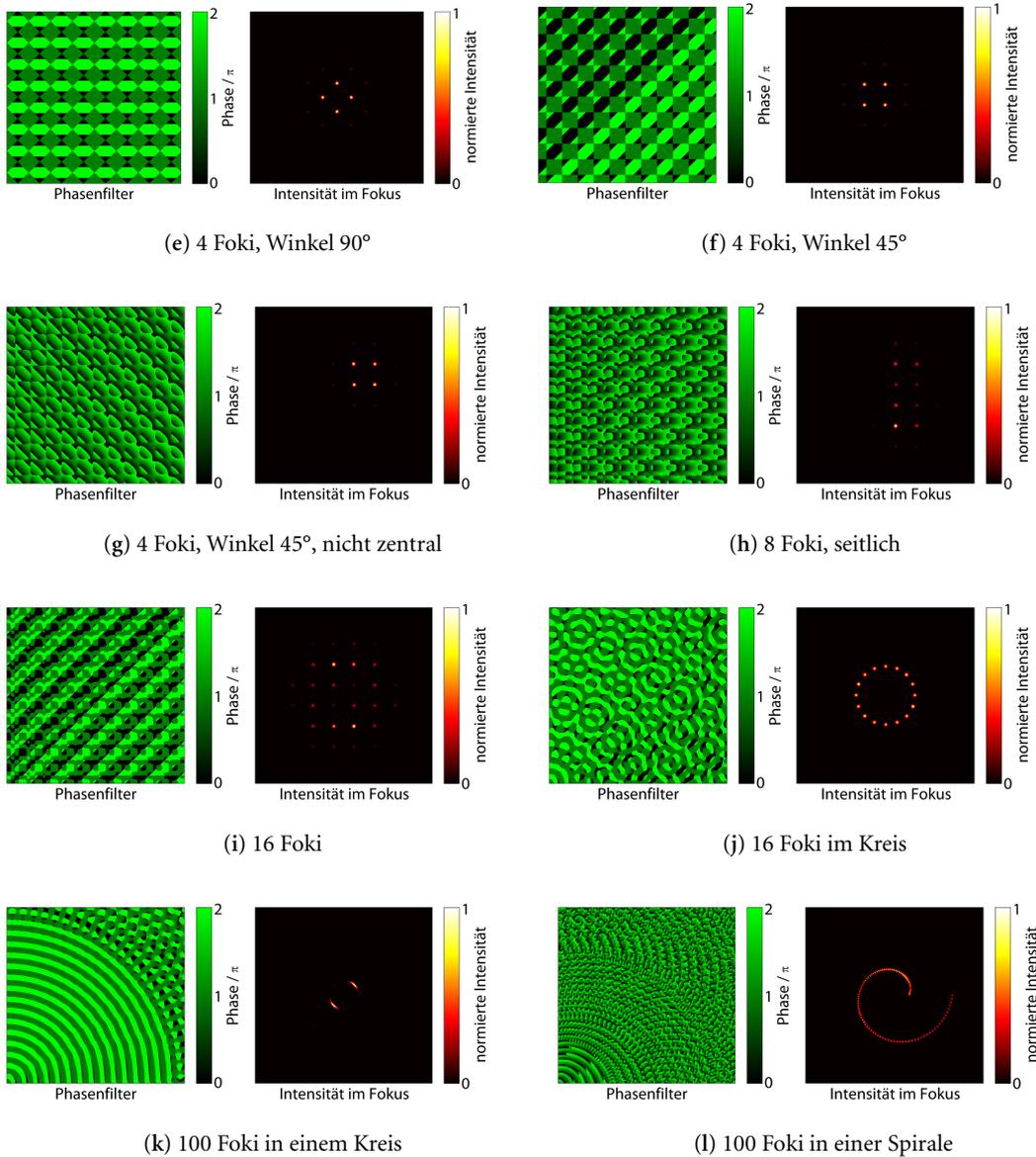


Abbildung C.1: Beispiele der Strahlformung für mehrfache Foki

Publikationen

Wissenschaftliche Veröffentlichungen

1. MARTIN SIEGEL, GUIDO PALMER, ANDY STEINMANN, **MATTHIAS POSPIECH** UND UWE MORGNER: „Theoretical and experimental limits of cavity-dumping in passively mode-locked thin-disk oscillators“. *Opt. Express* (2007), Bd. 15(25): S. 16860–16869.
2. **MATTHIAS POSPIECH**, MORITZ EMONS, ANDY STEINMANN, GUIDO PALMER, ROBERTO OSELLAME, NICOLA BELLINI, GIULIO CERULLO UND UWE MORGNER: „Double waveguide couplers produced by simultaneous femtosecond writing“. *Opt. Express* (2009), Bd. 17(5): S. 3555–3563.
3. GUIDO PALMER, MARCEL SCHULTZE, MORITZ EMONS, ANNA LENA LINDEMANN, **MATTHIAS POSPIECH**, DANIEL STEINGRUBE, MAX LEDERER UND UWE MORGNER: „12 MW peak power from a two-crystal Yb:KYW chirped-pulse oscillator with cavity-dumping“. *Opt. Express* (2010), Bd. 18(18): S. 19095–19100.
4. **MATTHIAS POSPIECH**, MORITZ EMONS, BENJAMIN VÄCKENSTEDT, GUIDO PALMER UND UWE MORGNER: „Single-sweep laser writing of 3D-waveguide devices“. *Opt. Express* (2010), Bd. 18(7): S. 6994–7001.
5. **MATTHIAS POSPIECH**, MORITZ EMONS, KAI KUETEMEYER, ALEXANDER HEISTERKAMP UND UWE MORGNER: „Superresolved femtosecond laser nanosurgery of cells“. *Biomed. Opt. Express* (2011), Bd. 2(2): S. 264–271.

Beiträge auf internationalen Konferenzen

1. UWE MORGNER, GUIDO PALMER, ANDY STEINMANN, MORITZ EMONS, **MATTHIAS POSPIECH**, MARCEL SCHULTZE UND MARTIN SIEGEL: „High-Energy Laser Pulses Directly from the Oscillator: From Thin-Disk to Positive Dispersion“. *Advanced Solid-State Photonics*. Optical Society of America, 2008: ME3.
2. GUIDO PALMER, MORITZ EMONS, MARTIN SIEGEL, ANDY STEINMANN, **MATTHIAS POSPIECH** UND UWE MORGNER: „Passively Mode-Locked and Cavity-Dumped Yb:KY(WO₄)₂

- Oscillator with Positive Dispersion“. *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*. Optical Society of America, 2008: CFB2.
3. MARTIN SIEGEL, GUIDO PALMER, ANDY STEINMANN, **MATTHIAS POSPIECH** UND UWE MORGNER: „Theoretical and Experimental Limits of Cavity-Dumping in Passively Mode-Locked Thin-Disk Oscillators“. *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*. Optical Society of America, 2008: JWA73.
 4. **MATTHIAS POSPIECH**, MORITZ EMONS, ANDY STEINMANN, GUIDO PALMER, UWE MORGNER, ROBERTO OSELLAME, NICOLA BELLINI UND GIULIO CERULLO: „Simultaneous production of multiple waveguides for photonic devices by femtosecond laser writing“. *CLEO/Europe and EQEC 2009 Conference Digest*. Optical Society of America, 2009: S. CM73.
 5. **MATTHIAS POSPIECH**, MORITZ EMONS, BENJAMIN VÄCKENSTEDT, ROBERTO OSELLAME, NICOLA BELLINI, GIULIO CERULLO UND UWE MORGNER: „Waveguide Devices Produced by Adaptive Femtosecond Laser Writing“. *Advanced Solid-State Photonics*. Optical Society of America, 2010: AMB27.
 6. **MATTHIAS POSPIECH**, MORITZ EMONS, BENJAMIN VÄCKENSTEDT UND UWE MORGNER: „Single-Sweep Production of Complex 3-D-Waveguide Devices Produced by Adaptive Femtosecond Laser Writing“. *Conference on Lasers and Electro-Optics*. Optical Society of America, 2010: S. CMLL2.

Beiträge auf nationalen Konferenzen

1. MATHIAS HOFFMANN, **MATTHIAS POSPIECH**, ANDY STEINMANN, GUIDO PALMER UND UWE MORGNER: „Erzeugung und Detektion von gepulster Terahertz Strahlung mit GaP-Kristallen“. *Verhandlungen*. DPG. Darmstadt, 2008.
2. TINO LANG, **MATTHIAS POSPIECH** UND UWE MORGNER: „Nichtlineare parametrische Konversion zu RGB direkt aus einem gütegeschalteten Oszillator“. *Verhandlungen*. DPG. Darmstadt, 2008.
3. **MATTHIAS POSPIECH**, MORITZ EMONS, ANDY STEINMANN, GUIDO PALMER, UWE MORGNER, ROBERTO OSELLAME, NICOLA BELLINI UND GIULIO CERULLO: „Double waveguide couplers produced by adaptive femtosecond writing“. *Verhandlungen*. DPG. Hamburg, 2009.
4. MORITZ EMONS, **MATTHIAS POSPIECH**, ANDY STEINMANN, GUIDO PALMER, UWE MORGNER, ROBERTO OSELLAME, NICOLA BELLINI UND GIULIO CERULLO: „Simultaneous production of multiple waveguides for photonic devices by femtosecond laser writing“. *Verhandlungen*. DPG. Hamburg, 2009.

5. **MATTHIAS POSPIECH**, BENJAMIN VÄCKENSTEDT, MORITZ EMONS, GUIDO PALMER UND UWE MORGNER: „Single-sweep production of complex 3D-waveguide devices in fused-silica produced by adaptive femtosecond laser writing“. *Verhandlungen*. 2010.
6. BENJAMIN VÄCKENSTEDT, **MATTHIAS POSPIECH**, MORITZ EMONS, GUIDO PALMER UND UWE MORGNER: „Erzeugung komplexer Wellenleiterstrukturen mithilfe adaptiver Strahlformung in Quarzglas“. *Verhandlungen*. 2010.
7. **MATTHIAS POSPIECH**, MORITZ EMONS, KAI KÜTEMAYER, ALEXANDER HEISTERKAMP UND UWE MORGNER: „Superresolved femtosecond nanosurgery of cells“. *Verhandlungen*. DPG. Dresden, 2011.

Curriculum Vitae

Personalien

Name Matthias Pospiech
geboren am 11.06.79 in Herdecke
verheiratet, deutsch

Schulbildung

1998 Abitur, Gymnasium Petrinum in Brilon

Zivildienst

07/98 - 08/99 Pädagogische Betreuung am Internat Collegium Aloysianum, Werl

Studium

WS/99 - SS/02 TU Kaiserslautern, Studium der technischen Physik

09/02 - 02/03 Auslandsaufenthalt an der University of Sheffield (UK)

SS/03 - SS/06 Universität Hannover, Studium der technischen Physik

Thema der Diplomarbeit: „Charakterisierung des Rauschverhaltens eines weit abstimmbaren Ytterbium dotierten kerngepumpten Faserlasers“, durchgeführt am Laserzentrum Hannover e. V.

Mai 2006 Abschluss: Diplom-Physiker

Promotion

09/2006 - 07/2011 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Quantenoptik, Leibniz Universität Hannover

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Freunden und Kollegen, die mich auf dem Weg der Promotion begleitet haben und somit direkt oder indirekt zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, herzlich bedanken. Mein besonderer Dank gilt:

Meinem Doktorvater Uwe Morgner, der mir die Möglichkeit gegeben hat, in diesem spannenden wissenschaftlichen Feld zu promovieren und stets mit motivierendem Zuspruch und seinem Optimismus zur Seite stand.

Der Arbeitsgruppe um Giulio Cerullo und Roberto Osellame aus Mailand (Italien) für die Hilfe bei der Vermessung der Wellenleiter in ihren Laboren und bei vielen grundlegenden Fragen zum Wellenleiterschreiben.

Den Mitarbeitern aus der Lasermedizin & Biophotonik Gruppe aus dem Laserzentrum Hannover (LZH), insbesondere Kai Küttemeyer, für die Präparation der biologischen Proben, für die Analysen und Aufnahmen der bearbeiteten Zellen am Multiphotonen-Mikroskop sowie den sehr aufschlussreichen Diskussionen rund um die Grundlagen der Biophotonik und der Nanochirurgie mit Femtosekunden-Laserpulsen.

Der guten Zusammenarbeit mit Moritz Emons, Benjamin Väckenstedt, Bernhard Kreipe und Sven Ganske, die während ihrer Master-, Diplom- oder Bachelorarbeit viel Ausdauer und Geduld beim Schreiben und Analysieren der Wellenleiterstrukturen bewiesen haben und mit vielen guten Ideen zur Verbesserung der experimentellen Aufbauten beigetragen haben. Den Mitarbeitern, die an der Entwicklung und Wartung der verwendeten Lasersysteme beteiligt waren, insbesondere Moritz Emons, Guido Palmer, Andi Steinmann und Marcel Schultze. Darüber hinaus Claudia Hoffmann, Anne Harth, Tino Lang, Tobias Vockerodt, Nils Pfullmann und allen weiteren Mitarbeitern für die gute Zusammenarbeit, die interessanten Diskussionen und das ausgezeichnete Arbeitsklima.

Den Mitarbeitern am Institut, stellvertretend Frau Hünitzsch, Frau Pfennig und Frau Faber für die Hilfe bei den vielen kleinen formellen Fragen und der guten Organisation sowie den Mitarbeitern der Werkstatt für die ausgezeichnete Fertigung und Beratung bei den fein-mechanischen Bauteilen für diese Arbeit.

Prof. Dr. Alexander Heisterkamp für die Übernahme des Korreferats dieser Arbeit und Prof. Dr. Herbert Pfnür für den Prüfungsbesitz.

Zum Schluss möchte ich mich ganz besonders bei meiner Frau Sarah und meinen Eltern bedanken. Für die mentale Unterstützung, ihre Geduld und die finanzielle Unterstützung während des Studiums.

