

Femtosekundenlaser-geschriebene kristalline Wellenleiterlaser im sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Thomas Calmano

aus Buchholz in der Nordheide

Hamburg
2013

Gutachter der Dissertation:	Prof. Dr. G. Huber Prof. Dr. M. Drescher
Gutachter der Disputation:	Prof. Dr. G. Huber Prof. Dr. K. Sengstock
Datum der Disputation:	19.02.2013
Vorsitzender des Prüfungsausschusses:	Prof. Dr. P. Schmelcher
Vorsitzender des Promotionsausschusses:	Prof. Dr. P. Hauschildt
Dekan der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften:	Prof. Dr. H. Graener

Kurzfassung

T. Calmano: *Femtosekundenlaser-geschriebene kristalline Wellenleiterlaser im sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich*

Gegenstand dieser Arbeit ist die Herstellung und Untersuchung von Wellenleitern und Wellenleiterlasern in $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (YAG), Yb:YAG, keramischem Yb:YAG, Cr^{4+} :YAG gebondet an Nd:YAG (Nd:YAG/ Cr^{4+} :YAG), KTiOPO_4 (KTP) und $\text{Pr}:\text{SrAl}_{12}\text{O}_{19}$. Die Wellenleiter wurden mittels fs-Laserstrukturierung hergestellt. Dabei wurden durch Translation der Probe senkrecht zur Einfallrichtung der fs-Laserstrahlung zwei parallele Spuren (Doppelspuren) modifizierten Materials geschrieben. Die untersuchten wellenleitenden Bereiche liegen zwischen diesen beiden Spuren, wobei sich die relative Erhöhung des Brechungsindex in diesen Bereichen aus einer Brechungsindexverringerung des modifizierten Materials und einer spannungsinduzierten Brechungsindexerhöhung zwischen den Spuren zusammensetzt.

Durch eine systematische Variation der Schreibparameter Pulsenergie, Translationsgeschwindigkeit und Spurabstand bei der Strukturierung von YAG wurden Parameterkombinationen für die Herstellung von Wellenleitern mit relativ niedriger Dämpfung ($D = 0,85$ dB/cm) bestimmt. Diese führen kreisförmige, nahezu gaußförmige Moden mit einem Durchmesser von $2w = 18$ μm bei einer Wellenlänge von $\lambda = 632,8$ nm und Spurabständen d von 24 μm bis 26 μm . Wellenleiter mit $d \leq 24$ μm und $d \geq 26$ μm wiesen elliptische, nahezu gaußförmige Modenprofile auf. Für kleinere Spurabstände lag die Dämpfung leicht über 0,85 dB/cm und für größere Spurabstände leicht unter diesem Wert. Wellenleiter mit kleineren kreisförmigen Modenprofilen ($2w = 14$ μm bei $\lambda = 632,8$ nm, $2w = 17$ μm bei $\lambda = 1064$ nm, $d = 25$ μm) wurden mit einer neuen Herstellungsmethode geschrieben. Dabei wurde während des Strukturierungsprozesses die lineare Verschiebung der Probe mit einer oszillierenden Bewegung senkrecht zur Translationsrichtung und Einfallrichtung der fs-Laserstrahlung überlagert.

In Ti:Saphir-Laser gepumpten Yb:YAG Wellenleitern, die mit dieser Methode hergestellt wurden, konnte effizienter Laserbetrieb bei 1030 nm demonstriert werden. Es wurde ein differentieller Wirkungsgrad von $\eta_s = 79\%$, eine maximale Ausgangsleistung von $P_{\text{out}} = 1055$ mW und ein optisch-optischer Wirkungsgrad von $\eta_{\text{opt}} = 67\%$ erzielt. Durch die Verwendung unterschiedlicher auf Halbleitertechnologie basierender Pumpquellen wurde in weiteren Laserexperimenten die mögliche Miniaturisierung derartiger Lasersysteme demonstriert ($P_{\text{out}} = 2,4$ W, $\eta_s = 51\%$). Durch die Realisation von S-förmig gekrümmten Yb:YAG Wellenleiterlasern konnte die mögliche Integrierbarkeit von fs-Laser-geschriebenen optischen Bauelementen auf optischen Chips demonstriert werden. Strukturen mit einem Krümmungsradius von $R \geq 20$ mm wiesen gute Lasereigenschaften auf ($P_{\text{thr}} \leq 216$ mW, $\eta_s \geq 51\%$, $P_{\text{out}} \geq 726$ mW).

Weiterhin wurde gütegeschalteter Laserbetrieb in Nd:YAG/ Cr^{4+} :YAG Wellenleitern mit Pulsenergien von 1 μJ und Pulsdauern von 1 ns und Laseroszillation in Yb:YAG Keramik Wellenleitern ($P_{\text{thr}} = 233$ mW, $\eta_s = 65\%$, $P_{\text{out}} = 731$ mW) erzielt.

Mit den Wellenleitern in $\text{Pr}:\text{SrAl}_{12}\text{O}_{19}$ ($D = 0,16$ dB/cm) wurde Laseroszillation im sichtbaren Spektralbereich bei 623 nm und 644 nm demonstriert. Durch Verwendung eines Spiegelsystems mit variabler Transmission konnte die Emissionswellenlänge des Lasers umgeschaltet bzw. gleichzeitige Laseroszillation auf beiden Wellenlängen erzielt werden.

Die in KTP hergestellten Wellenleiter ($D = 0,6$ dB/cm) eignen sich mit einem Modendurchmesser von 14 μm ($d = 18$ μm) zur effizienten Frequenzkonversion von Laserlicht.

Abstract

T. Calmano: *Femtosecond-laser written crystalline waveguide lasers in the visible and near infrared spectral region*

The subject of this thesis is the fabrication and investigation of waveguides and waveguide lasers in $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (YAG), Yb:YAG, Yb:YAG ceramics, Cr^{4+} :YAG bonded to Nd:YAG (Nd:YAG/ Cr^{4+} :YAG), KTiOPO_4 (KTP) and $\text{Pr}:\text{SrAl}_{12}\text{O}_{19}$. The waveguides were fabricated by fs-laser structuring. During the writing process the sample was translated perpendicular to the incident fs-laser radiation, so that tracks of modified material were formed. The investigated waveguides consisted of two parallel tracks with a waveguiding region in between. The relative increase of refractive index in this region results from a refractive index decrease of the modified material and a stress induced refractive index increase between the tracks.

With a systematic variation of the writing parameters pulse energy, translation velocity and track distance for the waveguide writing in YAG some combinations of parameters for the fabrication of waveguides with relatively low damping ($D = 0.85$ dB/cm) were identified. For track distances d between $24\ \mu\text{m}$ and $26\ \mu\text{m}$ nearly Gaussian circular mode profiles with a diameter of $2w = 18\ \mu\text{m}$ were guided at a wavelength of $\lambda = 632.8$ nm. The mode profiles of waveguides with $d \leq 24\ \mu\text{m}$ and $d \geq 26\ \mu\text{m}$ were elliptically shaped and the damping of these waveguides was slightly above and below 0.85 dB/cm, respectively. Waveguides with circular mode profiles with a smaller diameter ($2w = 14\ \mu\text{m}$ at $\lambda = 632.8$ nm, $2w = 17\ \mu\text{m}$ at $\lambda = 1064$ nm, $d = 25\ \mu\text{m}$) were written with a new fabrication method, in which the linear translation was superimposed by an oscillation perpendicular to the translation direction and the incident fs-laser radiation

Ti:Sapphire pumped highly efficient Yb:YAG waveguide lasers emitting at 1030 nm were demonstrated with waveguides, which were fabricated with this method. A slope efficiency of $\eta_s = 79\%$, a maximum output power of $P_{\text{out}} = 1055$ mW, and an optical-to-optical efficiency of $\eta_{\text{opt}} = 67\%$ were achieved. In further laser experiments different semiconductor-based pump sources were applied. A maximum output power of 2.4 W and a maximum slope efficiency of 51% was achieved. This shows the potential for miniaturization of these laser systems. Furthermore, by realizing S-bent Yb:YAG waveguide lasers the feasibility of integration of fs-laser written optical devices on optical chips was demonstrated. Structures with a radius of curvature of $R \geq 20$ mm exhibited good laser characteristics ($P_{\text{thr}} \leq 216$ mW, $\eta_s \geq 51\%$, $P_{\text{out}} \geq 726$ mW).

Additionally, Q-switched laser operation of Nd:YAG/ Cr^{4+} :YAG waveguides with pulse energies of $1\ \mu\text{J}$ and pulse durations of 1 ns as well as laser oscillation in Yb:YAG ceramic waveguides ($P_{\text{thr}} = 233$ mW, $\eta_s = 65\%$, $P_{\text{out}} = 731$ mW) was achieved.

With low loss waveguides in $\text{Pr}:\text{SrAl}_{12}\text{O}_{19}$ ($D = 0.16$ dB/cm) laser oscillation in the visible spectral region at 623 nm and 644 nm was achieved. By the application of a mirror system with variable transmission the laser emission could be switched between these two wavelengths. Furthermore dual wavelength operation of this device was demonstrated.

The fabricated KTP waveguides with a diameter of the mode profile of $14\ \mu\text{m}$ ($d = 18\ \mu\text{m}$) and a damping of 0.6 dB/cm are suitable for efficient frequency conversion of laser light.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit transparenten dielektrischen Materialien	5
2.1	Nichtlineare Absorptionsprozesse in dielektrischen Materialien	6
2.1.1	Nichtlineare Photoionisation	6
2.1.2	Avalanche-Ionisation	9
2.1.3	Ratengleichung	10
2.1.4	Strukturierung mit fs-Pulsen und ps- bis ns-Pulsen	12
2.2	fs-Laser induzierte Materialmodifikationen	12
2.2.1	Energieübertrag auf das Kristallgitter	13
2.2.2	Brechungsindexänderungen in Dielektrika	14
2.2.3	fs-Laser-geschriebene kristalline Wellenleiter, Stand der Forschung . .	17
2.3	Nichtlineare Propagation	21
3	Experimentelle Rahmenbedingungen für die fs-Laserstrukturierung	23
3.1	Strukturierungsaufbau	23
3.1.1	CPA fs-Lasersystem	24
3.1.2	Positioniersystem	25
3.2	Parameterraum	26
3.2.1	Intensität	27
3.2.2	Pulsüberlapp und Repetitionsrate	30
3.2.3	Zerstörschwelle	34
3.2.4	Geometrische Anordnung der Strukturen	35
3.3	Strukturierungsablauf	37
3.3.1	Gerade Strukturen	37
3.3.2	Zirkular gekrümmte Doppelspuren	39
3.3.3	S-Kurven	40
3.3.4	Oszillation senkrecht zur Translationsrichtung	41
3.3.5	Präparation der Proben	44
3.4	Materialien	44
3.4.1	YAG	44
3.4.2	SrAl ₁₂ O ₁₉	49
3.4.3	KTP	51
4	Mikroskopische und Röntgentopographische Untersuchungen	53
4.1	Lichtmikroskopiemethoden	54

4.2	Lichtmikroskopische Untersuchungen von YAG	56
4.2.1	Aufsicht	56
4.2.2	Querschnitt	63
4.2.3	Gekrümmte Strukturen	67
4.2.4	Rekonstruktion der optischen Indikatrix	71
4.2.5	Zusammenfassung der Lichtmikroskopie von YAG	73
4.3	Lichtmikroskopische Untersuchungen von Pr:SrAl ₁₂ O ₁₉	74
4.3.1	Aufsicht	75
4.3.2	Querschnitt	76
4.4	Lichtmikroskopische Untersuchungen von KTP	77
4.4.1	Hellfeld	77
4.4.2	Dunkelfeld	78
4.5	Untersuchungen von YAG mittels Rasterkraftmikroskopie	79
4.6	Röntgentopographie von YAG	81
4.6.1	Versuchsaufbau für die röntgentopographischen Untersuchungen	81
4.6.2	Röntgentopogramme	82
5	Wellenleitung	85
5.1	Elektromagnetische Beschreibung der Wellenleitung	85
5.1.1	Dielektrisch längshomogene Wellenleiter	86
5.1.2	Gekrümmte Wellenleiter	88
5.2	Verluste in Wellenleitern	91
5.2.1	Externe Verluste	91
5.2.2	Interne Verluste	93
5.3	Versuchsaufbauten zur Charakterisierung der Wellenleiter	96
5.3.1	Versuchsaufbau zur Messung der Modenprofile und maximalen Verluste	96
5.3.2	Versuchsaufbau zur genaueren Messung der Verluste durch Bestimmung der Koppeffizienz	98
5.3.3	Versuchsaufbau zur Messung der numerischen Apertur	99
5.3.4	Wellenleitende Bereiche	100
5.4	Charakterisierung der Wellenleiter in YAG	100
5.4.1	Gerade Strukturen ohne überlagerte Oszillation	101
5.4.2	Gerade Strukturen mit und ohne überlagerte Sinusoszillation	107
5.4.3	Zirkular gekrümmte Strukturen	111
5.4.4	S-Kurven	116
5.4.5	Zusammenfassung der Charakterisierung der Wellenleiter in YAG . . .	126
5.5	Charakterisierung der Wellenleiter in Pr:SrAl ₁₂ O ₁₉	126
5.5.1	Modenprofile	127
5.5.2	Verluste und NA	128
5.6	Charakterisierung der Wellenleiter in KTP	128
5.6.1	Modenprofile	129
5.6.2	Verluste	131
5.6.3	Zusammenfassung der Charakterisierung der Wellenleiter in KTP . . .	132

6	Wellenleiterlaser	133
6.1	Grundlagen der Laserphysik	133
6.1.1	Laserschwelle	135
6.1.2	Differentieller Wirkungsgrad	136
6.1.3	Passive Güteschaltung	137
6.2	Wellenleiterlaser basierend auf der fs-Laserstrukturierung, Stand der Forschung	139
6.2.1	Typ I Wellenleiterlaser	139
6.2.2	Typ II Wellenleiterlaser	140
6.2.3	Typ III Wellenleiterlaser	141
6.3	Yb:YAG Wellenleiterlaser	142
6.3.1	Versuchsaufbau	142
6.3.2	Yb:YAG Wellenleiterlaser unter Anregung mit verschiedenen Pumpquellen	144
6.3.3	Yb:YAG Wellenleiterlaser, hergestellt mit überlagerter Sinusoszillation der Translationsbewegung	149
6.3.4	Yb:YAG Keramik Wellenleiterlaser	152
6.3.5	Zusammenfassung	155
6.4	Laseroszillation in S-Kurven	155
6.4.1	Modenprofile	156
6.4.2	Differentielle Wirkungsgrade und Laserschwellen von S-Kurven-Lasern	158
6.4.3	Abschätzungen zur Realisierbarkeit eines fs-Laser-geschriebenen Yb:YAG Ringlasers	160
6.5	Passive Güteschaltung von Nd:YAG/Cr ⁴⁺ :YAG Wellenleiterlasern	161
6.5.1	Leistungscharakteristik und Modenprofil	162
6.5.2	Eigenschaften der Pulszüge	162
6.6	Pr:SrAl ₁₂ O ₁₉ Wellenleiterlaser	164
6.6.1	Versuchsaufbau	164
6.6.2	Laserexperimente bei fester Wellenlänge	165
6.6.3	Umschaltbarer Laserbetrieb und simultane Emission von zwei Wellenlängen	167
6.7	Zusammenfassung der Laserexperimente	168
7	Zusammenfassung und Ausblick	169
7.1	Zusammenfassung	169
7.2	Ausblick	172
A	Abweichungen der Achsenbewegung von der vorgegebenen Trajektorie	175
B	Brechungsindizes und Reflexionsverluste	177
	Literaturverzeichnis	179
	Veröffentlichungen	199
	Danksagung	205

1 Einleitung

Motivation

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Herstellung wellenleitender Strukturen und der Entwicklung miniaturisierter Wellenleiterlaser mit hoher Strahlqualität. Derartige Lasersysteme finden in der Umwelt-, Medizin- und insbesondere der Telekommunikationstechnik Anwendung.

In vielen Bereichen der Telekommunikation basiert nach dem heutigen Stand der Technik die Übertragung von Signalen auf modulierten Lichtwellen. Diese optische Datenübertragung mittels Lichtwellenleitern (Glasfasern) weist entscheidende Vorteile gegenüber der Signalübertragung mittels elektrischer Signale oder Radiowellen auf.

Glasfasern sind immun gegenüber elektromagnetischer Interferenz, also Störungen des Signals durch externe elektromagnetische Felder, welche beispielsweise von umgebenden Leitern oder externen Radiowellen stammen können. Aufgrund der elektromagnetischen Interferenz ist im Falle der elektrischen Signalübertragung eine aufwändige und teure Abschirmung der metallischen Datenübertragungskabel notwendig. Bei Glasfaserkabeln hingegen kann eine Beeinflussung des Signals innerhalb einer Faser oder eines Faserbündels durch externe Lichtquellen mittels einer einfachen lichtundurchlässigen Ummantelung effektiv unterdrückt werden. Außerdem findet eine Übertragung von Licht zwischen unterschiedlichen Fasern innerhalb eines Faserbündels nicht statt, da jeder wellenleitende Kern von einem relativ dicken Mantel umgeben ist. Die elektromagnetischen Felder der geführten Lichtwelle fallen innerhalb des Mantels schnell ab, so dass eine Überkopplung in einen benachbarten Faserkern ausgeschlossen ist. Zudem sind elektrische Kurzschlüsse in Glasfasern im Gegensatz zu metallischen Datenübertragungskabeln nicht möglich, weshalb diese gefahrlos in explosionsgefährdeten Umgebungen eingesetzt werden können. Weiterhin resultieren die geringeren Materialkosten und das geringere Gewicht in geringeren Gesamtkosten für Glasfaserkabel.

Der größte Vorteil der optischen Datenübertragung mit Glasfaserkabeln liegt in der hohen Informationsdichte, welche aufgrund hoher möglicher Bandbreite übertragen werden kann. Die hohe Bandbreite führt typischerweise zu einer 10^6 -fach höheren Anzahl von Informationskanälen pro Querschnittsfläche als in metallischen Datenübertragungskabeln [Hun09]. Weiterhin ist die Dämpfung in Glasfaserkabeln wesentlich geringer als die Dämpfung in Kabeln zur Datenübertragung von elektrischen Signalen.

Bevor die optischen Signale mit Glasfasern übertragen werden können, müssen erstere erzeugt, moduliert und eventuell aufgespalten werden. Weiterhin ist bei der Überbrückung langer Strecken eine zwischenzeitliche Verstärkung der optischen Signale notwendig. Hinzu kommt die Notwendigkeit der Signaldetektion und Verarbeitung auf der Empfängerseite. Um eine Miniaturisierung und somit eine Kostenreduktion zu erreichen, ist es erstrebenswert möglichst viele Elemente, welche eine der genannten Funktionen erfüllen, auf einem einzigen optischen Chip zu integrieren. Integrierte optische Bauelemente sind intrinsisch stabil, da Abweichungen

1 Einleitung

von der Lichtführung nahezu ausgeschlossen sind.

Werden mehrere optische Bauteile auf einem Chip integriert, so wird diese Anordnung ähnlich zu den heute weit verbreiteten und leistungsfähigen integrierten Schaltkreisen (Englisch: Integrated Circuit, IC) der Elektronik als integrierter optischer Schaltkreis (Englisch: Integrated Optical Circuit, IOC) bezeichnet. Das Forschungsgebiet, welches die Entwicklung und Charakterisierung derartiger IOC beinhaltet, wird als integrierte Optik bezeichnet. Bereits 1969 beschrieb Miller in einer bahnbrechenden Veröffentlichung nahezu alle notwendigen Bauelemente für integrierte optische Systeme [Mil69]. Eine tiefere Einführung in diese Thematik kann in [Kar91, Hun09] nachgelesen werden.

Seit dieser Zeit wurde eine Vielzahl verschiedener Methoden zur Herstellung diverser aktiver und passiver Bauelemente für IOC entwickelt [Can12]. Davis *et al.* entdeckten beispielsweise 1996, dass Brechungsindexmodifikationen in dielektrischen Materialien erzeugt werden können, indem die Strahlung von gepulsten Lasersystemen mit Pulsdauern im Bereich von Femtosekunden (fs) in das Material fokussiert wird [Dav96].

Viele dielektrische Materialien sind jedoch transparent für Licht der verwendeten fs-Lasersysteme im nahen infraroten Spektralbereich. Daher erfolgt der Energieeintrag in das Material auf Grundlage intensitätsabhängiger nichtlinearer Absorptionsprozesse. Die notwendigen Intensitäten können durch starke Fokussierung der Laserstrahlung von fs-Lasersystemen erreicht werden. Die daraus resultierende Material- und somit Brechungsindexmodifikation ist auf das fokale Volumen begrenzt. Daher ist es mit dieser Methode möglich Strukturen im Mikrometerbereich herzustellen. Auf Grundlage dieser Brechungsindexmodifikationen können wellenleitende Strukturen, welche die Basiselemente integrierter optischer Bauteile darstellen, hergestellt werden. Das dielektrische Material stellt dabei den optischen Chip dar, auf dem die Bauteile integriert werden.

Auch wenn die Massenproduktion von IOC mit dem vorgestellten Verfahren nicht ohne weiteres realisierbar ist, weist die fs-Laserstrukturierung Vorteile gegenüber anderen Herstellungsverfahren von IOC auf, die oftmals auf einer großen Anzahl von Prozessschritten basieren. Die fs-Laserstrukturierung kann in drei Dimensionen erfolgen, wodurch sich die benötigte Grundfläche des optischen Chips verringern lässt. Weiterhin ist eine relativ einfache und schnelle Anpassung der Strukturierungsparameter und Herstellung von Prototypen möglich.

Auf Grundlage der fs-Laserstrukturierung gelang es in den letzten Jahren unterschiedliche optisch aktive und passive Bauelemente der integrierten Optik herzustellen. Unter anderem wurden Wellenleiter [Miu97], Richtungskoppler [Suz06], Verzweiger [Nol03], Verstärker [Psa07], und Wellenleiterlaser [Tac04] realisiert. Auch eine Integration mehrerer Elemente auf einem optischen Chip wurde durch die Herstellung eines monolithischen Distributed Feedback Lasers (DFB) [Mar08], eines passiven Ringresonators [Kow05] oder eines Frequenzverdopplers mit integriertem Interferometer [Tho11] demonstriert. Weiterhin konnten sogenannte Lab-On-A-Chip Anwendungen durch fs-Laserstrukturierung realisiert werden [Qia11].

Miniaturisierte Lasersysteme, welche in der integrierten Optik Anwendung finden, können mit Wellenleitern in aktiven optischen Materialien realisiert werden. Diese Wellenleiter bieten aufgrund der Lichtführung einen sehr hohen Überlapp zwischen Pump- und Lasermode über die volle Länge des aktiven Mediums. Dies resultiert in Kombination mit den kleinen Querschnittsflächen der Wellenleiter in einer geringen Laserschwelle. Weiterhin können die Resonatorspiegel direkt auf den Endflächen des aktiven Mediums aufgebracht oder über Bragg-Gitter in den Wellenleiter implementiert werden. Diese Kombination aus Wellenleiter

im aktiven optischen Medium und integrierten Spiegeln ermöglicht die notwendige Miniaturisierung der Lasersysteme. Seltenerd dotierte kristalline dielektrischen Materialien weisen im Vergleich zu Seltenerd dotierten Gläsern bessere thermomechanische Eigenschaften und höhere Peak-Emissionswirkungsquerschnitte auf. Diese Charakteristika sind vorteilhaft für die Realisierung von Wellenleiterlasern mit hoher Ausgangsleistung und niedrigen Laserschwelen. Kristalline Wellenleiterlaser, welche mittels fs-Laserstrukturierung hergestellt wurden, konnten unter anderem im Rahmen früherer Arbeiten am Institut für Laser-Physik demonstriert werden [Cal09, Sie10a]. Dabei wurden Rekordwerte in Ausgangsleistung und Effizienz erzielt. Allerdings wurden bisher Ti:Saphir-Laser als Pumpquellen eingesetzt, welche sich aufgrund der Komplexität und der Anschaffungskosten nicht für integrierte optische Bauelemente eignen. Diodengepumpte fs-Laser-geschriebene kristalline Wellenleiterlaser wiesen vergleichsweise niedrige Lasereffizienzen auf [Bai09].

Ein Ziel dieser Arbeit war die Herstellung kristalliner Wellenleiterlaser, welche Licht im nahen infraroten Spektralbereich emittieren, und die Demonstration der Integrierbarkeit dieser aktiven optischen Bauelemente. Die wellenleitenden Strukturen wurden in Ytterbium dotierten $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ (Yb:YAG) mittels fs-Laserstrukturierung geschrieben. Zur Demonstration der Integrierbarkeit wurden die Wellenleiterlaser mit Laserdioden angeregt und gekrümmte wellenleitende Strukturen untersucht. Gekrümmte Strukturen sind notwendig um Verzweiger und Koppler zu realisieren und bieten zudem die Möglichkeit mehrere optische Bauelemente platzsparend auf einem optischen Chip zu integrieren. Weiterhin können integrierte Ringlaser, welche ein sehr schmalbandiges Emissionsspektrum aufweisen, nur mit gekrümmten Strukturen hergestellt werden.

Ein weiteres Ziel dieser Arbeit bestand in der Demonstration von Wellenleiterlasern im sichtbaren Spektralbereich. Miniaturisierte sichtbare Laser sind beispielsweise für Anwendungen in der Fluoreszenzmikroskopie, optischen Messtechnik oder Displaytechnologie interessant. Um dieses Ziel zu erreichen wurden zwei Ansätze verfolgt: Zum einen wurden Wellenleiter in $\text{Pr}:\text{SrAl}_2\text{O}_9$ Kristalle geschrieben. Dieses Material ermöglicht direkte Laseremission im sichtbaren Spektralbereich. Zum anderen wurden wellenleitende Strukturen in KTiOPO_4 (KTP) Kristallen mittels fs-Laserstrukturierung hergestellt. Diese Kristalle zeichnen sich durch hohe nichtlineare Koeffizienten aus. Zudem wird die Frequenzkonversion von Laserlicht durch die hohen Intensitäten und großen Wechselwirkungslängen innerhalb der Wellenleiter begünstigt. Durch Frequenzverdopplung von Laserlicht im nahen infraroten Spektralbereich in diesen Wellenleitern kann unter geeigneten Bedingungen ein großer Wellenlängenbereich im sichtbaren Spektralbereich abgedeckt werden.

Gliederung der Arbeit

Im zweiten Kapitel wird ein Überblick über die Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit dielektrischen Materialien gegeben. Dabei werden die zugrundeliegenden Theorien und Modelle eingeführt, um ein intuitives Verständnis der physikalischen Prozesse, die während der fs-Laserstrukturierung ablaufen, zu vermitteln. Weiterhin werden in diesem Kapitel die unterschiedlichen Mechanismen beschrieben, die zur Brechungsindexänderungen aufgrund der Bestrahlung mit fs-Laserpulsen führen, und der aktuelle Stand der Forschung zu fs-Laser-geschriebenen Wellenleitern in kristallinen Materialien zusammengefasst.

Im dritten Kapitel werden Erläuterungen zum Strukturierungsaufbau, zu den Einflüssen un-

1 Einleitung

terschiedlicher Strukturierungsparameter und -schemata, den Herstellungsmethoden und unterschiedlichen Materialien gegeben.

Das vierte Kapitel beinhaltet die Ergebnisse von mikroskopischen Untersuchungen an den hergestellten Strukturen.

Die Charakterisierung der Wellenleiter in den unterschiedlichen Materialien, sowie eine Beschreibung der verschiedenen Versuchsaufbauten und eine kurze Einführung in die theoretischen Grundlagen zur elektromagnetischen Beschreibung der Wellenleitung erfolgt in Kapitel 5.

In Kapitel 6 werden in einem kurzen Abschnitt einige Begriffsdefinitionen der Laserphysik vorgestellt. Um eine Einordnung der in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse zu ermöglichen, wird ein Überblick über den aktuellen Stand der Forschung auf dem Gebiet der fs-Laser-geschriebenen Wellenleiterlaser gegeben. In den darauf folgenden Abschnitten werden die Eigenschaften der unterschiedlichen, im Rahmen dieser Arbeit realisierten Wellenleiterlaser beschrieben. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der zentralen Ergebnisse und einem Ausblick.

2 Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit transparenten dielektrischen Materialien

Für die Modifikation dielektrischer Materialien mit fs-Laserpulsen ist es notwendig freie Ladungsträger im Leitungsband zu erzeugen, die ihre Energie auf das Kristallgitter übertragen können. Dabei muss eine Leitungsbandelektronendichte von etwa 10^{19} cm^{-3} erreicht werden. Dies erfordert eine effektive Absorption der Laserphotonen.

Viele dielektrische Materialien weisen allerdings einen Transparenzbereich für Licht vom ultravioletten (UV) bis in den mittleren infraroten (MIR) Spektralbereich auf [Cai10]. Beispielsweise ist YAG, welches in dieser Arbeit hauptsächlich untersucht wurde, durchlässig für Licht in einem Wellenlängenbereich von 190 nm - 4200 nm [Sla69].

Über die Relation $E = \hbar \cdot \omega = h \cdot c / \lambda$ ist die Energie E mit der Laserfrequenz ω bzw. der Wellenlänge λ verknüpft. Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit und \hbar das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum, welches über $\hbar = h / 2\pi$ mit dem Planckschen Wirkungsquantum h zusammenhängt. Der unteren Grenze des Transparenzbereiches kann somit eine Photonenenergie von 6,5 eV zugeordnet werden, die der Bandlücke entspricht¹.

Im MIR-Spektralbereich ist die Absorptionskante in YAG durch die Dreiphononenanregung festgelegt. In dieser Arbeit wurde allerdings nur Licht mit einer zentralen Wellenlänge von 775 nm verwendet, daher wird die Absorption im MIR im Folgenden nicht weiter betrachtet.

Licht mit einer Wellenlänge von 775 nm kann somit nur über nichtlineare Absorptionsprozesse Energie in Dielektrika übertragen. Durch die nichtlineare Abhängigkeit dieser Prozesse von der Intensität des eingestrahlteten Lichtes sind bei einer Fokussierung auf ein kleines fokales Volumen Materialmodifikationen im μm Bereich möglich. Weiterhin werden Volumenstrukturierungen durch Fokussierung unter die Oberfläche möglich, da aufgrund der Nichtlinearität keine Absorption an der Oberfläche stattfindet.

Um ein besseres Verständnis der Materialmodifikation durch fs-Laserpulse zu erlangen werden im folgenden Kapitel die grundlegenden Mechanismen der nichtlinearen Absorption, des Energieübertrags auf das Material und der daraus resultierenden Modifikation bzw. Brechungsindexänderung beschrieben. Weiterhin werden einige wichtige Aspekte der Propagation ultrakurzer Pulse durch transparente dielektrische Materialien erläutert. Ausführliche Zusammenfassungen dieser Thematik finden sich in [Sch01b, Ams08, Cal09, Sie10a, Pas11]. Die Darstellung in dieser Arbeit folgt teilweise diesen Veröffentlichungen.

¹Die Literaturangaben für die Bandlücke von YAG variieren von 6,5 eV - 7 eV [Sla69, Pie00].

2.1 Nichtlineare Absorptionsprozesse in dielektrischen Materialien

Nichtlineare Absorptionsprozesse finden in dielektrischen Materialien bei Laserintensitäten im Bereich von TW/cm^2 statt. Derartig hohe Intensitäten können durch starke Fokussierung kommerziell erhältlicher Ultrakurzpulslaser erreicht werden, wodurch effektive Werkzeuge zur Materialbearbeitung auf einer Mikrometerskala zur Verfügung stehen. Die durch ultrakurze Pulse ausgelösten Prozesse lassen sich in die Photoionisation und die Avalanche-Ionisation unterteilen². Mathematisch können die Prozesse in einer Ratengleichung zusammengefasst werden. Im folgenden Abschnitt werden die Photo- und Avalanche-Ionisation genauer erörtert und die Ratengleichung vorgestellt.

2.1.1 Nichtlineare Photoionisation

Ausgehend von einer Bandlücke von 6,7 eV für YAG ist die Energie eines Photons einer Wellenlänge von 775 nm (1,6 eV) um einen Faktor 4,2 zu gering, um ein Elektron direkt aus dem Valenzband in das Leitungsband anzuregen. Daher ist die Energie mehrerer Photonen notwendig, um die Bandlücke zu überwinden.

Allgemein gilt, dass in Abhängigkeit der Frequenz und der Intensität des Lasers zwei unterschiedliche Prozesse hauptverantwortlich für die Photoionisation sind. Für hohe elektromagnetische Feldstärken und niedrige Laserfrequenzen dominiert die Tunnelionisation. Bei hohen Laserfrequenzen ist hingegen die Multiphotonenionisation der entscheidende Prozess [Kel65, Sch01b, Ams08]. Beide Prozesse lassen sich aus der bereits 1964 entwickelten Theorie von Keldysh ableiten [Kel65]. Der Übergang von der Tunnelionisation zur Multiphotonenionisation ergibt sich aus dem Wert des Keldysh Parameters

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

Dabei ist ω die Laserfrequenz, I die Laserintensität in der fokalen Ebene, m^* und e die reduzierte Masse des Elektron-Loch Paares und die Elektronenladung, n der Brechungsindex des Materials, E_g die Energie der Bandlücke, c die Lichtgeschwindigkeit und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante. Der vollständige Ausdruck für die Photoionisationsrate P_{PI} in Abhängigkeit des Keldysh Parameters ist mit Gleichung 37 in [Kel65], bzw. Gleichung 2.2 in [Sie10a] gegeben.

Multiphotonenionisation ($\gamma \gg 1$)

Für große Laserfrequenzen, welche allerdings unter der für Einphotonenabsorption notwendigen Frequenz liegen, und für kleine Intensitäten dominiert der Prozess der Multiphotonenionisation. Der Keldysh Parameter ist dann wesentlich größer als eins.

In diesem Fall wird von einem Valenzbandelektron eine Anzahl Photonen k gleichzeitig absorbiert. Sofern die Bedingung

$$k\hbar\omega \geq E_g \quad (2.2)$$

²Obwohl in Festkörpern eher ein Elektron vom Valenz- in das Leitungsband angeregt und nicht tatsächlich ein Atom ionisiert wird, werden die auftretenden Prozesse im Allgemeinen als Ionisationsprozesse bezeichnet.

2.1 Nichtlineare Absorptionsprozesse in dielektrischen Materialien

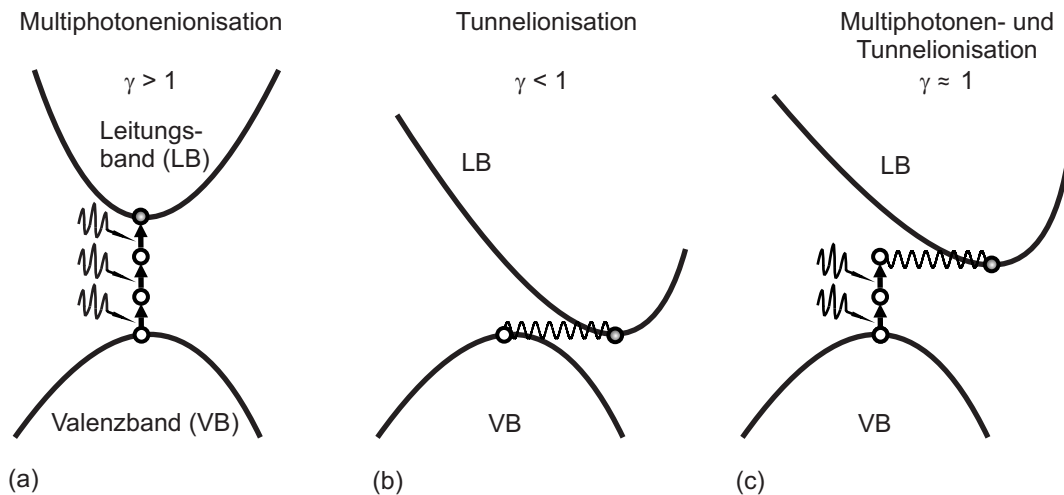


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der grundlegenden Photoionisationsprozesse, die bei der Wechselwirkung von fs-Pulsen mit Dielektrika auftreten. Tunnelionisation (a), intermediäres Regime mit Kombination aus Tunnel- und Multiphotonenionisation (b), Multiphotonenionisation (c) [Sch01b, Ams08].

erfüllt ist, wird ein Elektron ins Leitungsband angeregt. Für das oben genannte Material YAG wäre somit eine simultane Absorption von mindestens fünf Photonen der Wellenlänge 775 nm notwendig um die Bandlücke zu überwinden.

Im Fall der Multiphotonenionisation lässt sich Gleichung 37 aus [Kel65] vereinfachen und die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess mit der Multiphotonenionisationsrate

$$P_{\text{MPI}}(I) = \sigma_k I^k \quad (2.3)$$

mathematisch beschreiben. Diese hängt stark (mit k -ter Potenz) von der Laserintensität I ab. Im Falle von gepulsten Lasersystemen ist die Intensität von der Zeit t abhängig. In dem Wirkungsquerschnitt σ_k für eine simultane Absorption von k Photonen sind sowohl die Laserfrequenz ω als auch die Materialeigenschaften des bestrahlten Dielektrikums zusammengefasst [Jon89, Stu96a, Sch01b]. Die Multiphotonenionisation ist in Abb. 2.1 (a) schematisch dargestellt.

Tunnelionisation ($\gamma \ll 1$)

Im Falle von kleinen Frequenzen aber großer Intensität, also hohen elektromagnetischen Feldstärken des eingestrahlt Laserlichtes wird das Regime der Tunnelionisation erreicht. In diesem Fall ist γ wesentlich kleiner als 1.

Das elektromagnetische Feld des eingestrahlt Laserlichtes kann die Bandstruktur des Dielektrikums deformieren. Bei hohen Feldstärken kann das Potential, welches ein Valenzbandelektron an ein Ion bindet, derartig abgesenkt werden, dass ein Elektron durch die verbliebene niedrige Potentialbarriere tunnelt [Kel65, Sch01b, Ams08]. Daraufhin liegt es als freies Elektron im Leitungsband vor. In Abb. 2.1 (b) ist der Mechanismus der Tunnelionisation anschaulich dargestellt.

In einigen Experimenten wurde die für eine Materialzerstörung notwendige Schwellfluenz in Abhängigkeit der Pulsdauer ermittelt. Aufgrund der höheren Spitzenintensitäten kürzerer Pulse

2 Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit transparenten dielektrischen Materialien

sinkt diese Schwellfluenz mit der Pulsdauer ab. Das Verhalten bei Pulsdauern im Bereich von 5 fs bis 10 fs ließ sich nur mit dem Einsetzen der Tunnelionisation erklären [Len98, Mao04].

Eine weitergehende mathematische Beschreibung der Tunnelionisation und die entsprechend vereinfachte Gleichung zur Ionisationsrate kann in [Kel65] (Gleichung 40) nachgeschlagen werden.

Intermediäres Regime, Tunnel- und Multiphotonenionisation ($\gamma \approx 1$)

Wenn der Keldysh Parameter einen Wert von $\gamma \approx 1$ annimmt, ist ein intermediäres Regime zwischen Multiphotonen- und Tunnelionisation erreicht. In diesem Fall tragen beide Prozesse gleichzeitig zur Photoionisation bei. Durch ein starkes elektromagnetisches Feld wird die Potentialbarriere abgesenkt (weniger als im Fall der Tunnelionisation) und durch eine Multiphotonenabsorption (mit weniger Photonen als im Falle der reinen Multiphotonenionisation) erhält das Elektron genügend Energie, um durch die Potentialbarriere zu tunneln (siehe Abb. 2.1 (c)). Um dieses intermediäre Regime mathematisch zu beschreiben, muss der vollständige, nicht vereinfachte Keldysh-Ausdruck für die Berechnung der Ionisationsrate angewendet werden (Gleichung 37 in [Kel65]).

Berechnung des Keldysh Parameters

Abbildung 2.2 (a) zeigt die Berechnung des Keldysh Parameters nach Gleichung 2.1 in Abhängigkeit der Intensität für YAG, welches mit 775 nm Laserlicht bestrahlt wird. Für die Bandlücke wurde ein Wert von 6,7 eV, für den Brechungsindex 1,822 und für die reduzierte Masse ein Wert von 0,5 Elektronenmassen m_e angenommen. Aus dieser Berechnung ergibt sich für eine Intensität von etwa $5,5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ ein Keldysh Parameter von eins, also der Übergangsbereich zwischen Tunnel- und Multiphotonenionisation.

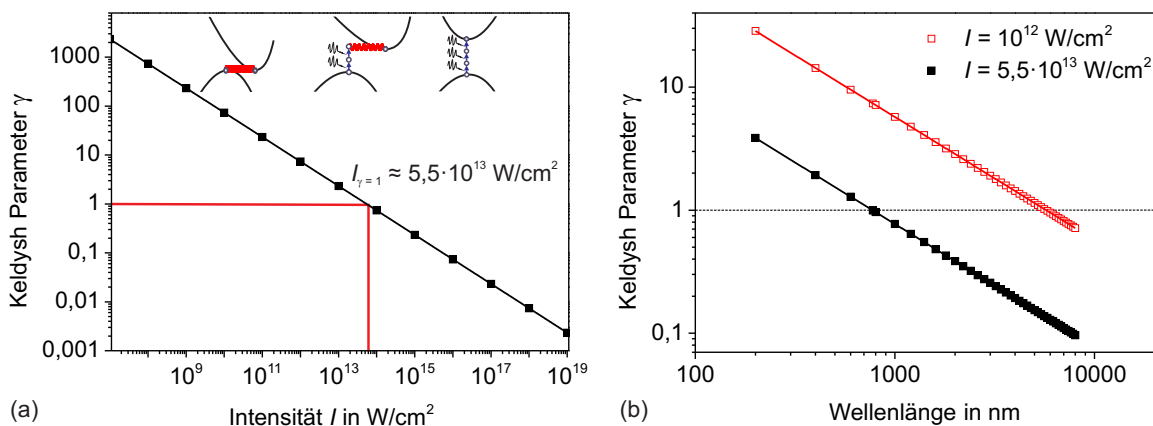


Abbildung 2.2: Keldysh Parameter in Abhängigkeit der Laserintensität I für YAG in doppelt logarithmischer Auftragung. Dabei wurde eine Bandlücke von 6,7 eV, eine Laserwellenlänge von 775 nm, ein Brechungsindex von 1,822 und für die reduzierte Masse ein Wert von $0,5m_e$ angenommen (a). Keldysh Parameter in Abhängigkeit der Laserwellenlänge für Intensitäten von $1,0 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ und $5,5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (b).

Fokussiert man einen 150 fs langen Laserpuls mit einer Energie von $0,5 \mu\text{J}$ auf einen Fokussdurchmesser von $3 \mu\text{m}$ ergibt sich mit $5,66 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ gerade dieser Übergangsbereich. Bei dieser Intensität ändert sich der Keldysh Parameter für die Frequenzen innerhalb der Bandbreite

eines 150 fs langen Pulses nur unwesentlich. Wählt man kleinere Fokussdurchmesser und/oder größere Pulsenergien wird das Regime der Tunnelionisation erreicht. Bei größeren Fokussdurchmessern und/oder kleineren Energien wird der Prozess der Multiphotonenionisation dominieren.

In Abb. 2.2 (b) ist der Keldysh Parameter in Abhängigkeit der Wellenlänge für Intensitäten von $1,0 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$ (rote ungefüllte Quadrate) und $5,5 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (schwarze ausgefüllte Quadrate) gezeigt. Es wird deutlich, dass bei geringeren Intensitäten über einen weiten Wellenlängenbereich die Multiphotonenionisation dominiert, erst bei sehr großen Wellenlängen im Bereich von $5,5 \mu\text{m}$ findet der Übergang zur Tunnelionisation statt. Wird die Intensität erhöht, findet der Übergang bei kürzeren Wellenlängen statt.

Aus Messdaten zur Bestimmung von Zerstörschwellen können unter Berücksichtigung der weiteren Ionisationsprozesse (siehe nächster Abschnitt) die Photoionisationsraten berechnet werden. Keldyhs Theorie zur Photoionisation wird durch einige Experimente bestätigt [Stu96a, Stu96b, Chi11]. Andere Autoren hingegen haben Abweichungen ihrer Messdaten von den durch diese Theorie vorhergesagten Ionisationsraten festgestellt [Len98].

2.1.2 Avalanche-Ionisation

Berechnungen und verschiedene Experimente zur Bestimmung der Schwellfluenz in Abhängigkeit der Pulsdauer haben gezeigt, dass insbesondere bei längeren Pulsdauern ($> 50 \text{ fs}$) die Beiträge der Photoionisation nicht ausreichen, um die zur Materialmodifikation notwendige kritische Dichte von etwa 10^{19} cm^{-3} Elektronen im Leitungsband zu erzeugen [Stu96a, Mao04, Chi11]. Der entscheidende zusätzliche Prozess ist die Avalanche-Ionisation [Spa81].

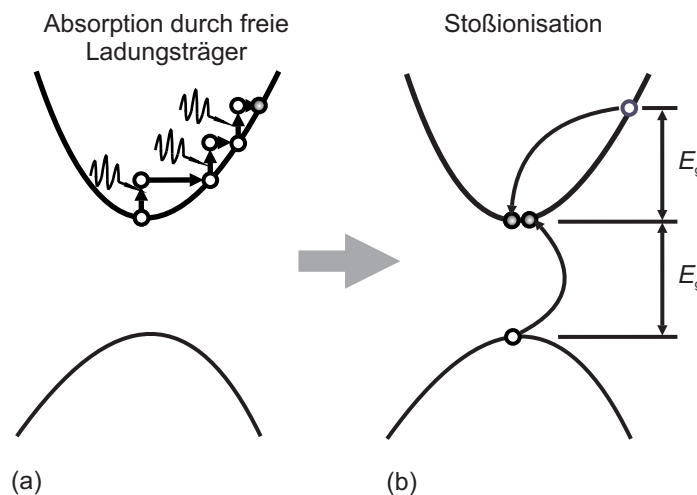


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Prozesse während der Avalanche-Ionisation. Absorption von Photonen in Wechselwirkung mit Phononen durch freie Ladungsträger (a) und Stoßionisation (b) [Ams08].

Freie Elektronen im Leitungsband können durch sukzessive Absorption von k Photonen zusätzliche Energie gewinnen. Da sowohl die Energie als auch der Impuls erhalten werden müssen, ist die zusätzliche Wechselwirkung mit Phononen notwendig. Ist der gewonnene Energiebetrag größer als die Bandlücke, gilt also $k\hbar\omega \geq E_g$, können durch Stoßionisation weitere Valenzbandelektronen in das Leitungsband angeregt werden. Daraufhin stehen dann die doppelte

Anzahl Elektronen als Startelektronen für eine Wiederholung des Prozesses zur Verfügung. Da die Kollisionszeiten für hochenergetische Elektronen bei nur etwa 1 fs liegen, kann der Prozess sehr effizient ablaufen [Blo74]. Dies führt dann zu einem exponentiellen Anstieg der Elektronendichte im Leitungsband. Die Absorption freier Ladungsträger und die Stoßionisation sind schematisch in Abb. 2.3 dargestellt.

Die Rate der Avalanche-Ionisation

$$P_{AI}(I) = \alpha I(t) \quad (2.4)$$

ist linear abhängig von der Intensität $I(t)$. Dabei ist α eine materialabhängige Konstante in $[\text{cm}^2/\text{J}]$.

Aus dem Modell von Sparks *et al.* zur Avalanche-Ionisation ergibt sich ebenfalls eine Abhängigkeit der Ionisationsrate von der Wellenlänge. Nach diesem Modell ist die Avalanche-Ionisation bei höheren Wellenlängen effektiver. Dies liegt im Wesentlichen darin begründet, dass durch die Elektron-Phonon-Streuung für kleine Elektronenenergien, also für Elektronen nahe der Leitungsbandkante, bei großen Wellenlängen effektiver der richtige Impuls übertragen werden kann, so dass in Kombination mit der Absorption eines Photons Energie gewonnen wird. Nähere Erläuterungen und Simulationen finden sich in [Spa81]. Die Wellenlängenabhängigkeit wird allerdings erst bei Wellenlängen im mittleren infraroten Spektralbereich relevant und kann für Wellenlängen von $\leq 1 \mu\text{m}$ vernachlässigt werden. Für größere Laserwellenlängen als $4 \mu\text{m}$ konnte experimentell bestätigt werden, dass die Avalanche-Ionisation mit steigender Wellenlänge effektiver abläuft [Sim03].

2.1.3 Ratengleichung

Die in den vorherigen Abschnitten beschriebenen Ionisationsprozesse können in einer Ratengleichung zusammengefasst werden, welche die Entwicklung der freien Elektronendichte im Leitungsband beschreibt. Diese wurde erstmals von Stuart *et al.* aufgestellt [Stu96a, Stu96b]. Werden ebenfalls Verluste und Rekombinationsprozesse berücksichtigt ergibt sich die Ratengleichung zu [Chi11]:

$$\frac{\partial n_e(t)}{\partial t} = \frac{n_v - n_e}{n_v} (P_{PI}(I) + n_e P_{AI}(I)) - \frac{n_e}{\tau_r}. \quad (2.5)$$

Mit dieser Gleichung wird die Zunahme der Elektronendichte im Leitungsband n_e durch die Photoionisation P_{PI} und das exponentielle Wachstum durch die Avalanche-Ionisation P_{AI} beschrieben. Dabei ist n_v die Anfangselektronendichte im Valenzband. Je nach Wert des Keldysh Parameters muss für P_{PI} die entsprechende Gleichung aus Abschnitt 2.1.1 eingesetzt werden. Die Rekombination der freien Elektronen ist abhängig von der Zeitkonstanten τ_r und wird durch den letzten Term beschrieben. Beispielsweise beträgt der Wert für τ_r in Quarzglas etwa 150 fs [Chi11]. Die Gleichung muss noch um einen weiteren Verlustbeitrag erweitert werden, der den Elektroneneinfang an metastabilen Fehlstellen, sogenannten self-trapped-excitons, berücksichtigt (siehe dazu [Mao04, Xu07, Chi11]). Die typische Zeitskala für Elektron-Phonon-Streuung, die zu einer Erwärmung des Kristallgitters führt, beträgt etwa 1 ps [Gat08]. Daher kann diese für fs-Pulse bei der Aufstellung der Ratengleichung vernachlässigt werden.

Die Entwicklung der freien Elektronendichte mit der Zeit, die durch einen 100 fs langen gaußförmigen Puls mit einer Pulsspitzenleistung von $12 \text{ TW}/\text{cm}^2$ in Quarzglas produziert wird,

2.1 Nichtlineare Absorptionsprozesse in dielektrischen Materialien

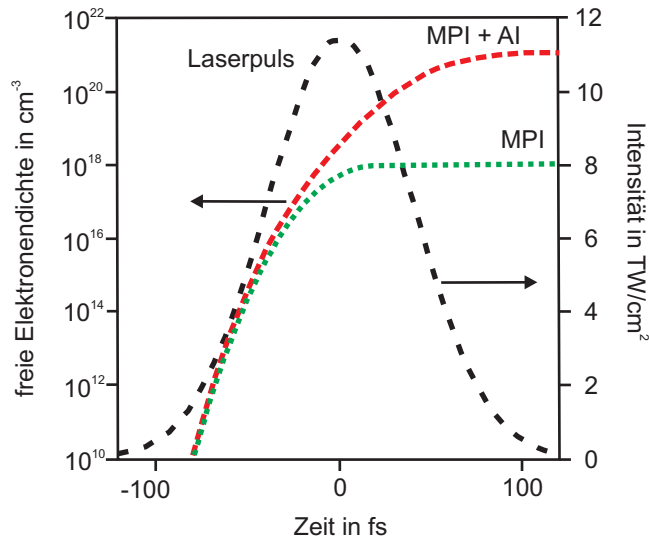


Abbildung 2.4: Entwicklung der freien Elektronendichte durch Bestrahlung mit einem 100 fs, 12 TW/cm^2 , gaußförmigen Puls. Der Intensitätsverlauf des Laserpulses ist als schwarze gestrichelte Linie, die freie Elektronendichte erzeugt durch Multiphotonenionisation (MPI) als grüne gepunktete Linie und erzeugt durch die Kombination aus MPI und Avalanche-Ionisation (AI) als rote gestrichelte Linie dargestellt [Stu96a].

ist für den einfachsten Fall, der die Verlustprozesse vernachlässigt, in Abb. 2.4 dargestellt [Stu96a]. In Quarzglas liegt bei dieser Pulsdauer und Intensität der Wert des Keldysh Parameter ungefähr bei 2. Berechnungen zeigen, dass sich in diesem Fall die Ionisationsraten schon präzise mit der Näherung der Multiphotonenionisation berechnen lassen [Sch01b]. Die Multiphotonenionisation ist also der Hauptproduzent der Startelektronen für die Avalanche-Ionisation. Durch die starke Abhängigkeit der Multiphotonenionisation von der Intensität findet die Hauptelektronenproduktion prinzipiell bei der Pulsspitze statt. Durch die zusätzliche Avalanche-Ionisation wird die für eine Zerstörung des Materials notwendige freie Elektronendichte von etwa 10^{19} cm^{-3} bis 10^{21} cm^{-3} überschritten (rote gestrichelte Linie). Aus der hohen freien Elektronendichte folgt eine hohe Energiedichte im Leitungsband. Die untere Grenze der notwendigen freien Elektronendichte ist dadurch gegeben, dass die entsprechende Energiedichte der erzeugten Leitungsbandelektronen dann gerade der Bindungsenergie des Gitters gleicht. Bei der kritischen freien Elektronendichte von etwa 10^{21} cm^{-3} wird das gebildete Elektronenplasma reflektierend und kann daher keine weiteren Photonen mehr absorbieren, so dass der Avalanche-Prozess unterbrochen wird [Stu96a].

Die grüne gepunktete Linie zeigt den Beitrag der nur aus der Multiphotonenionisation folgt. Nach Erreichen der Pulsspitzenleistung werden durch die reine Multiphotonenionisation nur noch wenige weitere Elektronen im Leitungsband produziert, so dass kein signifikanter weiterer Anstieg der freien Elektronendichte erfolgt. In diesem Fall wird maximal eine freie Elektronendichte von etwa 10^{18} cm^{-3} erreicht, welche für eine Materialmodifikation nicht ausreichend ist.

Ein Puls von 150 fs Dauer hat nur eine räumliche Länge von $l_p = c \cdot \tau_p \approx 45 \mu\text{m}$, die im Bereich der Ausdehnung des fokalen Volumens bei Fokussierung mit hoher NA liegt (siehe Abschnitt 3.2.1). Daher ist die Intensitätsverteilung im fokalen Volumen bei ultrakurzen Pulsen im Gegensatz zu Pulsen im ns Bereich nicht nur durch die Fokusparameter, sondern auch durch die

Pulsdauer gegeben. Dieser Sachverhalt wird in dem vorgestellten Modell nicht berücksichtigt und muss mit einem erweiterten Modell beschrieben werden [Fan01].

Welchen Anteil die jeweiligen Ionisationsprozesse (Multiphoton-, Avalanche-, Tunnelionisation) an der Erzeugung der freien Ladungsträger haben hängt von den jeweiligen Materialparametern, der Pulsdauer und der Intensität ab [Xu07, Jup09, Chi11, Mou12].

2.1.4 Strukturierung mit fs-Pulsen und ps- bis ns-Pulsen

Wie effektiv der Prozess der Avalanche-Ionisation ablaufen kann, hängt stark von der Anzahl der Startelektronen ab (vgl. Gleichung 2.5). Normalerweise erreichen Laserpulse mit größeren Pulsdauern als einigen 10 ps bis ns nicht genügend Intensität, um durch nichtlineare Photoionisation effektiv freie Ladungsträger zu erzeugen. Nahezu der gesamte Energietransfer in das Leitungsband erfolgt daher über die Avalanche-Ionisation, die bei langen Pulsdauern prinzipiell auch effizient ablaufen kann, da mehr Zeit für das exponentielle Wachstum der freien Elektronendichte zur Verfügung steht. Allerdings stehen als Startelektronen nur die im Material bereits vorhandenen freien Elektronen zur Verfügung. Diese stammen in Dielektrika entweder von thermisch angeregten Elektronen oder Verunreinigungen und Defektstellen [Sch01b]. Bei einer typischen Dichte von durch Verunreinigungen bereitgestellten Startelektronen von 10^8 cm^{-3} - 10^{10} cm^{-3} in transparenten Festkörpern [Blo74, Liu97] und einem fokalen Volumen von 10^{-8} cm^3 befinden sich nur durchschnittlich 1 - 100 freie Elektronen im fokalen Volumen. Daher führen schon kleine Materialinhomogenitäten zu sehr unterschiedlichen Startbedingungen. Nahe der Modifikationsschwelle kann das Eintreten einer Materialmodifikation daher positionsabhängig sein. Dies erschwert die Bestimmung einer materialtypischen intrinsischen Modifikationsschwelle [Du94].

Wie in Abb. 2.4 gezeigt haben im Gegensatz dazu fs-Pulse eine genügend hohe Intensität um die Startelektronen für die Avalanche-Ionisation in das Leitungsband anzuregen. Die Ionisationsprozesse sind daher unabhängig von kleinen Materialinhomogenitäten. Somit können intrinsische Modifikationsschwellen für sub-ps Pulsdauern ermittelt werden [Du94].

Der wichtigste Vorteil der fs-Laserstrukturierung im Gegensatz zur Strukturierung mit längeren Pulsdauern ergibt sich allerdings aus der starken Abhängigkeit der nichtlinearen Photoionisationsprozesse von der Intensität. Dadurch sind diese auf das fokale Volumen des Lasers beschränkt. Die folgende Avalanche-Ionisation und somit auch die resultierende Materialmodifikation ist ebenfalls auf diesen Bereich eingegrenzt. Bei kurzen Pulsdauern und Fokussierung mit hoher NA ermöglicht dies die Herstellung von Strukturen in dielektrischen Materialien im μm -Bereich. Weiterhin findet bei einer Fokussierung der Laserpulse unter die Oberfläche des Materials aufgrund geringer Oberflächenintensitäten keine Absorption an der Oberfläche statt, so dass Volumenstrukturierungen möglich sind.

2.2 fs-Laser induzierte Materialmodifikationen

Wie zuvor beschrieben führt die Absorption von fs-Pulsen zu hohen Elektronendichten im Leitungsband dielektrischer Materialien. Die gewonnene Energie wird über verschiedene Prozesse auf das Kristallgitter übertragen. Diese Prozesse, die entsprechenden Zeitskalen auf denen sie ablaufen und die daraus resultierenden Materialmodifikationen werden im folgenden Abschnitt

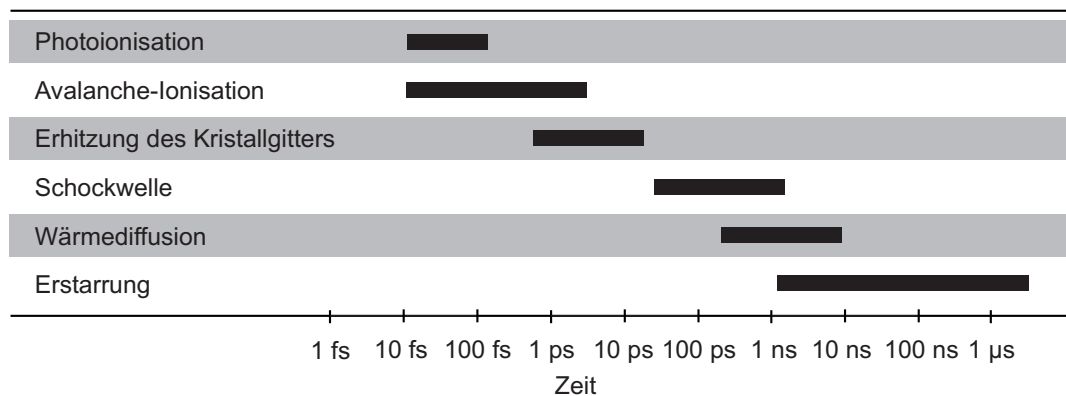


Abbildung 2.5: Typische Zeitskalen der Prozesse, die in Dielektrika durch fs-Laser Bestrahlung ausgelöst werden (modifiziert übernommen aus [Gat08, Sie10a]).

beschrieben. Weiterhin wird ein Überblick über den aktuellen Stand der Forschung im Bereich fs-Laser-geschriebener kristalliner Wellenleiter gegeben.

2.2.1 Energieübertrag auf das Kristallgitter

Abb. 2.5 zeigt die typische zeitliche Abfolge der Prozesse, die durch die Bestrahlung mit fs-Pulsen ausgelöst werden. Der Energieübertrag auf das Kristallgitter aufgrund Elektron-Phonon-Streuung setzt erst auf einer ps-Zeitskala, also nach Ende des fs-Pulses ein [Gat08, Eat12]. Daher können die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Ionisationsprozesse getrennt von den Prozessen betrachtet werden, die für einen Energieübertrag auf das Kristallgitter verantwortlich sind. Nach Ende des fs-Pulses liegt also ein heißes Elektronengas in einem kalten Gitter vor. Mit Einsetzen der Elektron-Phonon-Streuung wird die Energie auf das Gitter übertragen. Da weitergehende Prozesse, wie Wärmediffusion oder die Ausbildung einer Schockwelle, erst später stattfinden, kommt es zu einer extremen lokalen Erhitzung des Gitters. Diese kann in der Formation eines Plasmas resultieren, zur direkten Oberflächenablation oder zum Schmelzen des Materials führen [Gle97, Gat08].

Durch die hohen lokalen Temperaturen und starken Temperaturgradienten kann es zu einer lokalen Druckerhöhung kommen. Diese resultiert in Ausbildung einer Schockwelle, die sich von dem erhitzten Bereich wegbewegt [Pan09]. Bei starker Fokussierung der fs-Laserstrahlung oder Ausnutzung der Selbstfokussierung (siehe Abschnitt 2.3) kann die Druckerhöhung zu Mikroexplosionen innerhalb des Materials führen. Diese drückt Material nach außen und es entstehen Nanometer bis Mikrometer große Hohlräume, welche von stark verdichtetem Material umgeben sind [Gle97]. Je nach Strukturierungsparametern kann diese Schockwelle allerdings auch ausbleiben [Sak11]. Die Schockwellenformation und Ausbreitung findet innerhalb von Subnano- bis Nanosekunden statt. Ebenfalls auf einer Zeitskala von Subnano- bis Nanosekunden kühlt das Material über Wärmediffusion ab und erstarrt dann innerhalb von Nano- bis Mikrosekunden [Gat08].

Die genaue Art der resultierenden Materialmodifikation hängt sowohl von dem verwendeten Material als auch von den Strukturierungsparametern (siehe dazu Abschnitt 3.2) ab. Für viele Materialien ist noch nicht abschließend geklärt, wie die Modifikationen entstehen.

2.2.2 Brechungsindexänderungen in Dielektrika

Im Jahre 1996 entdeckten Davis *et al.* die Möglichkeit, Brechungsindexänderungen in Glas mit fs-Laserpulsen zu erzeugen [Dav96]. Aufgrund dieser Ergebnisse gelang es in vielen verschiedenen Gläsern aktive und passive optische Bauelemente herzustellen [Gat08, Del09]. Es werden im Folgenden kurz die wichtigsten Mechanismen der Brechungsindexänderung in Gläsern beschrieben. Eine ausführliche Darstellung dazu findet sich in [Ams08, Sie10a].

Die Dichte einer Glasmatrix kann durch schnelles Abkühlen variiert werden. Dies geht mit einer Brechungsindexänderung einher [Brü70]. Daraus folgt, dass mit der lokal begrenzten Erhitzung durch fs-Pulse der Brechungsindex lokal variiert werden kann. Weiterhin ist es möglich durch fs-Laserbestrahlung Farbzentren in Gläsern zu erzeugen, die ebenfalls für eine Erhöhung des Brechungsindex verantwortlich sind [Str02, Wil02]. Es kann auch zu einer Strukturänderung der Glasmatrix [Cha01] auf atomarer Ebene oder einer Kristallisation des Glases kommen [Miu00, Zho11].

Durch sorgfältige Wahl der Strukturierungsparameter wird mit den beschriebenen Methoden eine Brechungsindexerhöhung im modifizierten Bereich erzeugt. Dadurch kann Wellenleitung direkt in Spuren modifizierten Materials erreicht werden. Unter anderen Strukturierungsbedingungen (Parameter und/oder Material) wird der Brechungsindex verringert [Li11, Lan12a].

In dieser Arbeit wurden ausschließlich kristalline Materialien untersucht. Daher werden die für diese Arbeit wichtigen Mechanismen der Brechungsindexänderung in Kristallen im Folgenden genauer erläutert.

Doppelbrechung

Anisotrope Kristalle weisen für unterschiedliche Polarisations- und Ausbreitungsrichtungen des Lichtes unterschiedliche Brechungsindizes auf. Daher ändert im Allgemeinen eine linear polarisierte Welle beim Durchlaufen durch ein anisotropes Medium die Polarisation. Polarisationszustände, die bei Transmission durch den Kristall keine Änderung erfahren, werden als Normalmoden bezeichnet und können mit bestimmten Polarisationsanteilen der Welle gleichgesetzt werden [Sal08].

Mit der optischen Indikatrix können die Eigenschaften anisotroper Kristalle anschaulich beschrieben werden. Die Herleitung der optischen Indikatrix sowie eine detaillierte Diskussion doppelbrechender Kristalle kann in Lehrbüchern zur Optik [Sal08] oder in [Sie10a, Pas11, Gün11] nachgelesen werden. Hier sollen nur einige für diese Arbeit wichtige Spezialfälle erläutert werden.

Abb. 2.6 zeigt die optische Indikatrix eines uniaxialen Kristalls. Ein uniaxialer Kristall weist einen identischen Brechungsindex für zwei der drei Kristallhauptachsen auf. Dieser wird als ordentlicher Brechungsindex n_o bezeichnet. Der dritten Hauptachse wird der außerordentliche Brechungsindex n_e zugeordnet. Diese wird in dem gezeigten Fall als optische Achse bezeichnet. Im Falle eines uniaxialen Kristalls nimmt die Indikatrix die Form eines Rotationsellipsoids an.

Eine Welle mit Ausbreitungsrichtung \vec{k} schließt mit der optischen Achse den Winkel ϑ ein. Die senkrecht zu \vec{k} liegende Schnittfläche einer Ebene durch den Ursprung des Ellipsoids ergibt eine Ellipse, deren Halbachsen gerade den Brechungsindizes der auftretenden Normalmoden entsprechen.

Die n_o zugeordnete Normalmode wird ordentliche Welle genannt. Sie entspricht dem Polarisationsanteil senkrecht zur optischen Achse und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, und

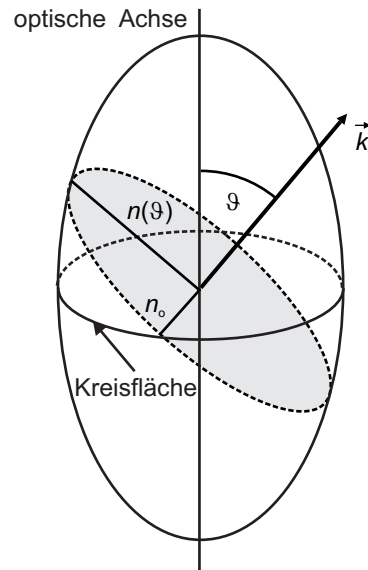


Abbildung 2.6: Optische Indikatrix für einen uniaxialen Kristall.

liegt somit in der in Abb. 2.6 eingezeichneten Kreisfläche. Daher erfährt diese Normalmode unabhängig von der Ausbreitungsrichtung den ordentlichen Brechungsindex. Die Normalmode deren Brechungsindex durch die optische Achse gegeben ist erfährt hingegen einen winkelabhängigen Brechungsindex:

$$n(\vartheta) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \sin^2 \vartheta + n_e^2 \cos^2 \vartheta}}. \quad (2.6)$$

Für $\vartheta = 0^\circ$ ergibt sich gerade n_o und für $\vartheta = 90^\circ$ gerade n_e . Diese Normalmode wird als außerordentliche Welle bezeichnet. Da beide Polarisationskomponenten unterschiedliche Brechungsindizes erfahren und sich daher mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten fortbewegen, ändert sich die Polarisation einer linear polarisierten Welle im Allgemeinen bei der Transmission durch einen anisotropen Kristall.

Bei einer Ausbreitung einer linear polarisierten Welle mit einem \vec{k} -Vektor parallel zur optischen Achse bleibt die Polarisation allerdings unverändert. In diesem Fall liegen sowohl n_o als auch $n(\vartheta)$ in der Kreisebene, bzw. es gilt $n(\vartheta = 0^\circ) = n_o$. Sofern sich die Welle senkrecht zur optischen Achse ausbreitet erfährt sie ebenfalls keine Änderung der Polarisation, wenn sie parallel zu n_o oder n_e polarisiert ist.

Wird ein Material Spannungen ausgesetzt, ändert sich der Brechungsindex aufgrund des elasto-optischen Effekts [Wem70]. Die Änderung des Brechungsindex

$$\Delta n = -C\sigma \quad (2.7)$$

kann berechnet werden, wenn der materialabhängige photo-elastische Tensor C und der Spannungstensor σ bekannt sind [Sch05]. Sind die Änderungen nicht in alle Richtungen homogen verteilt tritt zusätzlich Doppelbrechung auf.

Defektstellen, Polykristallinität und Amorphisierung

Die durch fs-Pulse modifizierten Bereiche wurden in einer Vielzahl kristalliner Materialien mittels ortsaufgelöster fluoreszenzmikroskopischer, Raman- und fluoreszenzspektroskopischer Methoden untersucht. Dabei konnte im Allgemeinen sowohl eine Reduktion der Fluoreszenzintensität als auch der Intensität der Raman-Linien am Ort der Materialmodifikation gemessen werden. Da Defektstellen Photonen effektiv absorbieren und die aufgenommene Energie dann nichtstrahlend abgeben können, weist die Reduktion der Fluoreszenzintensität auf eine hohe Anzahl dieser Defekte hin. Auch die Reduktion der Intensität der Raman-Linien lässt sich über eine erhöhte Anzahl von Defektstellen oder eine leichte Amorphisierung des Materials erklären [Kos04, Ród09a].

Zusätzliche Untersuchungen an fs-Laser strukturiertem YAG zeigen, dass selektives Ätzen der modifizierten Bereiche möglich ist. Weiterhin weisen lichtmikroskopische Untersuchungen auf eine inhomogene Materialmodifikation hin [Sie09, Sie10a]. Zusammenfassend lässt sich daraus schließen, dass die kristalline Gitterstruktur durch die fs-Pulse zerstört werden kann und das Material danach wahrscheinlich eine polykristalline oder auch leicht amorphe Struktur mit einer hohen Anzahl von Gitterdefekten aufweist.

Der Brechungsindex ist mit der Polarisierbarkeit α und dem Volumen der Einheitszelle V über die Lorentz-Lorenz Beziehung

$$\frac{\Delta n}{n} = \left(\frac{(n^2 - 1)(n^2 + 2)}{6n^2} \right) \left(\frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta \alpha}{\alpha} + F \right) \quad (2.8)$$

verknüpft [Tow90]. Wichtig sind hierbei die Änderung des Volumens ΔV und der Term F , welcher die Strukturänderungen berücksichtigt. So wurde bei der Herstellung von Wellenleitern über Ionen-Implantation festgestellt, dass abhängig von der Eindringtiefe bzw. der Energie der Ionen und der daraus resultierenden unterschiedlichen Störung bzw. Zerstörung des Kristallgitters der Brechungsindex in Kristallen entweder erhöht oder erniedrigt wird [Fie91, Zha91]. Im Allgemeinen führt eine geringe Störung des Kristallgitters mit der Induzierung nur weniger Defektstellen zu einer Brechungsindexerhöhung, wohingegen eine starke Zerstörung der kristallinen Struktur mit hoher Anzahl von Defektstellen zu einer Brechungsindexverringerung führt. Eine Auflistung von mehr als 20 Kristallen in denen je nach Eindringtiefe negative bzw. positive Brechungsindexänderungen durch Ionen-Implantation induziert wurden kann in [Tow90] nachgeschlagen werden.

Ausgehend von einer starken lokalen Zerstörung des Kristallgitters durch die Bestrahlung mit fs-Pulsen konnte in einer ganzen Reihe von Kristallen, unter anderem auch in YAG, eine Reduktion des Brechungsindex nachgewiesen werden [Ród09a, Ród09b]. Eine Erhöhung des Brechungsindex konnte in Kristallen erzielt werden, indem zur Strukturierung im Wesentlichen geringere Pulsenergien gewählt und somit auch nur wenige Defekte induziert wurden [Bur07].

Durch Bestrahlung mit fs-Pulsen können wie in Gläsern auch in Kristallen Farbzentren erzeugt werden, die zu einer Brechungsindexänderung führen. So gelang es beispielsweise Kawamura *et al.* einen Farbzentrenlaser in Lithiumfluorid herzustellen [Kaw04]. Brechungsindexerhöhungen durch Farbzentren werden aus der weiteren Betrachtung ausgeschlossen. Eine Auflistung über Brechungsindexänderungen aufgrund von Farbzentren kann in [Sie10a] nachgeschlagen werden.

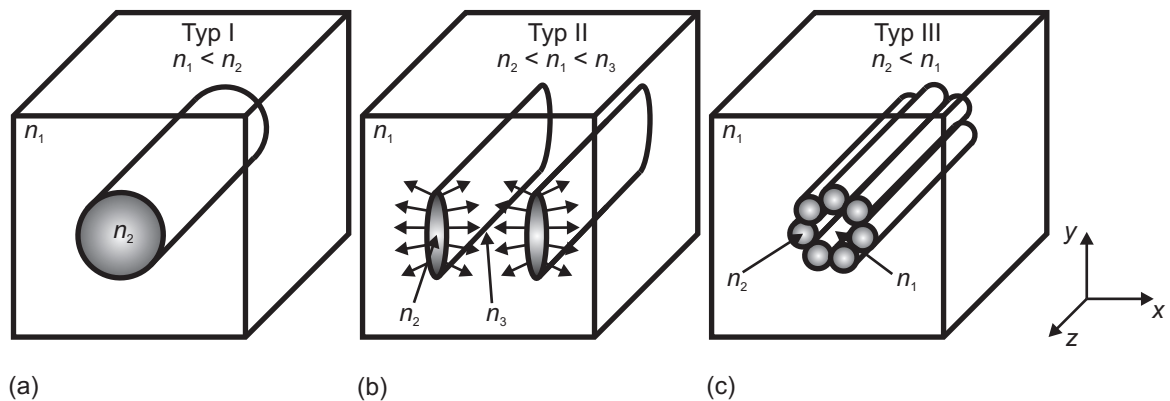


Abbildung 2.7: Verschiedene Geometrien für fs-Laser-geschriebene Wellenleiter im Volumenkristall, bei Typ I wird Licht im modifizierten Bereich geleitet (a), bei Typ II aufgrund spannungsinduzierter Erhöhung des Brechungsindex im Zentrum zwischen den Spuren (b), bei Typ III ist ein unmodifizierter Kern von einem Mantel modifizierten Materials mit niedrigerem Brechungsindex umgeben (c). Zusätzlich sind in dieser Zeichnung die in dieser Arbeit verwendeten Richtungsbezeichnungen eingetragen.

2.2.3 fs-Laser-geschriebene kristalline Wellenleiter, Stand der Forschung

Ein optischer Wellenleiter besteht im Allgemeinen aus einer Materialanordnung bei der ein Medium mit niedrigerem Brechungsindex ein höherbrechendes Medium umgibt. Unter geeigneten Bedingungen kann das Licht im höherbrechenden Medium theoretisch verlustfrei geführt werden (siehe dazu Abschnitt 5.1.1). Mit fs-Laserstrukturierung wurden bisher im Wesentlichen vier unterschiedliche Typen von Wellenleitern hergestellt. Diese bestehen aus

1. einer Spur modifizierten Materials mit einem höheren Brechungsindex als das unmodifizierte Material (Typ I),
2. Spuren modifizierten Materials mit niedrigerem Brechungsindex, die aufgrund von Spannungen einen höheren Brechungsindex in das umgebende Material induzieren (Typ II),
3. einem Mantel aus modifiziertem Material mit niedrigerem Brechungsindex, der einen Kern aus unmodifiziertem Material umgibt (Typ III)
4. einer Rippe unmodifizierten Materials auf der Oberfläche eines planaren Wellenleiters, die durch Ablation zweier Kanäle erzeugt wurde (Typ IV).

Im Folgenden werden die vier unterschiedlichen Typen genauer beschrieben.

Typ I

Abb. 2.7 (a) zeigt die schematische Darstellung eines Typ I Wellenleiters bei dem die Wellenleitung im modifizierten Bereich stattfinden kann, da der Brechungsindex dort durch fs-Laserstrukturierung erhöht wurde. Es gilt also $n_1 < n_2$. Um derartige Wellenleiter in Kristallen herzustellen sind relativ geringe Intensitäten der fs-Pulse notwendig, die in der Regel knapp über der Zerstörschwelle des Materials liegen. Dann kommt es nicht zu einer starken Zerstörung der Kristallstruktur, sondern es werden nur wenige Punktdefekte gebildet, die dann wie

oben beschrieben zu einer Brechungsindexerhöhung führen. In ZnSe, Nd:YCOB und Selten-Erd dotiertem YAG konnten mit dieser Methode bisher Wellenleiter hergestellt werden [Mac10, Ród11a, Ród11b]. Ebenso wurden Typ I Wellenleiter in den Kristallen LiNbO₃, KTP und LiTaO₃, die beispielsweise zur effizienten Frequenzverdopplung genutzt werden können, realisiert [Gui04, Nej06, Nej07, Bur07, Ose07, Cam07, Kum11]. In Yttriumoxid stabilisierten Zirkonoxid (YSZ) Keramiken wurden ebenfalls Brechungsindexunterschiede mit sehr niedrigen Laserfluenzen erzeugt und es konnte Wellenleitung, wenn auch mit extrem hohen Verlusten, demonstriert werden [Cas12].

Normalerweise sind die modifizierten Bereiche bei Energien knapp oberhalb der Modifikationsschwelle sehr klein. Um eine Vergrößerung des modifizierten Volumens bzw. der Querschnittsfläche des Wellenleiters zu erreichen wird die sogenannte Multiscan-Technik angewendet. Bei dieser Technik werden mehrere Spuren modifizierten Materials nahe beieinander oder überlappend geschrieben.

In Typ I fs-Laser-geschriebenen Wellenleitern konnten Brechungsindexunterschiede Δn im Bereich von 10^{-2} bis 10^{-4} erzeugt werden.

Typ II

In Abb. 2.7 (b) ist die typische Geometrie eines Typ II Wellenleiters dargestellt. Das Licht wird hier in dem Bereich zwischen den beiden Spuren geleitet. Der dafür notwendige Brechungsindexunterschied ergibt sich folgendermaßen:

Die modifizierten Spuren bestehen aus stark zerstörtem Material, somit haben diese nach obiger Betrachtung einen niedrigeren Brechungsindex als der unmodifizierte Kristall. Diese stark zerstörten Bereiche nehmen in der Regel ein größeres Volumen ein³ und üben daher starken Druck auf das umgebende Material aus. Dies führt zu einer Kompression des umgebenden Kristallgitters. Gleichzeitig stehen auch die modifizierten Bereiche selbst unter hohem Druck. Der Druck führt zu mechanischen Spannungen sowohl innerhalb der Spuren als auch im umgebenden Material. Nach Gleichung 2.7 führen diese zu einer spannungsinduzierten Änderung des Brechungsindex. In den meisten veröffentlichten Fällen liegt eine Brechungsindexerhöhung im umgebenden Material vor. Daher ist die Lichtführung in der Umgebung der Spuren möglich.

Es hat sich gezeigt, dass durch die Herstellung von Doppelspuren (vgl. Abb. 2.7 (b)) ein Brechungsindexprofil durch die Spannungen induziert wird, welches in Kombination mit der Indexverringern der Spuren die Führung sehr symmetrischer Moden unterstützt.

In den Arbeiten [Cal09, Sie10a, Pas11] wurden wellenleitende Strukturen, die in YAG mit fs-Pulsen geschrieben wurden, ausführlich untersucht. Dabei und auch in dieser Arbeit wurde gemessen, dass die Wellenleiter in diesem isotropen Material nur Licht einer bestimmten Polarisation transmittieren (siehe Abschnitt 5.4). Die gemessene spannungsinduzierte Doppelbrechung ließ darauf schließen, dass der Bereich zwischen den Spuren mit einem uniaxialen Indexellipsoiden beschrieben werden kann. Nur das Profil des außerordentlichen Brechungsindex n_e wies dabei eine Brechungsindexerhöhung auf (siehe Abschnitt 4.2.4). Zusätzlich zeigte sich, dass nicht nur die Spuren selbst ($\Delta n \approx 10^{-3}$) sondern auch die Bereiche oberhalb und unterhalb des Zentrums der Doppelspur einen verringerten Brechungsindex aufwiesen. Daher

³Im Falle von fs-Laser strukturiertem LiNbO₃ wurde sowohl eine Volumenreduktion des modifizierten Materials als auch eine Volumenvergrößerung gemessen, in beiden Fällen wurde die Brechungsindexerhöhung im umgebenden Material jedoch auf Spannungen zurückgeführt [Bur07, Ród09a].

ist der zentrale Bereich zwischen den Spuren mit höherem Brechungsindex ($\Delta n \approx 3 \cdot 10^{-4}$) von einem Ring aus Material mit niedrigerem Brechungsindex umgeben.

In anderen Arbeiten hingegen wurde sowohl polarisationsunabhängige als auch polarisationsabhängige Wellenleitung beobachtet [Bur06, Tor08, Ród09b, Bai12].

Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über den aktuellen Stand der Forschung auf dem Gebiet fs-Laser-geschriebener Typ II Wellenleiter in kristallinen Materialien gegeben.

Granate: Insbesondere in undotiertem, Selten-Erd und Übergangsmetall dotiertem YAG wurden eine Vielzahl von Typ II Wellenleitern realisiert. Dabei wurde sowohl einkristallines YAG [Sie09, Cal10, Sie10b, Cal12] als auch keramisches YAG [Tor07, Tor08, Ród09b, Ben11, Cal11a] verwendet. Es konnten ebenfalls Brechungsindexmodifikationen, die zu Wellenleitung führten, in Nd:GGG realisiert werden [Zha11].

Wolframate: Wellenleiter wurden auch in unterschiedlichen Wolframatn hergestellt. Sowohl $KY(WO_4)_2$ und $Yb:KY(WO_4)_2$ Wellenleiter [Bor07, Bai09] als auch $KGd(WO_4)_2$, $Nd:KGd(WO_4)_2$ und $Yb:KGd(WO_4)_2$ Wellenleiter wurden charakterisiert [Eat08, Liu11c, Liu11b, Bai09].

Fluoride: In der Gruppe der Fluoride wurden bisher Typ II Wellenleiter in Pr^{3+} und Nd^{3+} dotiertem $LiYF_4$ realisiert [Bec11a, Liu11a, Bia12].

Niobate: In der Klasse der Niobate wurde sowohl $LiNbO_3$ als auch periodisch gepoltes Lithiumniobat ($PPLiNbO_3$) strukturiert, um Wellenleiter zur effizienten Frequenzverdopplung herzustellen [Bur06, Nej07, Bur07, Ród09a, Tho07, Hua10]. Gamaly *et al.* haben ein Modell entwickelt, mit dem die Brechungsindexänderungen, die durch einen einzelnen Puls in $LiNbO_3$ hervorgerufen werden, beschrieben werden können [Gam10].

Phosphate: Ebenso wie in Lithiumniobat können auch Wellenleiter in Kaliumtitanylphosphatkristallen ($KTiOPO_4$ oder KTP) zur effizienten Frequenzkonversion eingesetzt werden. So wurden Wellenleiter sowohl in periodisch gepoltes KTP (PPKTP) als auch in KTP geschrieben [Tu10, Zha08, Lau12].

Borate: Auch einige Borate eignen sich hervorragend zur Frequenzkonversion. Es wurde zum Beispiel in BiB_3O_6 ein Wellenleiter mit einem angepassten Design realisiert, welches einen guten Überlapp zwischen Grundwelle und der zweiten harmonischen ermöglicht [Bee11]. Auch in Nd:YAB wurden fs-Laser-geschriebene Wellenleiter hergestellt [Don11a].

Vanadate: In der Materialklasse der Vanadate wurden Nd:YVO₄, Nd:GdVO₄, Nd:LuVO₄ [Sil10, Tan10b, Tan10a, Tan11, Ren12b] und auch Wellenleiter in einem Nd:YVO₄ + KTP Hybridssystem untersucht [Don11b].

Saphir: Auch in Saphir und Ti^{3+} :Saphir wurden Wellenleiterstrukturen mit fs-Pulsen geschrieben [Apo04, Ben10a, Bai12, Gri12]. Die Höhe der induzierten Spannungen und der Brechungsindexunterschied wurden von Morikava *et al.* gemessen, wobei in diesem Fall keine Wellenleiter hergestellt wurden [Mor10].

Weitere Kristalle: Weiterhin wurden in Silizium und Quarz Typ II Wellenleiter geschrieben [Gor03, Nej05]. Wellenleiter mit sehr geringen Verlusten konnten in $\text{Pr}^{3+}:\text{SrAl}_{12}\text{O}_{19}$ realisiert werden [Cal11b].

Die Brechungsindexunterschiede liegen im Bereich von $\Delta n \approx \pm(10^{-2} - 10^{-4})$. Für die zerstörte Struktur ergibt sich der negative Brechungsindexunterschied, für das Zentrum zwischen den Spuren ergibt sich dagegen wie zuvor beschrieben eine positive Brechungsindexänderung. Die Wellenleiter in einer der Yb:YAG-Keramiken, $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$, $\text{Pr}^{3+}:\text{SrAl}_{12}\text{O}_{19}$ und einem der KTP-Kristalle sind teilweise Resultate dieser Arbeit und werden daher noch genauer beschrieben (siehe Kapitel 5).

Typ III

Typ III Wellenleiter bestehen aus einem unmodifizierten Kern, der von einem Mantel modifizierten Materials umgeben ist. Die Parameter für den Mantel werden so gewählt, dass er einen geringeren Brechungsindex als das unmodifizierte Material aufweist. Daher kann das Licht in dem Kern geleitet werden. Diese Methode der Herstellung kann gut angewendet werden, wenn es nicht möglich ist einen Parametersatz zu finden, um Typ I Wellenleiter herzustellen. Auch wenn die induzierten Spannungen entweder nicht ausreichen oder sich über eine derartig große Entfernung verteilen, dass der Brechungsindex lokal nicht genügend erhöht wird, um Typ II Wellenleitung zu ermöglichen, kommt diese Methode zum Einsatz. Ein weiterer Vorteil dieser Strukturen besteht darin, dass der Querschnitt des Wellenleiters relativ groß gewählt und nahezu beliebig geformt werden kann. Dies ermöglicht es das Licht aus Multimode-Fasern gut einzukoppeln.

Erstmals wurde diese Methode von Okhrimchuk *et al.* in Nd:YAG demonstriert, wobei ein rechteckiger Querschnitt gewählt wurde, um die Wellenleitermode an die Mode eines Diodenbarrens anzupassen [Okh05]. Benayas *et al.* nutzten einen quadratischen Querschnitt, um die Temperaturstabilität der Wellenleiter zu erhöhen [Ben10b]. Später wurden im Wesentlichen runde Querschnitte gewählt. So auch in $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$, Nd:YAG, Nd:YVO₄, Tm:YAG und Nd:YCOB [Okh09, Okh12, Jia12a, Liu12, Ren12a, Ród11b]. Durch die Wahl von nahezu beliebigen Querschnitten (Sterne, Kreise, Striche) konnte das Modenprofil von Laserdioden entsprechend verformt werden [Bec11b]. Auch in den Fluoridkristallen $\text{Pr}:\text{LiYF}_4$ und $\text{Er}:\text{LiLuF}_4$ konnte dieses Strukturierungsschema erfolgreich angewendet werden [Mog12, Mül12].

Typ IV

Abb. 2.8 zeigt das Schema der Herstellung eines Typ IV Wellenleiters. Dabei wird Material aus einer Schicht, die sich auf der Oberfläche eines Substrates oder knapp darunter befindet, durch Bestrahlung mit einem fs-Laser ablatiert, so dass nur noch eine Rippe, umgeben von Luft und dem Substrat, stehen bleibt. Die Schicht hat einen höheren Brechungsindex als das Substrat und kann daher Licht als Planarwellenleiter führen. Durch die Ablation entsteht dann ein Rippenwellenleiter der die Lichtleitung in einer weiteren Dimension einschränkt.

Bisher wurde diese Methode in Ionen-implantierten Planarwellenleitern angewendet. Als Substratmaterial dienten dabei Nd:GdCOB, Nd:YAG und Nd:GGG [Jia12b, Jia12c, Jia12d]. Weiterhin konnten auch in Nd:Lu₃Al₅O₁₂ Schichten, die mit der Methode der Pulsed Laser De-

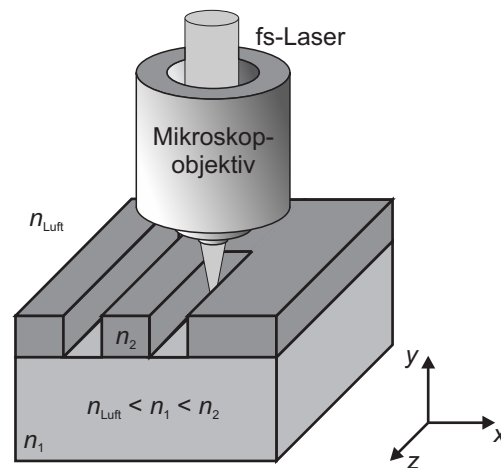


Abbildung 2.8: Typ IV Wellenleiter, die Rippe hat einen höheren Brechungsindex als das Substrat und die Luft.

position (PLD) [Sae93a, Sae93b] hergestellt wurden, durch Ablation Rippenwellenleiter realisiert werden [Hei12].

2.3 Nichtlineare Propagation

Der Brechungsindex eines Materials ist sowohl von der Wellenlänge, als auch von der Intensität des eingestrahnten Laserlichts abhängig. Im Folgenden werden die daraus resultierenden Effekte für die Propagation eines ultrakurzen Pulses durch ein Medium zusammengefasst

Dispersion

Die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Wellenlänge wird als Dispersion bezeichnet. Aufgrund der Dispersion bewegen sich die unterschiedlichen Wellenlängenanteile eines Laserpulses mit unterschiedlicher Geschwindigkeit durch das Medium. Dies führt zu einer zeitlichen Verbreiterung des Pulses. Eine detaillierte mathematische Beschreibung dieses Effekts kann in [Die96] nachgelesen werden.

Selbstfokussierung und Defokussierung

Die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Intensität kann durch den optischen Kerr-Effekt beschrieben werden. Für den Brechungsindex des Mediums gilt

$$n = n_0 + n_2 I. \quad (2.9)$$

Dabei ist n_0 der lineare Brechungsindex bei Abwesenheit von Licht und n_2 ein materialabhängiger Koeffizient⁴. Aufgrund sehr hoher Pulsspitzenintensitäten muss dieser Effekt bei der Wechselwirkung ultrakurzer Pulse mit dielektrischen Materialien berücksichtigt werden.

⁴Für Saphir ist dieser beispielsweise $3,45 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ [Sve98].

2 Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit transparenten dielektrischen Materialien

Ein gaußförmiger Laserstrahl weist ein zu den Flanken stark abfallendes Intensitätsprofil auf. Daher wird nach Gleichung 2.9 der Brechungsindex im Zentrum des Strahls im Vergleich zu den Flanken erhöht. Dies hat den Effekt einer Linse und führt zur Selbstfokussierung.

Ab einer kritischen Leistung des Pulses von

$$P_{\text{kr}} = \frac{3,77\lambda^2}{8\pi n_0 n_2} \quad (2.10)$$

kommt es zur Filamentation [Mar75]. Dabei ist λ die zentrale Wellenlänge des Laserpulses. Die Filamentation führt zur Ausbildung eines Kanals nahezu konstanter Intensität. Allerdings wird, wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, durch die nichtlinearen Ionisationsprozesse bei hoher Intensität ein Plasma gebildet, dessen Leitungsbandelektronendichte im Zentrum der gaußförmigen Intensitätsverteilung am höchsten ist und radial nach außen abnimmt. Dieses Plasma führt zu einer intensitätsabhängigen Verringerung des Brechungsindex, welche defokussierende Wirkung hat [Mao04]. Daher können sich Selbstfokussierung durch den optischen Kerr-Effekt und Plasmadefokussierung gerade ausgleichen.

Das komplexe Zusammenspiel von Selbstfokussierung und Defokussierung bei hohen Pulspitzenleistungen kann dazu führen, dass ein ultrakurzer Puls in mehrere räumlich getrennte Filamente aufgespalten wird.

Dieses Phänomen kann über die Lösung der nichtlinearen Schrödingergleichung erklärt werden, die die Propagation von Laserpulsen mit hoher Intensität durch Medien mit nichtlinearem Brechungsindex n_2 beschreibt. Da ein radialsymmetrischer Puls allerdings nach der nichtlinearen Schrödingergleichung radialsymmetrisch bleibt, wird die Aufspaltung in mehrere Filamente über kleine Inhomogenitäten im Laserpuls erklärt.

In einer erweiterten Form der nichtlinearen Schrödingergleichung wird die Aufspaltung über Polarisierungseffekte erklärt. Eine Zusammenfassung und ein Vergleich beider Ansätze kann in [Fib01] nachgelesen werden.

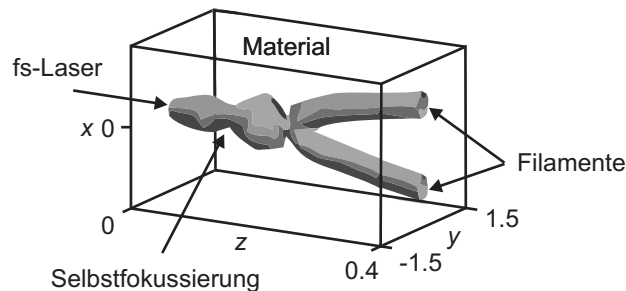


Abbildung 2.9: Berechnete Aufspaltung eines Pulses in zwei Filamente. Die Achsenskalierung ist auf die Rayleigh Länge normiert [Fib01].

Abb. 2.9 zeigt eine der möglichen von den Materialeigenschaften und den Eingangsparametern des Pulses abhängigen Lösungen der erweiterten nichtlinearen Schrödingergleichung [Fib01]. Man sieht in diesem Beispiel deutlich die Aufspaltung in zwei Filamente nach vorheriger mehrfacher Selbstfokussierung und Defokussierung. Für Laserleistungen von $P \approx P_{\text{kr}}/4$ lässt sich die Intensität im Laserfokus durch folgende Relation beschreiben, wobei I die Intensität ohne den Einfluss der Selbstfokussierung ist.

$$I_{\text{sf}} = \frac{I}{1 - P_{\text{kr}}}. \quad (2.11)$$

3 Experimentelle Rahmenbedingungen für die fs-Laserstrukturierung

Wie in Kapitel 2 ausführlich diskutiert wurde, können in dielektrischen Materialien durch fs-Laserpulse lokale auf μm -Bereiche begrenzte Brechungsindexänderungen induziert werden. Durch eine geeignete geometrische Anordnung der modifizierten Bereiche ist es möglich wellenleitende Strukturen herzustellen. Für die in dieser Arbeit untersuchten Kristalle hat sich die Geometrie der Typ II Wellenleiter und eine Spuranordnung als parallele Doppelspuren als optimal erwiesen (vgl. Abb. 2.7 (b)).

Im folgenden Kapitel werden der verwendete Strukturierungsaufbau und der Parameterraum, der die unterschiedlichen Strukturierungsparameter abdeckt, beschrieben. Daraufhin wird die Herstellung der wellenleitenden Strukturen im Detail erläutert und auf die geometrische Anordnung der Spuren näher eingegangen. Am Ende des Kapitels werden die Hauptcharakteristika der verwendeten Proben zusammengefasst.

3.1 Strukturierungsaufbau

Abb. 3.1 zeigt ein Schema des verwendeten Versuchsaufbaus für die fs-Laserstrukturierung. Die linear polarisierten fs-Laserpulse wurden durch ein kommerzielles fs-Lasersystem erzeugt. Die Energie der Pulse konnte über eine Kombination aus $\lambda/2$ -Plättchen und Polarisator kontinuierlich variiert werden. Ein Neutralglasfilter dient zur zusätzlichen Abschwächung, um auch Pulsenergien von wenigen μJ mit hoher Präzision einzustellen.

Ein Teil des Laserlichtes wurde über ein Glasplättchen auf ein Leistungsmessgerät gelenkt, so dass die Laserleistung während des Strukturierungsvorgangs überwacht werden konnte. Zur Messung der Pulsdauer wurde ein Teil der Leistung des Laserstrahls über ein auf einem Klappspiegelhalter montiertes Glassubstrat in einen Autokorrelator (Mini, APE Angewandte Physik und Elektronik GmbH) gelenkt. Dieser Klappspiegel wurde allerdings während des Strukturierungsvorgangs aus dem Strahlengang entfernt. Durch Vermessung der Pulsdauer vor und nach der Strukturierung wurde sichergestellt, dass sich die Pulsdauer nicht ändert.

Zur Fokussierung der fs-Pulse wurden verschiedene asphärische Linsen bzw. Mikroskopobjektive verwendet, die auf einem zur Strahlachse parallel ausgerichteten Präzisionsverschiebetisch montiert waren, um die entsprechende Schreiftiefe einzustellen. Diese Achse wird im Weiteren als y -Achse bezeichnet. Die verwendeten Fokussieroptiken wurden vollständig ausgeleuchtet, wobei der fs-Laserstrahl teilweise durch die Apertur der Optik abgeschnitten wurde.

Die Probe wurde auf einem Kipptisch befestigt. Dieser Kipptisch ermöglichte in Kombination mit einer Kamera eine präzise Ausrichtung der Probenoberfläche senkrecht zum einfallenden Laserstrahl. Der Kipptisch befand sich auf zwei senkrecht zueinander ausgerichteten Verschiebetischen und konnte somit in der Ebene des optischen Tisches, welche im Weiteren mit der

3 Experimentelle Rahmenbedingungen für die fs-Laserstrukturierung

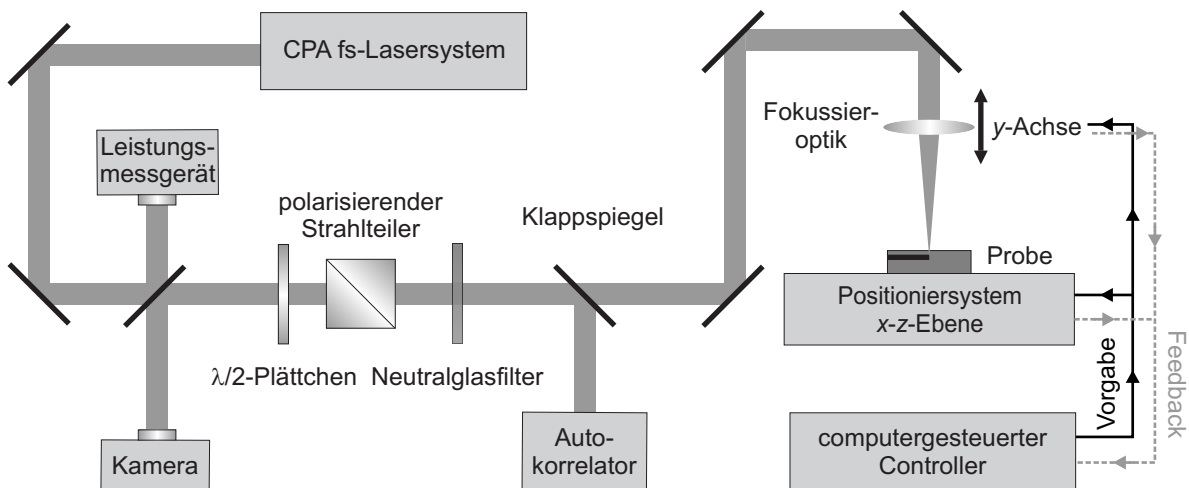


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus für die fs-Laserstrukturierung. Die Fokussieroptik ist auf einem Präzisionsverschiebetisch befestigt.

x - z -Ebene bezeichnet wird, bewegt werden. Die Probe wurde also senkrecht zum einfallenden Laserstrahl bewegt.

Die Parameter des fs-Lasersystems und des Positioniersystems werden im Weiteren kurz vorgestellt. Einige in dieser Arbeit verwendeten Wellenleiter wurden mit leicht abgeänderten Strukturierungsaufbauten hergestellt, die in [Sie10a] bzw. [Pas11] nachgeschlagen werden können.

3.1.1 CPA fs-Lasersystem

Zur Strukturierung wurde ein CLARK-MRX CPA-2010 fs-Lasersystem verwendet. Das Funktionsprinzip dieses System beruht auf der sogenannten Chirped-Pulse-Amplification (CPA) [Str85]. Eine detailliertere Beschreibung des Lasersystems kann in [Sie06, Sie10a] nachgelesen werden. Die wichtigsten Parameter des Lasersystems sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

CLARK-MRX CPA-2010 fs-Lasersystem	
Zentrale Wellenlänge λ	775 nm
Max. Pulsenergie E_p	1 mJ
Min. Pulsdauer τ	150 fs
Repetitionsrate R_{rep}	1 kHz
Beugungsmaßzahl M^2	1,1

Tabelle 3.1: Technische Daten des verwendeten fs-Lasersystems.

Die Pulsdauer konnte mit einem Gitterkompressor variiert werden, wurde während der Strukturierungsexperimente aber auf die minimale Pulsdauer eingestellt. Diese lag zwischen 150 fs und 170 fs.

3.1.2 Positioniersystem

Das Positioniersystem für die fs-Laserstrukturierung bestand aus drei hochpräzisen, luftgelagerten und computergesteuerten Linearverschiebetischen (Aerotech, ABL10050) und einem manuell einstellbaren Kipptisch. Dabei war die Fokussieroptik auf einem Linearverschiebetisch befestigt, der parallel zur Achse der eingestrahlten Pulse ausgerichtet war. Dieser Tisch und die Umlenkspiegelhalter, die den Laserstrahl durch die Fokussieroptik lenkten, waren auf einer Granitbrücke montiert, um eine möglichst hohe Schwingungsdämpfung zu erreichen. In der Ebene senkrecht zur Achse der eingestrahlten Laserpulse waren zwei Linearverschiebetische im rechten Winkel mit einer höheren Genauigkeit als fünf Winkelsekunden aufeinander montiert. Diese ermöglichten eine Translation in der x - z -Ebene. Die technischen Daten des Positioniersystems sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Die Probe befand sich auf dem Kipptisch, der auf der oberen der Achsen der x - z -Ebene befestigt war. Sofern der eingestrahlte Laser direkt auf die Probenoberfläche fokussiert wurde und die Intensität der Pulse unterhalb der Ablationsschwelle lag wurde das reflektierte Licht durch die Fokussieroptik wieder kollimiert. In diesem Fall wurde ein Teil der Leistung des Rückreflexes über das oben erwähnte Glasplättchen auf die Kamera gelenkt. Durch Verkippung und nachfolgende Translation der Probe unter Beobachtung des Rückreflexes konnte in einem iterativen Verfahren der Kristall senkrecht zum eingestrahlten Laser ausgerichtet werden.

Über eine Software wurden dreidimensionale Translationsbewegungen programmiert und die Bewegungsabläufe über einen Controller an die Achsen übertragen. Die Verschiebetische geben ein Feedback über die tatsächliche durchgeführte Achsenbewegung an den Controller zurück. Dieses kann ausgelesen werden und somit ist es möglich, Unterschiede zwischen der ausgeführten Achsenbewegung und der programmierten vorgegebenen Bewegung festzustellen (siehe Abb. 3.1).

Der Hauptunterschied des in dieser Arbeit verwendeten Strukturierungsaufbaus im Vergleich zu früheren Arbeiten zur fs-Laserstrukturierung [Cal09, Sie10a] bestand in einer verbesserten Schwingungsdämpfung und in einem verbesserten Positionierungssystem. In dieser Arbeit wurden luftgelagerte Verschiebetische mit Linearmotoren sowie eine Befestigung der Verschiebetische und Umlenkspiegel auf einer Granitbrücke verwendet. In [Cal09, Sie10a] wurden die Umlenkspiegel über Stahlstangen befestigt und eine über Spindeltrieb betriebener Verschiebetisch (Micos HPS-170) verwendet.

	x - z -Achsen	y -Achse
Verfahrweg	50 mm	50 mm
Ebenheit/Geradheit	$\pm 0,25 \mu\text{m}$	$\pm 0,5 \mu\text{m}$
Verkippwinkelfehler	$\pm 2,42 \mu\text{rad}$	$\pm 4,85 \mu\text{rad}$
Auflösung	2 nm	2 nm
Wiederholbarkeit	$\pm 50 \text{ nm}$	$\pm 75 \text{ nm}$
Max. Geschwindigkeit	100 mm/s	100 mm/s

Tabelle 3.2: Technische Daten des verwendeten Positioniersystems. Die mit \pm gekennzeichneten Werte geben die maximalen Abweichungen von einer idealen Bewegung an.

3 Experimentelle Rahmenbedingungen für die fs-Laserstrukturierung

Laserparameter	Fokussierung	Anordnung	Translation
Wellenlänge λ	Numerische Apertur NA	Spurabstand d	Translations- geschwindigkeit v
Pulsenergie E_p	Brennweite f	Radius R	Oszillations- frequenz ν_{osz}
Pulsdauer τ	Schreibtiefe t	Bogenlänge b	Oszillations- amplitude A_{osz}
Repetitionsrate R_{rep}			
Polarisation P			

Tabelle 3.3: Parameter, die sich aus dem Strukturierungsaufbau ergeben und einen Einfluss auf die hergestellten Strukturen haben.

3.2 Parameterraum

Aus dem beschriebenen Strukturierungsaufbau ergibt sich eine Vielzahl von Variationsmöglichkeiten unterschiedlicher Parameter. Die aus der Bestrahlung mit fs-Pulsen resultierende Art der Materialmodifikation ist sowohl von diesen Strukturierungsparametern als auch von den Materialeigenschaften abhängig. Auch das aus der Materialmodifikation resultierende Brechungsindexprofil ändert sich, sofern die Parameter geändert werden. Es gibt daher für verschiedene Materialien verschiedene Parametersätze für die Herstellung von optimalen Wellenleitern. Durch systematische Variation einiger Parameter und einige Vorüberlegungen wurde versucht diese optimalen Parametersätze zu finden.

In Tabelle 3.3 sind die verschiedenen Parameter zusammengefasst, die sich aus dem Strukturierungsaufbau für Typ II Wellenleiter ergeben. Die unterschiedlichen Parameter lassen sich im Wesentlichen in drei Gruppen unterteilen.

In Abschnitt 3.2.1 werden die Parameter der ersten Gruppe zusammengefasst. Diese besteht aus Parametern, welche die Intensität der Laserpulse im fokalen Volumen beeinflussen. Die Intensität wird durch die Parameter der Fokussierung beeinflusst. Weiterhin können diesem Bereich die Pulsenergie, die Pulsdauer und indirekt auch die Wellenlänge zugeordnet werden.

Dadurch, dass bei der Strukturierung oftmals eine Vielzahl von Pulsen auf eine Stelle treffen, treten andere Modifikationen auf als durch den Beschuss der Probe mit Einzelpulsen. Die Anzahl der Pulse pro Kristallvolumen ist im Wesentlichen vom Pulsüberlapp abhängig. Dieser Pulsüberlapp wiederum ändert sich mit der Translationsgeschwindigkeit und Repetitionsrate. Erstmals wurden in dieser Arbeit neuartige Strukturen hergestellt, bei der die Translationsbewegung Oszillationen senkrecht zur Verfahrerrichtung ausgesetzt wurde. Die Oszillationsfrequenz und Amplitude haben sowohl einen Einfluss auf den Pulsüberlapp, als auch auf die Ausdehnung des modifizierten Bereichs. Dies sind die Parameter der zweiten Gruppe, welche in Abschnitt 3.2.2 beschrieben werden.

Aus der geometrischen Anordnung der Spuren modifizierten Materials ergibt sich das Brechungsindexprofil des Wellenleiters. Diese Parameter werden in einer dritten Gruppe zusammengefasst. Für gerade Typ II Strukturen ist als Parameter im Wesentlichen der Spurabstand wichtig. Für gekrümmte Typ II Strukturen wird dieser Bereich um den Krümmungsradius und die Bogenlänge erweitert (Abschnitt 3.2.4).

Als zusätzlichen Parameter lässt sich noch die Polarisation des fs-Lasers anfügen, in vorherigen Untersuchungen wurde jedoch für YAG weder eine Polarisationsabhängigkeit der Form

der entstehenden Strukturen noch der wellenleitenden Eigenschaften festgestellt [Cal09]. In Gläsern hingegen ergeben sich wesentliche Unterschiede sowohl in der Morphologie als auch in den Verlusten der wellenleitenden Strukturen [Ams06, Hna05]. In dieser Arbeit wurde die Polarisation des fs-Laserstrahls nicht verändert und linear parallel zur Translationsrichtung eingestellt.

Trotz der Einteilung in unterschiedliche Gruppen hängen die Parametersätze dieser Gruppen wiederum voneinander ab. Daher kann die Variation nur eines Parameters zu völlig neuen Strukturen und wellenleitenden Eigenschaften führen, so dass die Parameter der anderen Gruppen entsprechend angepasst werden müssen.

Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben sind zwar die grundsätzlichen Mechanismen der Materialmodifikation durch ultrakurze Pulse bekannt, die Untersuchung der komplexen Zusammenhänge zwischen den einzelnen Strukturierungsparametern ist allerdings immer noch Gegenstand aktueller Forschung. So wird beispielsweise in vielen Experimenten darauf geachtet nur einen oder wenige Parameter zu ändern [Sch01b, Ben11, Can11].

Die folgenden kurze Diskussion der Parametergruppen und deren Einfluss auf das Strukturierungsergebnis ist daher eher spekulativ. Für eine weitaus ausführlichere Beschreibung und Diskussion des Parameterraums sei hier auf [Pas11] verwiesen.

3.2.1 Intensität

Aufgrund der nichtlinearen Absorptionsprozesse ist die Intensität (siehe Kapitel 2) eine entscheidende Größe des Parameterraums. So findet eine effiziente Absorption der Laserphotonen und somit auch die Materialmodifikationen im Wesentlichen in den Bereichen hoher Intensitäten und somit im fokalen Volumen statt.

Erst ab einem bestimmten Grenzwert der Intensität I_{th} wird eine genügend hohe Elektronendichte im Leitungsband erzeugt um eine Materialmodifikation zu erzielen. Dieser Grenzwert wird im Folgenden als Modifikationsschwelle bezeichnet.

Die Intensität im fokalen Volumen kann durch Veränderung der Fokussierungsparameter, der Pulsenergie und Pulsdauer sowie der Wellenlänge variiert werden.

Fokussierungsparameter

Die Ausdehnung des fokalen Volumens lässt sich über die zweifache Rayleigh Länge z_r und den zweifachen minimalen Strahlradius w_0 beschreiben. Der minimale Strahlradius ist bei einem Abfall der Intensität auf $1/e^2$ an der Strahltaile definiert und lässt sich über

$$w_0 = M^2 \frac{\lambda}{\pi NA} \quad (3.1)$$

berechnen. Die Rayleigh Länge

$$z_r = M^2 \frac{\lambda}{\pi NA^2} = \frac{w_0}{NA} \quad (3.2)$$

gibt die Entfernung von w_0 in Richtung der Strahlachse an, in der der Strahlradius um einen Faktor $\sqrt{2}$ angewachsen ist. Die Beugungsmaßzahl M^2 ist ein Maß für die Fokussierbarkeit bzw. die Abweichung des Strahls von einem idealen Gaußstrahl, wobei die beste Fokussierbarkeit bei

3 Experimentelle Rahmenbedingungen für die fs-Laserstrukturierung

$M^2 = 1$ erreicht wird. Die numerische Apertur ist über

$$NA = \sin(\theta_d) \quad (3.3)$$

definiert. Dabei gibt θ_d den halben Öffnungswinkel des Strahls an. Nach diesen Gleichungen können Laser mit guter Strahlqualität, also mit kleinem M^2 , je nach Wellenlänge in den Sub-Mikrometerbereich fokussiert werden. Die NA gibt allerdings nur Auskunft über die Fokusgröße, wenn die Fokussieroptik vollständig mit einem kollimierten Strahl ausgeleuchtet wird. Wird nur ein kleinerer Teil ausgeleuchtet, muss die tatsächliche NA aus der Brennweite f und dem Radius der ausgeleuchteten Fläche berechnet werden.

Die wahre Ausdehnung des Fokus wird allerdings noch durch sphärische Aberrationen beeinflusst. So kommt es an der Grenzfläche zwischen Luft ($n_{\text{Luft}} \approx 1$) und einem Material mit Brechungsindex n aufgrund des Snelliusschen Brechungsgesetzes zu einer unterschiedlich starken Brechung der verschiedenen Teilstrahlen eines fokussierten Strahlenbündels. Die äußeren Teilstrahlen, die in einem flacheren Winkel auf die Oberfläche treffen, werden stärker gebrochen als die inneren Teilstrahlen. Daher wird der Fokus in Propagationsrichtung um

$$z_{\text{SA}} = \frac{d}{n} \left(\sqrt{\frac{n^2 - NA^2}{1 - NA^2}} - n \right) \quad (3.4)$$

in Abhängigkeit des Abstandes d , der den Abstand des Fokus der Paraxialstrahlen von der Oberfläche angibt, vergrößert [Sun05]. Der Fokus der Paraxialstrahlen ist über

$$d = n \cdot d' \quad (3.5)$$

definiert. Hier ist d' der Abstand des Fokus von der Kristalloberfläche, der bei gleicher NA in Luft entstehen würde.

Bei großen numerischen Aperturen kann dieser Effekt zu einer starken Vergrößerung des Fokus in Ausbreitungsrichtung führen. Bei einer NA von 0,55, einem M^2 von 1,1 und einer Wellenlänge von 775 nm wären nach Gleichung 3.1 bzw. 3.2 ein Strahlradius von $w_o = 0,5 \mu\text{m}$ und eine Rayleigh Länge von $z_r = 0,9 \mu\text{m}$ möglich. Aufgrund der sphärischen Aberration ergibt sich für $d = 300 \mu\text{m}$ für YAG mit einem Brechungsindex von 1,822 ein z_{SA} von etwa $42 \mu\text{m}$ und somit eine Vergrößerung des Fokus in Ausbreitungsrichtung um einen Faktor 46.

Weiterhin kann die im Abschnitt 2.3 beschriebene Selbstfokussierung bzw. Filamentation zu einem Kanal konstanter Intensität führen und somit prinzipiell die Ausdehnung des Fokus ebenfalls vergrößern. Auf der anderen Seite kann die im selben Abschnitt beschriebene defokussierende Wirkung des Plasmas, welches durch die fs-Laserpulse im Material erzeugt werden kann, den Prozess der Filamentation unterbrechen.

Da sich das fokale Volumen mit d bzw. d' ändert, steigt die Ausdehnung auch in Abhängigkeit der Schreiftiefe. Daher wird die Schreiftiefe t zu den Fokusparametern gezählt.

Wenn der Laserstrahl durch die Apertur der verwendeten Optiken begrenzt wird, kommt es zu Beugungseffekten. Dadurch kann der Fokusdurchmesser $2w_0$ ebenfalls vergrößert werden [Wil04].

Die Fokusdurchmesser des verwendeten fs-Lasers wurden für unterschiedliche asphärische Linsen und ein $50\times$ Mikroskopobjektiv mit einer NA von 0,65 vermessen. Dabei wurde die

NA	f	$2w_x$ in μm	$2w_z$ in μm
0,26	11	3,3	10,8
0,42	6,24	3,9	5,7
0,55	4,51	2,0	4,5
0,65	-	2,7	3,9
0,68	3,1	4,5	4,0

Tabelle 3.4: Fokusdurchmesser des für die Strukturierungsexperimente verwendeten Lasersystems für unterschiedliche Fokussieroptiken mit unterschiedlicher Brennweite und numerischer Apertur in x - und z -Richtung. Gemessen mit einem $40\times$ Mikroskopobjektiv.

fokale Ebene mit einem $40\times$ Mikroskopobjektiv auf den Chip einer CCD-Kamera (DAT-WinCamD-UCD15) abgebildet. Aufgrund des elliptischen Strahlprofils des fs-Lasers weist der Strahl ebenfalls einen elliptischen Querschnitt in der fokalen Ebene auf. In Tabelle 3.4 sind die Durchmesser in x -Richtung $2w_x$ und z -Richtung $2w_z$ für die verschiedenen verwendeten numerischen Aperturen und Brennweiten angegeben. Die Brennweite des Mikroskopobjektivs ($NA = 0,65$) war unbekannt. Dabei war die elliptisch geformte fokale Ebene in Translationsrichtung (z -Richtung) elongiert. Diese Messung fand allerdings in Luft statt, so dass die sphärischen Aberrationen, die an der Grenzfläche zwischen Kristall und Luft auftreten, nicht berücksichtigt wurden. Die asphärische Linse mit einer NA von 0,68 war beschädigt. Dies führte zu einer Verzerrung des Strahlprofils in der fokalen Ebene. Im weiteren Verlauf der Arbeit werden die verwendeten Fokussieroptiken anhand der hier angegebenen NA bezeichnet.

Laserparameter

Nach Gleichung 3.1 und 3.2 sollten bei kürzeren Wellenlängen prinzipiell kleinere fokale Volumina erreicht und somit auch kleinere Strukturen hergestellt werden können. Andererseits sind weniger Photonen für die Multiphotonenionisation notwendig, so dass die Wirkungsquerschnitte σ_k für diesen Prozess bei kleineren Wellenlängen wesentlich höher sind. Sofern also Intensitäten gewählt werden, die im Bereich des Regimes der Multiphotonenionisation liegen, wird bei gleichbleibenden übrigen experimentellen Parametern die notwendige Energie, um die Modifikationsschwelle zu erreichen, mit kürzerer Wellenlänge absinken. Dies wurde in mehreren Experimenten bestätigt [Sch01a, Sim03, Jia06]. Dieser Effekt kann dazu führen, dass in größeren Bereichen des fokalen Volumens die Modifikationsschwelle überschritten wird und somit der modifizierte Bereich vergrößert wird.

Die Wellenlänge des verwendeten Lasersystems kann nicht direkt variiert werden. Es ist allerdings eine indirekte Wellenlängenkonversion des 775 nm Laserlichtes über nichtlineare Prozesse, z. B. nichtkollineare optisch parametrische Verstärkung (NOPA), möglich. Wellenlängenabhängige Untersuchungen wurden im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht durchgeführt.

Die Pulsdauer ist bei konstanter Pulsenergie umgekehrt proportional zur Intensität, daher wird bei gleichbleibender Fluenz mit kürzerer Pulsdauer in größeren Bereichen des fokalen Volumens die Modifikationsschwelle überschritten und die Ausdehnung des modifizierten Bereiches vergrößert. Zusätzlich können bei ultrakurzen Pulsen wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben die Prozesse, die für den Energieübertrag auf das Kristallgitter verantwortlich sind, von den

3 Experimentelle Rahmenbedingungen für die fs-Laserstrukturierung

nichtlinearen Absorptionsprozessen entkoppelt betrachtet werden. Bei Pulsdauern von mehr als 50 ps kommt es hingegen schon während des Pulses zu einer Erwärmung des Gitters, wodurch sich auch die resultierenden Modifikationen ändern. Die Pulsdauer kann mit dem Gitterkompressor des verwendeten Lasersystems geändert werden, allerdings wurde im Rahmen dieser Arbeit die Pulsdauer nicht variiert und die kürzest mögliche Pulsdauer eingestellt. Die angegebene Pulsdauer wurde vor der Transmission durch die Fokussieroptik gemessen (siehe Abb. 3.1). Von Siebenmorgen wurde experimentell bestätigt, dass die an den Fokussieroptiken auftretenden Dispersion (siehe Abschnitt 2.3) für Pulse mit einer Dauer von 150 fs-170 fs zu keiner wesentlichen Änderung der Pulsdauer führt [Sie10a].

Die Pulsenergie ist bei konstanter Pulsdauer direkt proportional zur Intensität und kann wie oben beschrieben zwischen wenigen nJ und 1 mJ variiert werden. Mit höheren Pulsenergien wird eine Vergrößerung des modifizierten Bereiches erwartet. Infolge des starken Abfalls der Intensität an den Flanken eines Gaußstrahls und der relativ großen Ausdehnung des fokalen Volumens aufgrund der sphärischen Aberration in Richtung der Strahlachse wird diese Vergrößerung hauptsächlich parallel zur Strahlachse stattfinden. Für die Bereiche senkrecht zur Strahlachse wird ein geringerer Einfluss erwartet. Der Querschnitt der Spuren vergrößert sich also hauptsächlich entlang der Strahlachse. Bei Intensitäten weit über der Modifikationsschwelle kommt es wie in Abschnitt 2.2 beschrieben zu einer Zerstörung der Kristallgitters und somit zu einer Brechungsindexabsenkung. Infolge dessen werden die Bereiche mit negativem Brechungsindexunterschied, also der Spurquerschnitt, bei größerer Pulsenergie ausgedehnt. Zusätzlich werden größere Bereiche zerstörten Materials auch zu höheren Spannungen führen, wobei eine zu hohe Pulsenergie zu Rissen und Sprüngen in der Umgebung der Spuren führt (siehe Abschnitt 4.2). Das Brechungsindexprofil wird sich also in Abhängigkeit der gewählten Pulsenergie ändern.

3.2.2 Pulsüberlapp und Repetitionsrate

Im Unterschied zu Einzelpulsen treffen bei Pulszügen eine Vielzahl von Pulsen auf nahezu dasselbe Volumen. Aufgrund von kumulativen Effekten kann dies die Art der Materialmodifikation beeinflussen. Im folgenden Abschnitt werden der Einfluss der Repetitionsrate und des Pulsüberlapps diskutiert.

Repetitionsrate

Bei höheren Translationsgeschwindigkeiten treffen weniger Pulse auf das gleiche Kristallvolumen als bei niedrigen Translationsgeschwindigkeiten. Dies kann durch höhere Repetitionsraten ausgeglichen werden. Zusätzlich zum erhöhten Pulsüberlapp treffen bei hoher Repetitionsrate die nachfolgenden Pulse auf noch nicht gänzlich abgekühltes Material, da der Wärmetransport durch Wärmediffusion und auch die Erstarrung des Materials auf einer ns - μ s Zeitskala ablaufen. Bei MHz Repetitionsraten (zeitlicher Pulsabstand $\leq 1 \mu$ s) führt dies zu einer sukzessiven Temperaturzunahme im fokalen Volumen von Puls zu Puls [Gat06]. Dies kann verschiedene Effekte auf das modifizierte Volumen haben. Die sukzessive Temperaturzunahme kann zum schnellen Ausheilen einiger Defekte führen und somit die entstehende Materialmodifikation beeinflussen [Ben11].

Bei der Repetitionsrate des verwendeten fs-Lasers von 1 kHz kann man hingegen davon ausgehen, dass das Material bereits vollständig abgekühlt ist bevor der Nachfolgepuls auftrifft.

Allerdings können auch bei geringen Repetitionsraten kumulative Effekte auftreten, welche im nächsten Abschnitt näher erläutert werden. Die Repetitionsrate des Lasersystems konnte nicht variiert werden. Für eine detailliertere Diskussion des Einflusses der Repetitionsrate sei auf [Sie10a] verwiesen.

Pulsüberlapp

Die intrinsische Modifikationsschwelle eines Materials lässt sich nur über den Beschuss mit Einzelpulsen ermitteln, da beim Auftreffen mehrerer Pulse auf eine Stelle kumulative Effekte auftreten. So kann es sein, dass die ersten Pulse Defektstellen im Material erzeugen, die dann wiederum die Energie der nachfolgenden Pulse effektiv absorbieren können, so dass es zu Modifikationen kommt, ohne dass die Modifikationsschwelle für einen Einzelpuls überschritten wurde [Ash99]. Für Oberflächenablation kann die Abhängigkeit der Modifikationsschwelle von der Anzahl der Pulse N über

$$F_{\text{th}}(N) = F_{\text{th}}(\infty) + [F_{\text{th}}(1) - F_{\text{th}}(\infty)] \cdot \exp[-k(N - 1)] \quad (3.6)$$

beschrieben werden [Ash99]. In diesem Fall wird eine Zerstörfluenz $F_{\text{th}}(N)$ angegeben. Unterhalb einer Fluenz von $F_{\text{th}}(\infty)$ würde eine unendlich hohe Zahl von Pulsen benötigt werden, um eine Modifikation zu erzielen. Weiterhin bezeichnet $F_{\text{th}}(1)$ die Modifikationsschwelle für einen Einzelpuls und k ist ein empirisch ermittelter materialabhängiger Parameter, der ein Maß dafür ist, wie leicht sich Defektstellen in einem Material mit den verwendeten Laserparametern erzeugen lassen.

Es kann also vermutet werden, dass ein höherer Pulsüberlapp auch zu einer größeren Ausdehnung des modifizierten Bereiches führt.

Der Pulsüberlapp für eine lineare Translation mit gleichförmiger Geschwindigkeit v lässt sich mit

$$O = 1 - \frac{v}{dR_{\text{rep}}} \quad (3.7)$$

berechnen [Cho07]. Dabei ist $d = 2w_0$ der Fokusbereich und R_{rep} die Repetitionsrate. Für Geschwindigkeiten von $10 \mu\text{m/s}$ - $25 \mu\text{m/s}$ und einer Repetitionsrate von 1 kHz ist der Pulsüberlapp für einen Fokusbereich in Translationsrichtung von $4,5 \mu\text{m}$ größer als 99% . Bei diesem Fokusbereich wären Translationsgeschwindigkeiten von $4,5 \text{ mm/s}$ notwendig, um einen Pulsüberlapp zu verhindern und $F_{\text{th}}(1)$ zu bestimmen.

Bei der Herstellung gekrümmter Strukturen ändert sich der Pulsüberlapp in Abhängigkeit der Stärke der Krümmung, also in Abhängigkeit des Krümmungsradius. Da die gewählten Radien allerdings wesentlich größer als die Fokusbereich sind, kann diese Abhängigkeit jedoch vernachlässigt werden.

Des Weiteren wurden Strukturen hergestellt bei denen die Translationsbewegung mit Oszillationen senkrecht zur Translationsrichtung überlagert wurden. Wird die lineare Translationsbewegung in z -Richtung mit einer sinusförmigen Oszillation in x -Richtung überlagert ergibt sich eine ortsabhängige Änderung des Pulsüberlapps. Dies liegt daran, dass die Geschwindigkeit der Sinusschwingung nicht gleichförmig ist, sondern am Umkehrpunkt der Schwingung null und beim Nulldurchgang maximal wird. Für die maximale Geschwindigkeit gilt

$$v_{\text{max}} = \pi \cdot v_{\text{osz}} \cdot A_{\text{osz}}, \quad (3.8)$$

3 Experimentelle Rahmenbedingungen für die fs-Laserstrukturierung

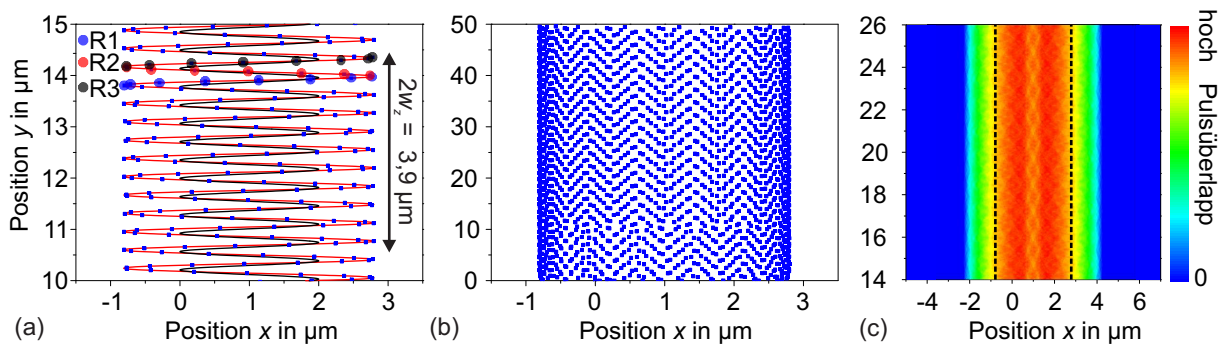


Abbildung 3.2: Graphische Darstellung der Achsenbewegung in y -Richtung bei $25 \mu\text{m/s}$, überlagert mit einer Sinusoszillation ($A_{\text{osz}} = 2 \mu\text{m}$, $v_{\text{osz}} = 70 \text{Hz}$) in x -Richtung. Die durch den Controller vorgegebene Bewegung ist in Schwarz und das an den Controller zurückgegebene Feedback in Rot eingezeichnet. Die blauen Quadrate zeigen die Auftreffpunkte der Zentren der Laserpulse bei 1kHz Repetitionsrate (a). Auftreffpunkte der Zentren der Laserpulse auf einer Skala von $50 \mu\text{m}$ in y -Richtung (b). Pulsüberlapp in Falschfarbendarstellung für einen Fokusbereich von $3 \mu\text{m}$ (c), wobei die Ränder aus (b) durch schwarze gestrichelte Linien dargestellt sind.

wobei A_{osz} die Oszillationsamplitude und v_{osz} die Oszillationsfrequenz sind. Für eine Amplitude von $2 \mu\text{m}$ und eine Frequenz von 70Hz ergibt sich eine maximale Geschwindigkeit von $440 \mu\text{m/s}$.

Mit den gewählten Einstellungen der x -Achse, die auf gleichförmige Bewegungen mit Geschwindigkeiten im $\mu\text{m/s}$ -Bereich optimiert waren, wurde die Achse allerdings zu stark beschleunigt bzw. nicht stark genug wieder abgebremst, so dass höhere maximale Geschwindigkeiten erreicht wurden. Diese wurden über das Feedback der Achse an den Controller zu $v_{\text{fb}} = 800 \mu\text{m/s}$ gemessen. Dies führte zum Überschwingen der Sinusbewegung und damit zu Oszillationsamplituden von $A_{\text{fb}} = 3,6 \mu\text{m}$ bei eingestellten $2 \mu\text{m}$.

In Abb. 3.2 (a) ist die Bewegung, die den Achsen durch den Controller vorgegeben wurde, als schwarze Linie eingezeichnet. Die Translationsgeschwindigkeit in y -Richtung betrug dabei $25 \mu\text{m/s}$. Es ist zu erkennen, dass die Achsen so programmiert sind, dass die volle Auslenkung von der Nullposition in eine Richtung (hier positiv) erfolgt, der „Nulldurchgang“ liegt hier somit bei eins. Die rote Linie zeigt das aufgezeichnete Feedback an den Controller der Achsen. Es ist deutlich das Überschwingen, welches zu einer höheren Oszillationsamplitude führt, zu erkennen und es werden ebenfalls Werte im negativen Bereich des Startpunktes erreicht.

Zusätzlich sind in blau noch die Auftreffpunkte der Zentren der Laserpulse eingezeichnet. Diese Daten lassen sich ebenfalls aus dem Feedback der Achsen extrahieren, da unter anderem Position, Geschwindigkeit und Zeit aufgezeichnet werden können. Dabei wurde davon ausgegangen, dass der erste Laserpuls bei $x = 0$ und $y = 0$ auftritt und es wurde eine Repetitionsrate von 1kHz angenommen. Es fällt auf, dass am Rand der Sinusschwingung mehrere Laserpulse nahezu direkt auf die gleiche Stelle treffen, wohingegen zwei aufeinander folgende Laserpulse im Bereich des „Nulldurchgangs“ etwa $0,8 \mu\text{m}$ auseinander liegen. Daraus folgt, dass in diesem mittleren Bereich für einen Fokusbereich von $2,7 \mu\text{m}$ in x -Richtung nur noch ein Pulsüberlapp von 70% für zwei direkt aufeinander folgende Pulse erreicht wird¹. Zu beachten ist allerdings, dass der Pulsüberlapp mit Pulsen aus der folgenden Schwingung dafür höher sein

¹Für diese Beispielrechnung wurde der Fokusbereich des Mikroskopobjektivs mit einer NA von $0,65$ verwendet (siehe Tabelle 3.4).

kann als im Randbereich.

Um eine bessere Vorstellung des Pulsüberlapps, der aus diesem Bewegungsablauf resultiert, zu erhalten sind in Abb. 3.2 (b) die Auftreffpunkte der Zentren der Laserpulse auf einer zurückgelegten Strecke von $50\ \mu\text{m}$ dargestellt. Zu beachten ist hierbei die unterschiedliche Skalierung der x - und y -Achse. Es wurden dieselben Parameter gewählt wie für die Berechnungen in Abb. 3.2 (a). Man sieht deutlich, dass in den Randbereichen wesentlich mehr Pulse auf nahezu dieselbe Position treffen, wie man es aufgrund der geringeren Geschwindigkeit auch erwartet. Es kann allerdings ein weiterer interessanter Effekt beobachtet werden. In den inneren Bereichen treten für diese Oszillationsamplitude und Frequenz bei $1\ \text{kHz}$ Repetitionsrate zusätzliche periodisch auftauchende wellenförmige Linien auf, wobei der Abstand zwischen diesen Linien in y -Richtung etwa $2,5\ \mu\text{m}$ beträgt.

In Abb. 3.2 (c) ist der resultierende Pulsüberlapp für einen Fokaldurchmesser von $3\ \mu\text{m}$ in Falschfarbendarstellung gezeigt. Dabei wurde von einer kreisförmigen fokalen Ebene mit gleichförmiger Intensitätsverteilung ausgegangen. Eine rote Einfärbung ist einem hohem Pulsüberlapp zugeordnet. Die blau eingefärbten Bereiche werden nicht durch fs-Laserpulse bestrahlt. Deutlich zu erkennen ist ein zentraler Bereich geringeren Pulsüberlapps, der von Rändern hohen Pulsüberlapps umgeben ist. Im inneren Bereich ist bei diesem Fokaldurchmesser ein rautenförmiges Muster zu erkennen.

Weiterhin sind in Abb. 3.2 (a) drei Pulsreihen mit Kreisen in unterschiedlichen Farben hervorgehoben. Diese Pulsreihen folgen nacheinander und liegen innerhalb von $1,5$ Sinusoszillationen. Dabei ist Reihe R1 in blau, Reihe R2 in rot und Reihe R3 in schwarz dargestellt. Der Durchmesser der Kreise entspricht allerdings nicht dem Querschnitt der Laserpulse. Jede Reihe besteht aus aufeinander folgenden Pulsen unterschiedlichen Abstandes, wobei der Abstand zur Folgereihe teilweise geringer ist als der Abstand zweier direkt aufeinander folgender Pulse. Da nicht genau bekannt ist, welchen Einfluss weitere Pulse auf bereits zerstörtes Material haben und ab welchem Pulsüberlapp und welcher Anzahl von Pulsen es zu einer Zerstörung des Materials kommt, kann nicht gesagt werden, ob der Einfluss der direkten Folgepulse oder der Einfluss der Folgereihe auf die Materialzerstörung höher ist. So besteht beispielsweise die Möglichkeit, dass die Pulse der Reihe 3 auf die bereits bestrahlten Bereiche einen geringeren Einfluss haben, da es zuvor schon zu einer Materialzerstörung gekommen ist, als die direkten Folgepulse im Zentrum von Reihe 1, obwohl der Pulsüberlapp zwischen Reihe 3 und Reihe 1 höher ist als der Pulsüberlapp der Folgepulse. Es kann anhand der vorhandenen Daten nicht genau vorhergesagt werden, welche Art von Struktur aus einer überlagerten Sinusoszillation senkrecht zur Translationsrichtung entstehen wird.

Wählt man andere Eingangsparameter für die Erstellung derartiger Abbildungen, ergeben sich ebenfalls andere Muster, die allerdings für die in dieser Arbeit verwendeten Parameterkombinationen immer von einer hohen Anzahl von Pulsen in den Randbereichen gekennzeichnet sind.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass durch die überlagerte sinusförmige Bewegung eine größere Ausdehnung des modifizierten Bereiches senkrecht zur Translationsrichtung und eine im inneren Bereich periodisch strukturierte Modifikation erwartet wird.

Im unteren Bereich bis ca. $10\ \mu\text{m}$ ist das zu erkennende Muster in Abb. 3.2 (b) leicht deformiert. In diesem Bereich findet noch eine Beschleunigung in y -Richtung statt, so dass sich noch keine gleichförmige Bewegung eingestellt hat. Da etwa $150\ \mu\text{m}$ des Anfangs und Endbereichs der Spuren bei der Präparation für die Wellenleitungsexperimente nach dem Schreibvorgang

3 Experimentelle Rahmenbedingungen für die fs-Laserstrukturierung

abgetragen werden (siehe Abschnitt 3.3.5) wird dieser asymmetrische Bereich entfernt.

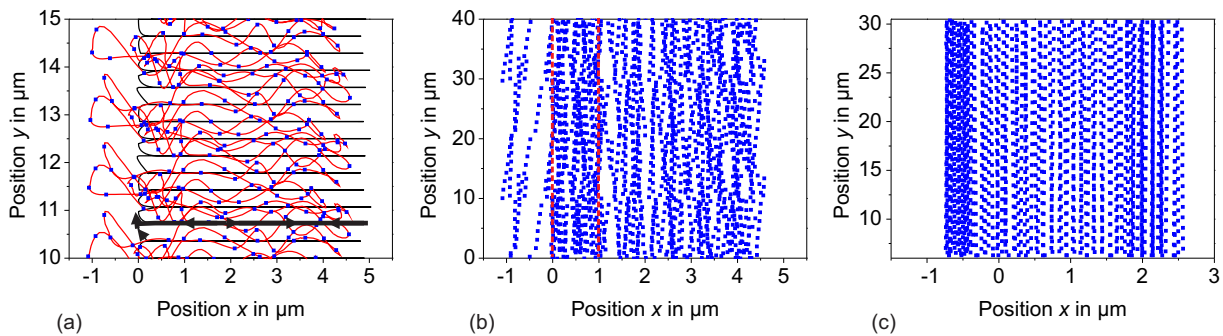


Abbildung 3.3: Graphische Darstellung der Achsenbewegung in y -Richtung überlagert mit einer Zickzack-Bewegung in x -Richtung mit $A_{\text{osz}} = 5 \mu\text{m}$. Die durch den Controller vorgegebene Bewegung ist in Schwarz und das an den Controller zurückgegebene Feedback in Rot eingezeichnet. Die blauen Quadrate zeigen die Auftreffpunkte der Zentren der Laserpulse bei 1 kHz Repetitionsrate (a). Auftreffpunkte der Zentren der Laserpulse auf einer Skala von $40 \mu\text{m}$ in y -Richtung (b). Auftreffpunkte der Zentren der Laserpulse auf einer Skala von $30 \mu\text{m}$ für $A_{\text{osz}} = 3,5 \mu\text{m}$ (c).

Neben einer sinusförmigen Modulation wurde die Translationsbewegung in weiteren Experimenten mit einer Zickzack-Bewegung überlagert. In Abb. 3.3 (a) ist analog zu Abb. 3.2 (a) der Bewegungsablauf für diese Modulation gezeigt. Die schwarzen Pfeile deuten die vorgegebene Bewegung an. Details über den genauen Bewegungsablauf und die Parameter folgen in Abschnitt 3.3.4.

Dabei wird deutlich, dass bei den gewählten Parametern die Achsenbewegung einer Trajektorie folgt (rote Linie), die nur noch wenig mit der durch den Controller vorgegebenen Bewegung (schwarze Linie) übereinstimmt. Es lassen sich jedoch periodisch wiederkehrenden Bewegungsabläufe erkennen und die maximale Amplitude in x -Richtung stimmt mit $5,3 \mu\text{m}$ relativ gut mit der vorgegebenen Amplitude von $5 \mu\text{m}$ überein. Abb. 3.3 (b) zeigt die Auftreffpunkte der Zentren der Laserpulse bei 1 kHz Repetitionsrate. Es sind ebenfalls periodisch wiederkehrende Bereiche mit einer hohen Anzahl auftreffender Pulse zu erkennen, so ist etwa der Randbereich (rote gestrichelte Linie) im Bereich von $0 \mu\text{m}$ bis $1 \mu\text{m}$ von vielen auftreffenden Pulsen gekennzeichnet. Stark ausgeprägte periodisch wiederkehrende Strukturen wie in Abb. 3.2 treten allerdings nicht auf. Wählt man eine kleinere Oszillationsamplitude von $A_{\text{osz}} = 3,5 \mu\text{m}$ und kleinere Geschwindigkeiten können die Verschiebetische der vorgegebenen Bewegung besser folgen. Dieser Fall ist in Abb. 3.3 (c) dargestellt. Es kann eine deutlich erhöhte Anzahl von Laserpulsen an den Rändern, insbesondere am Rand in negativer x -Richtung, festgestellt werden. Auch in den inneren Bereichen folgen die Zentren der Auftreffpunkte der Laserpulse einer regelmäßigen Struktur.

Für die resultierenden Materialmodifikationen wird eine größere Ausdehnung des Bereiches modifizierten Materials in x -Richtung erwartet, wobei das Volumen im Randbereich je nach Wahl der Oszillationsamplitude eventuell stärker modifiziert wird.

3.2.3 Zerstörswelle

Nach den Betrachtungen in Kapitel 2 sollten für unterschiedliche Materialien unterschiedliche Modifikationsschwellen, die bei bestimmten Intensitäten erreicht werden, existieren. Durch Va-

riation der Laserparameter oder der Fokussierungsparameter gibt es eine Vielzahl von Möglichkeiten die Intensität zu ändern. Für eine exakte Bestimmung der materialspezifischen, intrinsischen Modifikationsschwelle ist allerdings eine sorgfältige Wahl der Parameter des Experiments notwendig und es sollte möglichst nur ein Parameter gleichzeitig geändert werden.

Beispielsweise sollten Fokussieroptiken, welche die an der Grenzfläche zwischen Luft und Material auftretenden sphärische Aberration korrigieren, gewählt werden. Diese Fokussieroptiken wären dann nur für ein Material und eine Schreiftiefe optimiert. Die Pulsenergie sollte unterhalb der kritischen Pulsenergie für Filamentation durch Selbstfokussierung, also im Energiebereich schwacher Selbstfokussierung, liegen (siehe Gleichung 2.10 und 2.11). Weiterhin sollten Einzelschusseperimente durchgeführt werden, um kumulative Effekte aus hohem Pulsüberlapp zu vermeiden.

Ebenfalls gibt es keine eindeutige Definition für die Materialmodifikation. So wird oftmals angegeben, dass die Materialmodifikation unter einem Licht-, Rasterkraft- oder Elektronenmikroskop erkennbar sein muss [Sch01b, San09]. Ob eine Modifikation mit einem Mikroskop sichtbar gemacht werden kann, hängt allerdings von der Mikroskopiemethode und der Auflösung und Vergrößerung des Mikroskops ab. Weitere Methoden beinhalten in situ Dunkelfeldstreuung eines Helium-Neon Laser, der in den Bereich des zu modifizierenden Volumens fokussiert wird oder es wird die transmittierte Leistung des fs-Lasers durch die Probe gemessen [Du94, Sch01b].

So wird oftmals als Modifikationsschwelle eine Zerstörschwellenenergie angegeben. Diese ist dann als diejenige Energie definiert, bei der eine Zerstörung des Materials beobachtet werden kann. Die Zerstörschwellenenergie wird meist in Abhängigkeit eines weiteren Parameters untersucht.

In dem verwendeten Strukturierungsaufbau wurden viele Parameter nicht hinreichend genau bestimmt, um eine intrinsische Modifikationsschwelle zu ermitteln. So kann beispielsweise Selbstfokussierung nicht ausgeschlossen werden. Ebenso sind die verwendeten Fokussieroptiken nicht für die Schreiftiefen gegenüber sphärischer Aberration korrigiert. Auch der exakte Fokusbereich im Material ist unbekannt.

Aufgrund des hohen Pulsüberlapps spielen kumulative Effekte ebenfalls eine Rolle. Um den materialspezifischen Parameter k aus Gleichung 3.6 und mögliche Unterschiede zwischen Oberflächenablation und Volumenmodifikation in Abhängigkeit des Pulsüberlapps zu bestimmen, wären systematische Untersuchungen in Abhängigkeit der Translationsgeschwindigkeit oder durch Beschuss der Probe mit Pulszügen bestimmter Pulszahl N notwendig.

Im Rahmen dieser Arbeit wird daher die Zerstörschwellenenergie als diejenige auf den Kristall auftreffende Energie definiert, bei der eine Materialmodifikation durch lichtmikroskopische Untersuchungen festgestellt werden kann. Daher ist für jedes Material und den jeweils verwendeten Strukturierungsaufbau, also insbesondere die verwendete Fokussieroptik, Schreiftiefe und Translationsgeschwindigkeit eine eigene Zerstörschwellenenergie definiert.

3.2.4 Geometrische Anordnung der Strukturen

In unterschiedlichen Experimenten wurden unter anderem der Spurabstand für gerade Doppelspuren und der Krümmungsradius und die Bogenlänge für gekrümmte Strukturen verändert. Im Folgenden werden die verschiedenen geometrischen Anordnungen der Strukturen diskutiert.

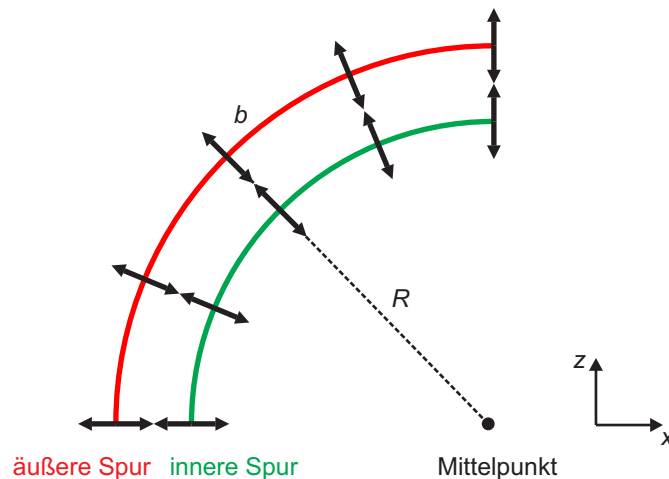


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Spannungslinien (schwarze Pfeile) einer gekrümmten Doppelspur in der Aufsicht. Der Krümmungsradius R und die Bogenlänge b sind eingezeichnet.

Spurabstand

Bei Typ II Wellenleitern entsteht das Brechungsindexprofil aus der Kombination des verringerten Brechungsindex des modifizierten Bereiches und der spannungsinduzierten Brechungsindexerhöhung in der Umgebung der Strukturen. Somit hat der Spurabstand von Doppelspuren in Kombination mit der Ausdehnung der Querschnittsfläche der Spuren einen entscheidenden Einfluss auf das entstehende Brechungsindexprofil. Der genaue Einfluss der verschiedenen Anordnungen ist allerdings schwierig abzuschätzen, da das Spannungsfeld unbekannt ist. Daher liegt ein Hauptaugenmerk der Untersuchung des Parameterraums auf einer Variation des Spurabstandes in Kombination mit einer Variation des Querschnittes der Spuren.

Bei der Herstellung von Doppelspuren werden zwei Einzelspuren zeitlich hintereinander geschrieben. Die durch das Schreiben der ersten Spur entstehende Materialmodifikation ist schon vollständig abgeschlossen, bevor die Herstellung der zweiten Spur erfolgt. Kumulative Effekte aufgrund des Pulsüberlapps von der ersten auf die zweite Spur können bei den gewählten Spurabständen ausgeschlossen werden. Allerdings treffen die fs-Laserpulse beim Schreiben der zweiten Spur auf Material, welches bereits unter Spannungen steht. Es besteht daher die Möglichkeit, dass die erste Spur einen Einfluss auf den Schreibprozess der zeitlich folgenden Spur hat. In bisherigen Untersuchungen wurden jedoch meist radialsymmetrische Moden in geraden Doppelspurwellenleitern geführt [Cal09, Sie10a]. Daher ist davon auszugehen, dass der Einfluss durch die Reihenfolge, in der die Spuren geschrieben werden, für gerade Strukturen vernachlässigt werden kann.

Krümmungsradius und Bogenlänge

Der Krümmungsradius R beeinflusst ebenfalls das Spannungsfeld und somit das Brechungsindexprofil. In Abb. 3.4 sind schematisch die erwarteten Spannungslinien einer gekrümmten Doppelspur in der Aufsicht dargestellt. Dabei wird davon ausgegangen, dass die Spannungslinien lokal im rechten Winkel von der Spur, also radial, nach außen zeigen. Nach dieser Grafik wird erwartet, dass die innen liegenden Seiten einer Spur größeren Spannungen ausgesetzt sind

als die außen liegenden Seiten. Bei einer gekrümmten Doppelspur wird daher ein asymmetrisches Brechungsindexprofil mit einem größeren Brechungsindex an der Innenseite der äußeren Spur erwartet.

Die Bogenlänge b legt fest, welche Entfernung das Licht im gekrümmten Teil der wellenleitenden Struktur zurücklegt. In gekrümmten Wellenleitern können andere, teilweise auch höhere Moden geführt werden als in geraden Wellenleitern. In wie weit es zu einer Überlagerung dieser Moden kommt, die zu einer veränderten transversalen Intensitätsverteilung führt, hängt von der Bogenlänge ab. Eine detaillierte Diskussion über den Einfluss der Bogenlänge wird in Abschnitt 5.4.3 gegeben.

3.3 Strukturierungsablauf

Dieser Abschnitt beinhaltet eine detaillierte Aufstellung der Parameter, die im Rahmen dieser Arbeit variiert wurden. Um eine Interpretation der erhaltenen Daten überhaupt erst zu ermöglichen, wurden in einzelnen Experimenten allerdings nur wenige Parameter geändert und die Schreiftiefe, die Repetitionsrate, die Pulsdauer und die Wellenlänge bei allen Experimenten konstant gehalten. Die jeweiligen Werte dieser Parameter sind in Tabelle 3.5 zusammengefasst. Die Pulsdauer schwankte im Bereich von 150 fs bis 170 fs. Die entstandenen Modifikationen

λ	775 nm
R_{rep}	1 kHz
τ	150 fs - 170 fs
t	300 μm

Tabelle 3.5: Werte der unveränderten Parameter.

wiesen allerdings weder bei den mikroskopischen Untersuchungen noch bei den Wellenleitungsexperimenten signifikante Unterschiede auf, die sich auf eine unterschiedliche Pulsdauer in diesem Bereich zurückführen lassen. Daher werden Unterschiede der Pulsdauer in der weiteren Betrachtung vernachlässigt.

Im Folgenden werden die für die verschiedenen wellenleitenden Strukturen verwendeten Parameter und der Bereich, in dem diese variiert wurden, getrennt beschrieben. Dabei findet eine weitere Unterteilung in Strukturen, die ohne bzw. mit einer senkrecht zur Translationsrichtung überlagerten Oszillation hergestellt wurden, statt. Die Probenkante parallel zur Translationsrichtung wurde präzise entlang der Kante des Verschiebetisches für die z -Richtung ausgerichtet, so dass sichergestellt war, dass die Spuren rechtwinklig auf die Kristallkante treffen.

3.3.1 Gerade Strukturen

Basierend auf bisher erzielten Ergebnissen für fs-Laser-geschriebene Wellenleiter in YAG [Cal09, Sie10a] wurden gerade Doppelspuren mit unterschiedlichen Parametern hergestellt.

Abb. 3.5 (a) zeigt schematisch die Aufsicht eines Kristalls mit einer Reihe von Spurpaaren, die mit unterschiedlichen Spurabständen d geschrieben wurden. Weiterhin ist die Länge

3 Experimentelle Rahmenbedingungen für die fs-Laserstrukturierung

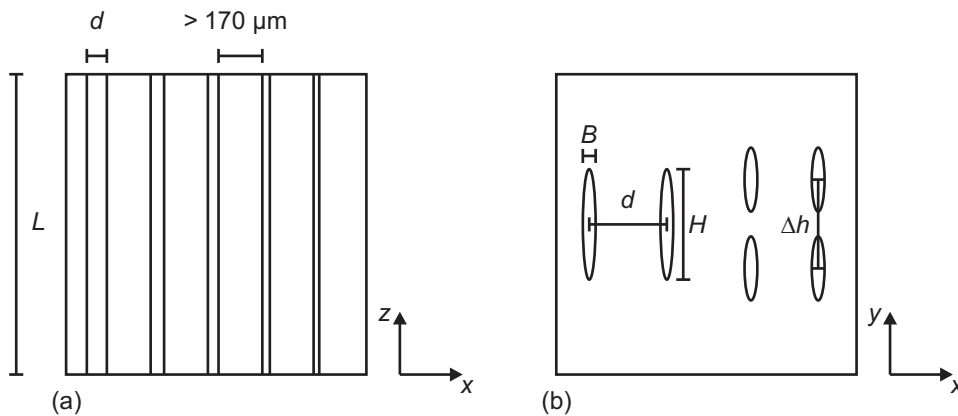


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Aufsicht eines strukturierten Kristalls. Gerade Doppelspuren mit einem Spurabstand d , Abständen zwischen den Spuren von mindestens $170\ \mu\text{m}$ und einer Länge L (a). Schematische Darstellung der Frontalansicht (Querschnittsfläche) von Doppelspuren und von Wellenleitern bestehend aus vier rechteckig angeordneten Spuren. Es sind der Spurabstand d , die Spurweite B , die Spurhöhe H und der Abstand in y -Richtung Δh zwischen zwei Doppelspuren angegeben (b).

L der Spur angegeben. Um einen Einfluss eines Spurpaares auf das darauf folgende auszuschließen wurde ein Abstand zwischen den Spurpaaren von mindestens $170\ \mu\text{m}$ gewählt. Abb. 3.5 (b) zeigt die Querschnittsfläche der Spuren. Neben der Ausdehnung der Spur in y -Richtung, hier als Spurhöhe H bezeichnet, ist die Ausdehnung der Spur in x -Richtung, die Spurweite B , eingezeichnet. In KTP wurden neben Doppelspuren auch vier rechteckig angeordnete Spuren, bestehend aus zwei Doppelspuren mit einem Abstand Δh in y -Richtung, geschrieben. Diese Anordnung ist ebenfalls in Abb. 3.5 (b) dargestellt.

Die Werte der Parameter v , E_p und d , die für die Herstellung gerader Doppelspuren variiert wurden, sind für die drei untersuchten Materialien in Tabelle 3.6 zusammengefasst.

Für YAG erfolgte eine systematische Variation der Parameter E_p und d für drei verschiedene Translationsgeschwindigkeiten v . Für $10\ \mu\text{m/s}$ wurden Energien von $0,3\ \mu\text{J}$, $0,6\ \mu\text{J}$ und $1,1\ \mu\text{J}$ gewählt, für $25\ \mu\text{m/s}$ lagen die Werte bei $0,5\ \mu\text{J}$, $0,7\ \mu\text{J}$ und $1,1\ \mu\text{J}$ und für $50\ \mu\text{m/s}$ wurde zwischen $0,5\ \mu\text{J}$, $0,8\ \mu\text{J}$ und $1,2\ \mu\text{J}$ variiert. Dabei wurde für jede Parameterkombination der Spurabstand zwischen $14\ \mu\text{m}$ und $30\ \mu\text{m}$ verändert. Da aufgrund von Leistungsschwankungen des fs-Lasersystems die geschriebene Spur bei Energien knapp oberhalb der Zerstörschwelle mehrfach unterbrochen war, wurde die jeweils niedrigste Energie so gewählt, dass eine nicht unterbrochene Spur sicher hergestellt werden konnte. Für Yb:YAG Keramiken und Nd:YAG bzw. Cr^{4+} :YAG wurden optimale Parameter aus der systematischen Parameteruntersuchung ausgewählt.

Material	v in $\mu\text{m/s}$	E_p in μJ	d in μm
YAG	10; 25; 50	0,075 - 3,4	14 - 30
Pr:SrAl ₁₂ O ₁₉	10; 25	0,075 - 2,3	22 - 25
KTP	25	0,3 - 3	16 - 27

Tabelle 3.6: Werte der Parameter, die für die Herstellung gerader Doppelspuren variiert wurden.

In Experimenten außerhalb der systematischen Parametervariation wurden Energien bis

3,4 μJ getestet. Voruntersuchungen ergaben, dass mit schwächerer Fokussierung ($NA = 0,26$ und $f = 11 \text{ mm}$) keine Materialmodifikation im Volumen von YAG in einer Tiefe von 300 μm erzielt werden konnte. Die Zerstörschwelle lag bei dieser Fokussierung über 15 μJ und ab einer Energie von 19 μJ kam es stattdessen zur Oberflächenablation.

Für KTP und Pr:SrAl₁₂O₁₉ wurde der Parameterraum durch Vorexperimente soweit eingeschränkt, dass für die Herstellung der Wellenleiter die entsprechenden Parameter nur noch wenig variiert wurden. Der untersuchte Parameterraum ist daher wesentlich kleiner als im Falle von YAG. Allerdings wurde bei diesen Materialien auf die Untersuchungsergebnisse von YAG zurückgegriffen, so dass eine grobe Eingrenzung möglich war.

Im Falle von KTP wurden auch rechteckig angeordnete Spuren geschrieben (siehe Abb. 3.5 (b)). Dabei wurde der Abstand Δh zwischen 12 μm und 32 μm variiert. Für $\Delta h \leq 18 \mu\text{m}$ wurden dabei eine Pulsenergie von 1,1 μJ und für größere Abstände Pulsenergien von 1,5 μJ oder 1,9 μJ gewählt.

Für sämtliche Proben wurde eine asphärische Linse mit einer Brennweite von $f = 4,51 \text{ mm}$ und einer NA von 0,55 zur Fokussierung der Laserpulse verwendet. Für KTP wurde zusätzlich die Fokussierung mit einer weiteren asphärischen Linse mit $f = 3,1 \text{ mm}$ und $NA = 0,68$ getestet.

3.3.2 Zirkular gekrümmte Doppelspuren

In YAG wurden zusätzlich zirkular gekrümmte Doppelspuren hergestellt. Dabei wurden Kreisabschnitte der Bogenlänge b mit einem Krümmungsradius R geschrieben. Die Krümmungsradien wurden zwischen $R = 20 \text{ mm}$ und $R = 80 \text{ mm}$ variiert. Für die Innenkurve wurde der Krümmungsradius dem Spurb Abstand entsprechend kleiner gewählt.

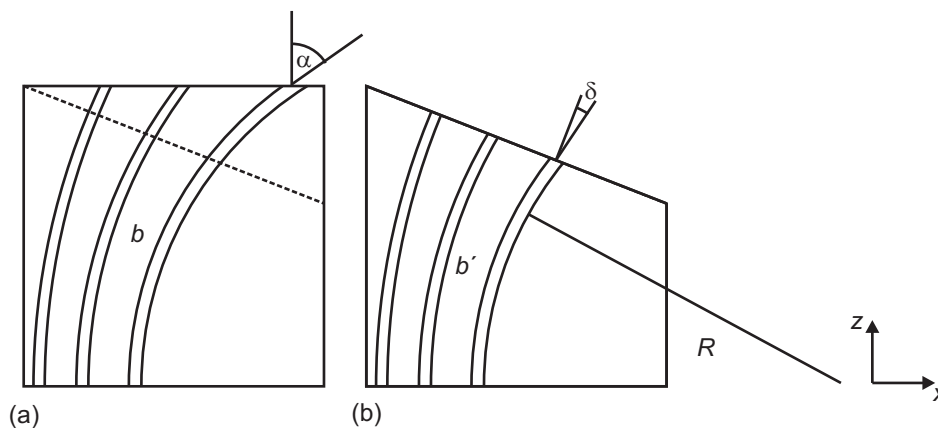


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung zirkular gekrümmter Doppelspuren mit dem Krümmungsradius R in einer quaderförmigen Probe. Die Abweichung von einem rechtwinkligen Auftreffen der Tangente der gekrümmten Doppelspur auf die Stirnfläche beträgt α (a). Die Stirnfläche wurde anschließend unter einem Winkel von 10° abgetragen, die Abweichung beträgt dann δ (b).

Allerdings trifft die Tangente an die Kreisabschnitte, sofern sie in eine quaderförmige Probe geschrieben werden, nicht unter einem rechten Winkel auf die Stirnseite (vgl. Abb. 3.6 (a)). Die Abweichung von 90° entspricht gerade dem Bogenwinkel α , der mit dem Krümmungsradius

3 Experimentelle Rahmenbedingungen für die fs-Laserstrukturierung

und der Bogenlänge über die Relation

$$\alpha = b/R \quad (3.9)$$

verknüpft ist. Um die Abweichung dieses Winkels von 90° zu minimieren wurde die Endfläche unter einem Winkel von 10° abgetragen. Dies ist in Abb. 3.6 (b) schematisch dargestellt. Die verbleibende Abweichung wird mit dem Winkel δ beschrieben. In Tabelle 3.7 sind die Parameter für zirkular gekrümmte Doppelspuren zusammengefasst. Durch das schräge Abtragen der

R in mm	b in mm	α in $^\circ$	b' in mm	δ in $^\circ$
80	10	7,2	9,6	-3
60	10,1	9,6	9,4	-1
50	10,1	11,5	9,2	0,6
40	10,1	14,5	9,1	3
30	10,2	19,5	8,9	7
20	10,5	30	8,6	15

Tabelle 3.7: Parameter für die zirkular gekrümmten Doppelspuren. Die Parameter b' und δ gelten für die abgeschrägte Probe.

Probe konnte demnach eine Reduktion der maximalen Abweichung vom senkrechten Auftreffen von 30° auf 15° erreicht werden. Der Winkel δ ist für alle Krümmungsradien mindestens einen Faktor zwei kleiner als α .

Die übrigen Parameter wurden konstant gehalten. Als Fokussieroptik wurde eine asphärische Linse ($f = 4,51$ mm und $NA = 0,55$) gewählt. Die Pulsenergie betrug $E_p = 0,5$ μ J, der Abstand $d = 25$ μ m und die Translationsgeschwindigkeit $v = 25$ μ m/s. Zusätzlich wurden Doppelspuren hergestellt, bei der die äußere Spur, von der größere Spannungen für den Bereich zwischen den Spuren erwartet werden (siehe Abb. 3.4), mit höheren Geschwindigkeiten zwischen 50 μ m/s und 150 μ m/s geschrieben wurde. So sollten die von der äußeren Spur induzierten Spannungen reduziert werden. In weiteren Strukturierungsexperimenten wurden zirkular gekrümmte Doppelspuren in eine 100 μ m dünne YAG Scheibe geschrieben. Dabei wurden höhere Pulsenergien von $0,75$ μ J und $1,5$ μ J und kleinere Krümmungsradien von minimal $3,225$ mm getestet.

3.3.3 S-Kurven

In YAG wurde eine weitere Art von Typ II Wellenleitern hergestellt, die im Folgenden als S-Kurven bezeichnet werden. Diese setzen sich ebenfalls aus zwei parallelen Spuren zusammen. An ein Stück geraden Wellenleiter sind zwei gegenteilig orientierte Stücke gekrümmte Wellenleiter angeschlossen. Den Abschluss bildet wieder ein Stück gerader Wellenleiter. Die entstehende Struktur ist schematisch in Abb. 3.7 dargestellt.

Dabei gibt die Bogenlänge b die Länge der gekrümmten Stücke an. Der Abstand $2x$ gibt die Entfernung der beiden geraden Teilstücke in x -Richtung an und zeigt wie weit das angekoppelte Licht vom eingekoppelten Licht getrennt werden kann. Die Entfernung L' ist die Länge der geraden Teilstücke. Für Krümmungsradien zwischen 10 mm und 100 mm wurden jeweils drei verschiedene Bogenlängen von $1,0$ mm, $1,4$ mm und $1,8$ mm getestet. Der Krümmungsradius der Innenkurve wurde entsprechend des Spurabstandes angepasst. Aus einfachen

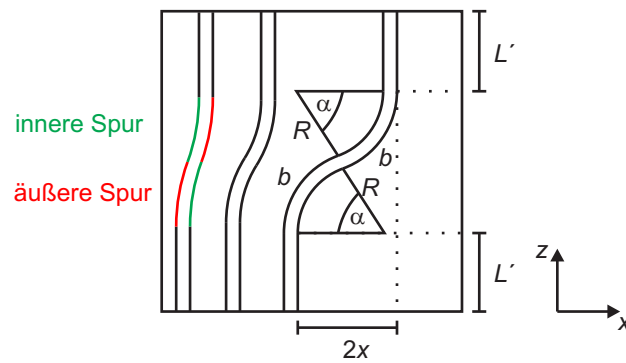


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung der Aufsicht der S-Kurven. Es sind die Bogenlänge b , die Radien R , der Bogenwinkel α , die Länge der geraden Stück L' und der Abstand $2x$ eingezeichnet.

geometrischen Überlegungen ergibt sich der Abstand $2x$ zu

$$2x = 2[R - R \cdot \cos(\alpha)], \quad (3.10)$$

und die Länge der geraden Teilstücke L' zu

$$L' = \frac{1}{2}[L - 2R \sin(\alpha)]. \quad (3.11)$$

Die übrigen Parameter (E_p , v , d) wurden analog zu denen der zirkular gekrümmten Strukturen in YAG gewählt.

3.3.4 Oszillation senkrecht zur Translationsrichtung

Um den modifizierten Bereich und somit auch die Spannungen auf das umliegende Material zu vergrößern wurde die Translationsbewegung in z -Richtung mit einer Oszillation in x -Richtung überlagert. Dies führt für eine sinusförmige Oszillation, wie in Abb. 3.2 (a) gezeigt, zu einem sinusförmigen Verfahrensweg. Die Achse reagiert wie zuvor beschrieben mit einem anderen Feedback auf die durch den Controller vorgegebene Bewegung. Die Zusammenhänge zwischen den Abweichungen der Achsenbewegung und der durch den Controller vorgegebenen Bewegung werden in Anhang A zusammengefasst. Diese Herstellungsmethode wurde in YAG und Yb:YAG angewendet.

Neben sinusförmigen Oszillationen wurden Zickzack-Bewegungen getestet, deren Feedback allerdings als komplexe Trajektorie aufgezeichnet wurde (Abb. 3.3 (a)).

Anhand von mikroskopischen Voruntersuchungen an Proben aus [Cal09, Sie10a] wurde festgestellt, dass der in diesen Arbeiten verwendete Linearverschiebetisch (Micos HPS-170) aufgrund der schlechteren Schwingungsdämpfung und Translationseigenschaften die Translationsbewegung ungewollt mit einer Oszillation überlagerte, welche in einer Sägezahntrajektorie resultierte (siehe Abb. 4.3 in Abschnitt 4.2.1). Die Frequenz der in dieser Arbeit realisierten Oszillationen senkrecht zur Translationsrichtung wurde entsprechend der Oszillationsfrequenz des Sägezahns dieses Verschiebetisches gewählt.

3 Experimentelle Rahmenbedingungen für die fs-Laserstrukturierung

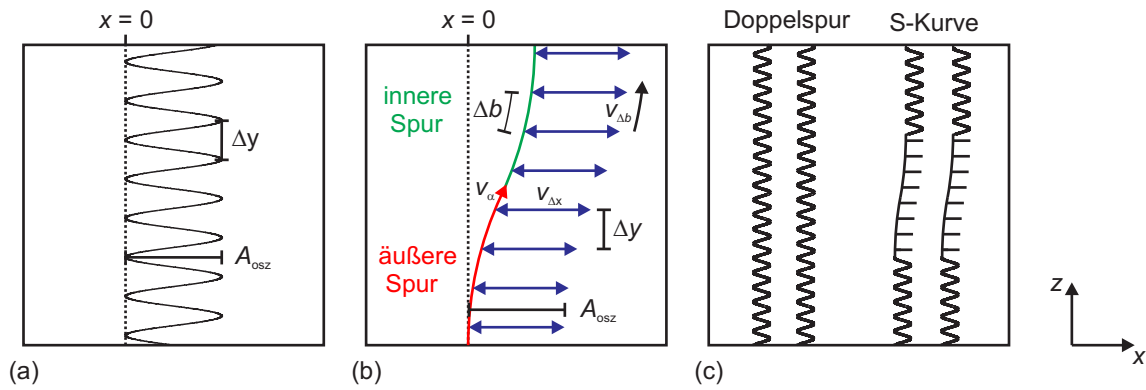


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung der Schreibschemata für Translationsbewegungen, die mit Oszillationen überlagert sind. Für die sinusförmige Oszillation sind die Oszillationsamplitude und die ortsabhängige Periode Δy angegeben (a). Zickzack-Bewegung für den gekrümmten Teil einer S-Kurve. Es sind die Oszillationsamplitude, die Bogenlänge Δb zwischen zwei Oszillationen und die Geschwindigkeit $v_{\Delta b}$, mit der dieses Stück zurückgelegt wird, angegeben. Die Geschwindigkeit in x -Richtung $v_{\Delta x}$ und die Winkelgeschwindigkeit v_{α} sind ebenfalls eingezeichnet (b). Trajektorien für eine gerade Doppelspur und eine S-Kurve (c).

Sinusoszillation

Abb. 3.8 (a) zeigt schematisch die vorgegebenen Bewegungen für eine sinusförmige Trajektorie. Die Oszillationsamplitude gibt den maximalen Ausschlag in x -Richtung vor. Die ortsabhängige Periode Δy bestimmt den Abstand zwischen zwei Maxima und ergibt sich aus der Geschwindigkeit in z -Richtung, also der Translationsgeschwindigkeit v , und der Oszillationsfrequenz v_{osz} zu

$$\Delta y = \frac{v}{v_{\text{osz}}}. \quad (3.12)$$

Die Geschwindigkeit in z -Richtung wird durch die Geschwindigkeit dieser Achse vorgegeben. In x -Richtung handelt es sich nicht um eine gleichförmige Bewegung und es wird eine maximale Geschwindigkeit nach Gleichung 3.8 erwartet.

In Tabelle 3.8 sind die gewählten Parameter für sinusförmige Oszillationen senkrecht zur Translationsbewegung zusammengefasst. Es wurden unterschiedliche Fokussieroptiken getes-

E_p in μJ	0,4 - 3,6
NA	0,55; 0,65; 0,68
v_{osz} in Hz	35; 70; 100
A_{osz} in μm	1 - 4
d in μm	25 - 38

Tabelle 3.8: Parameter für die Herstellung gerader Doppelspuren mit sinusförmiger Oszillation senkrecht zur Translationsbewegung.

tet, wobei für eine NA von 0,65 ein Olympus 50 \times Mikroskopobjektiv genutzt wurde. Die Fokussierung mit den anderen numerischen Aperturen wurde durch asphärische Linsen realisiert. Die Translationsgeschwindigkeit v betrug 25 $\mu\text{m/s}$.

Zickzack-Oszillation

Für gekrümmte Strukturen wurde ein anderes Schreibschema gewählt. Dieses ist in Abb. 3.8 (b) gezeigt. Die Achse wird um ein kleines Inkrement Δb der gesamten Bogenlänge b mit einer Geschwindigkeit $v_{\Delta b}$ verfahren. Darauf folgt eine Vor- und Zurück-Bewegung in x -Richtung mit einer Amplitude A_{osz} und einer Geschwindigkeit $v_{\Delta x}$. Dieser Bewegungsablauf wird wiederholt, bis die gesamte Bogenlänge abgefahren wurde. Die Geschwindigkeit v_{α} setzt sich aus den Geschwindigkeiten $v_{\Delta b}$ und $v_{\Delta x}$ zu

$$v_{\alpha} = \Delta b \left(\frac{\Delta b}{v_{\Delta b}} + \frac{\Delta x}{v_{\Delta x}} \right)^{-1} \quad (3.13)$$

zusammen.

Der Abstand in y -Richtung zwischen zwei Ausschlägen in x -Richtung Δy entspricht bei den gewählten kleinen Inkrementen im Wesentlichen Δb , welches für eine Frequenz von 70 Hz zu $0,357 \mu\text{m}$ gewählt wurde. In Tabelle 3.9 sind die Parameter für diesen Bewegungsablauf zusammengefasst. Die Pulsenergie wurde im Bereich zwischen $0,9 \mu\text{J}$ und $1,9 \mu\text{J}$ und der Abstand

A_{osz} in μm	$v_{\Delta b}$ in $\mu\text{m/s}$	$v_{\Delta x}$ in $\mu\text{m/s}$	v_{α} in $\mu\text{m/s}$
3	156,3	250	13,6
3,5	161,1	290	13,6
4	200	320	13,3
5	462,5	740	25

Tabelle 3.9: Parameter für die Herstellung gekrümmter Spuren mit Zickzack-förmiger Oszillation senkrecht zur Translationsbewegung.

d zwischen $26 \mu\text{m}$ und $30 \mu\text{m}$ variiert. Die Oszillationsfrequenz lag konstant bei 70 Hz und es wurden die Fokussieroptiken mit numerischen Aperturen von 0,65 und 0,68 gewählt.

S-Kurve mit Oszillation senkrecht zur Translationsrichtung

In Abb 3.8 (c) ist das Schreibschema für eine S-Kurve mit einer überlagerten Oszillation senkrecht zur Translationsrichtung gezeigt. In diesem Fall wird erst eine gerade Spur mit überlagelter sinusförmiger Oszillation geschrieben. Die gekrümmten Abschnitte werden mit einer Zickzack-Oszillation überlagert und es folgt wieder ein gerades Stück mit sinusförmiger Trajektorie.

In einem weiteren Experiment wurde versucht die Spannungen der äußeren Spur auf den inneren Bereich der Doppelspuren zu reduzieren (siehe Abb. 3.4 und Abb. 3.7), indem dieser Teil der S-Kurve ohne Zickzack-Oszillation geschrieben wurde. Die Pulsenergie blieb während des gesamten Strukturierungsvorgangs für eine S-Kurve konstant. Für unterschiedliche S-Kurven wurde die Pulsenergie im Bereich von $0,9 \mu\text{J}$ bis $1,9 \mu\text{J}$ variiert. Die übrigen Parameter für die einzelnen Teilstücke wurden entsprechend der vorherigen Abschnitte über die Sinus- und Zickzack-Oszillation gewählt.

3.3.5 Präparation der Proben

Die Proben wurden aus den entsprechenden Kristallen in Form eines Quaders herausgeschnitten und sowohl die x - z -Ebenen als auch die x - y -Ebenen planparallel auf optische Qualität poliert. Eine Politur der x - z -Ebene war notwendig, um Streuung des fs-Laserlichtes an Kratzern auf der Oberfläche zu vermeiden. Diese Streuung würde zu einer Unterbrechung der Spuren führen. Die x - y -Ebene wurde poliert, um die Betrachtung des Querschnittes der fs-Laser-geschriebenen Strukturen direkt nach der Strukturierung unter dem Mikroskop und Voruntersuchungen zur Wellenleitung zu ermöglichen.

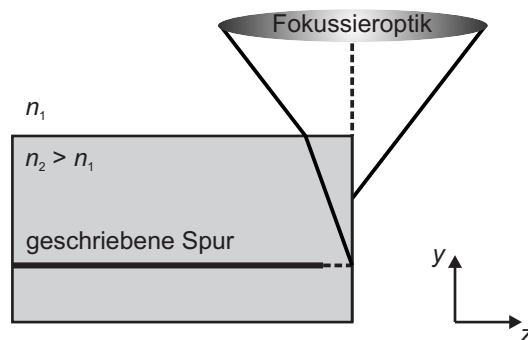


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung der Verzerrung des Fokus am Probenrand.

Der Fokus des fs-Laserstrahls wird an der Kristallkante derart verzerrt, dass dort die Intensität im fokalen Volumen bei den gewählten Energien in der Regel unter die Zerstörschwelle absinkt und die Spuren nicht bis an die Kristallkante der Probe heranreichen [Cal09, Sie10a]. Dies ist in Abb. 3.9 schematisch dargestellt. Daher wurden nach der fs-Laserstrukturierung von den Stirnflächen der Probe, also von den x - y -Ebenen, durch Lappen etwa $150\ \mu\text{m}$ abgetragen und diese erneut auf optische Qualität poliert.

3.4 Materialien

Es wurden drei verschiedene kristalline Materialien mit fs-Laserpulsen strukturiert. Hauptsächlich wurde YAG in einkristalliner und keramischer Form untersucht. Die YAG-Proben waren entweder undotiert oder mit Yb^{3+} in unterschiedlichen Konzentrationen dotiert. Weiterhin wurde ein System untersucht, welches aus einem Nd^{3+} dotierten YAG-Kristall, an den ein Cr^{4+} dotierter YAG-Kristall gebondet war, bestand. Zusätzlich wurden in KTP und Pr^{3+} dotiertes $\text{SrAl}_{12}\text{O}_{19}$ Typ II Wellenleiter geschrieben. In den folgenden Abschnitten werden die verschiedenen Materialien beschrieben.

3.4.1 YAG

Mit Seltenerd-Ionen dotierter Yttrium-Aluminium-Granat (YAG) wird kommerziell als Lasermaterial verwendet. Es wird nach dem Czochalski-Verfahren in hoher Qualität hergestellt und weist sowohl eine hohe Wärmeleitfähigkeit als auch eine hohe Mohs-Härte auf. Einige wichtige Eigenschaften von YAG sind in Tabelle 3.10 zusammengefasst. Der wellenlängenabhängige

Brechungsindex kann mit der Sellmeier-Gleichung

$$n(\lambda) = \sqrt{\frac{2,282 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0,01185} + \frac{3,27644 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 282,734} + 1} \quad (3.14)$$

berechnet werden [Zel98]. Die Wellenlänge λ wird in μm angegeben. Für dotierte YAG-Kristalle ändert sich der Brechungsindex mit der Dotierungskonzentration. Da diese Änderung typischerweise im Bereich von $\Delta n \approx 10^{-3}$ liegt [Pel95], wird sie im Folgenden für eine wellenlängenabhängige Berechnung des Brechungsindex vernachlässigt. YAG-Keramiken können

Y ₃ Al ₅ O ₁₂ (YAG)		
Gittersymmetrie	kubisch	[Yod51]
Gitterkonstante	$a = 12 \text{ \AA}$	[Yod51]
Schmelzpunkt	1930 °C	[Pet05]
Dichte	4,56 g/cm ³	[Yod51]
Wärmeleitfähigkeit	11,7 W/(m·K)	[Zag93]
Mohs-Härte	8 1/2	[For99]
Bandlücke	6,5 eV - 7 eV	[Sla69, Pie00]
Kationendichte	$1,38 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ (Y ³⁺ -Platz)	[Pet01]

Tabelle 3.10: Eigenschaften von undotiertem YAG.

in hoher optischer Qualität mit der VSN (Englisch: Vacuum Sintering and Nanocrystalline) Methode hergestellt werden. Sie weisen sehr ähnliche Eigenschaften zu einkristallinem YAG auf [Fre10]. Es wurden schon YAG-Keramiken mit Dimensionen von 400 mm × 50 mm × 8 mm oder 120 mm × 120 mm × 20 mm hergestellt [Fre10].

In dieser Arbeit wurden undotierte YAG Proben mit unterschiedlichen Abmessungen strukturiert. Die Proben waren zwischen 6,1 mm und 10 mm lang, hatten eine Breite von 10 mm bis 15,2 mm und eine Höhe von 2,5 mm bis 3,9 mm.

Nd:YAG

Neodym gehört zur chemischen Gruppe der Seltenen Erden, welche die Elemente der Lanthanide mit den Ordnungszahlen 57 (Lanthan) bis 71 (Lutetium) und zusätzlich Yttrium und Scandium beinhalten. Bei den Lanthaniden werden das 5s-, das 5p- und das 6s-Orbital vollständig besetzt, bevor das näher am Kern liegende 4f-Orbital aufgefüllt wird. In YAG werden Ytterbium und Neodym durch Abgabe der zwei 6s-Elektronen und eines 4f-Elektrons auf den Platz des Yttriums als dreiwertiges Ion eingebaut.

Für trivalentes Neodym Nd³⁺ lautet die Elektronenkonfiguration [Xe]4f³. Dabei ist [Xe] die Elektronenkonfiguration von Xenon. Die drei Elektronen des 4f-Orbitals sind sehr gut von den weiter außen liegenden Elektronen der 5s- und 5p-Orbitale abgeschirmt. Der Einfluss des Kristallfeldes, also des elektrostatischen Feldes der benachbarten Ionen (Liganden) des Wirtskristalls, auf die Lage der Energieniveaus kann somit gemäß der Störungstheorie in die Beschreibung eines freien Ions eingefügt werden. Eine ausführliche Beschreibung von Mehrelektronensystemen kann in [Bra03] nachgeschlagen werden.

3 Experimentelle Rahmenbedingungen für die fs-Laserstrukturierung

Trotz des schwachen Einflusses des elektrostatischen Kristallfeldes führt dieses über den Stark-Effekt zu einer Aufhebung der Entartung der Energieniveaus und eine Aufspaltung in $(2J + 1)$ Stark-Niveaus. Allerdings bleibt für Ionen mit ungerader Elektronenzahl eine zweifache Entartung enthalten und es findet demnach nach dem Kramerstheorem nur eine Aufspaltung in $(2J + 1)/2$ Stark-Niveaus statt. Weiterhin sorgt das Kristallfeld für eine schwache Beimischung von Zuständen anderer Parität, so dass eigentlich paritätsverbotene Übergänge innerhalb des 4f-Orbitals schwach erlaubt werden. Ausführliche Zusammenfassungen dieser Thematik finden sich beispielsweise in [Cze02, Krä08, Pet09, Fre10, Fec11a].

In Abb. 3.10 (a) ist der Bereich des Energieniveauschemas von Nd:YAG für die relevanten Laserübergänge gezeigt. Dabei gilt die Nomenklatur $^{2S+1}L_J$ mit den Quantenzahlen des Spins S , des Bahndrehimpulses L und des Gesamtdrehimpulses J . Für den Bahndrehimpuls werden den Buchstaben S, P, D, F,... die Werte $L = 0, 1, 2, 3, \dots$ zugeordnet.

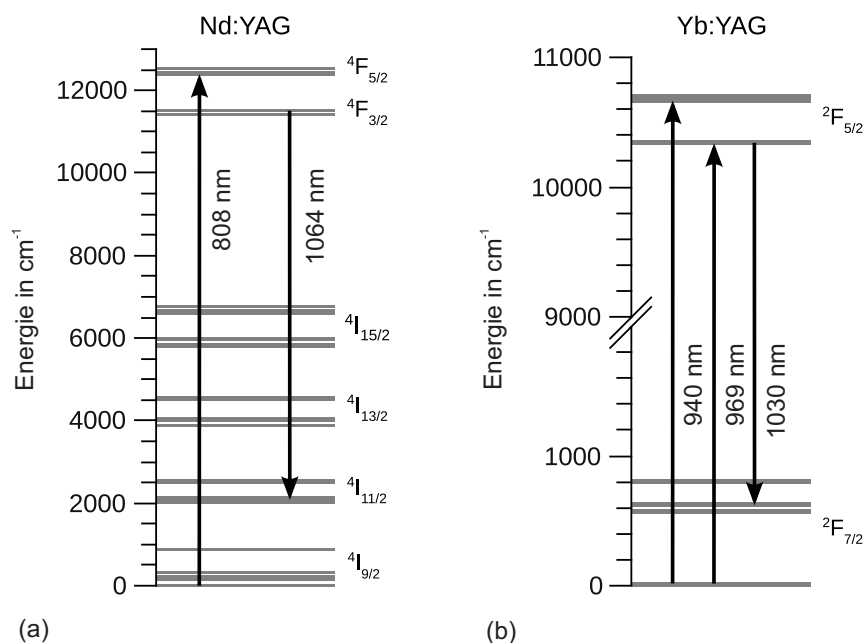


Abbildung 3.10: Energieniveauschemata von Nd:YAG [Kon64] (a) und Yb:YAG [Bog75] (b) beide aus [Sie10a].

In dieser Arbeit wurde der Nd:YAG Vier-Niveau-Laser bei einer Wellenlänge von 1064 nm realisiert. Dabei fand die Anregung durch eine Pumpwellenlänge von 808 nm vom Grundzustand $^4I_{9/2}$ in das $^4F_{5/2}$ -Multipllett statt. Von diesem Multipllett erfolgt ein schneller nichtstrahlender Zerfall in das obere Laserniveau $^4F_{3/2}$. Der Laserübergang vom $^4F_{3/2}$ - in das $^4I_{11/2}$ -Multipllett entspricht der Wellenlänge von 1064 nm. Vom unteren Laserniveau erfolgt wiederum ein schneller phononischer Zerfall in den Grundzustand.

Nd:YAG besitzt relativ hohe Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitte bei den genannten Wellenlängen von $\sigma_{\text{abs}} = 7,9 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ und $\sigma_{\text{em}} = 28 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ [Cze02] und eine Fluoreszenzlebensdauer von $\tau = 230 \mu\text{s}$ [Sve98]. Die Wärmeleitfähigkeit sinkt bei einer Dotierungskonzentration von 1% auf einen Wert von $9,4 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})^2$, da die Phononenpropagation

²Die Literaturangaben für die Wärmeleitfähigkeit von YAG unterscheiden sich im Bereich von $10,1 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ bis $13 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$, für Nd:YAG mit einer Dotierungskonzentration von 1% variieren die Werte zwischen $9,4 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ und $11,1 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ [Mor08, Fre10].

durch die Verunreinigungen (Nd^{3+} -Ionen) und durch die Massendifferenz des Dotierions zum substituierten Element Yttrium gestört wird [Mor08].

Aufgrund des Vierniveauschemas ist es relativ leicht Besetzungsinversion zwischen dem oberen Laserniveau und dem $^4\text{I}_{11/2}$ -Multiplett zu erzeugen und somit werden geringe Laserschwel­len erreicht. Der differentielle Wirkungsgrad ist jedoch aufgrund des Quantendefekts ($1 - \lambda_{\text{pump}}/\lambda_{\text{laser}}$) auf maximal 76% begrenzt. Die Energiedifferenz wird in Form von Phononen an das Kristallgitter abgegeben und führt zu einer Erwärmung des Kristalls.

Die Dotierungskonzentration von Nd^{3+} in YAG sollte nicht wesentlich höher als zu 1% gewählt werden, da ansonsten vermehrt Upconversion- und Kreuzrelaxationsprozesse auftreten, welche sich negativ auf die Eigenschaften des Lasers auswirken [Deb81, Har99]. Die in dieser Arbeit untersuchte Probe bestand aus einem 6,7 mm langen Nd:YAG-Kristall mit einer Dotierungskonzentration von 1,1% an den ein 2,6 mm langer Cr^{4+} :YAG-Kristall gebondet war. Die Probe hatte eine Breite in x -Richtung von 5 mm und eine Höhe in y -Richtung von 3,3 mm.

Yb:YAG

Ytterbium gehört ebenfalls zur chemischen Gruppe der Lanthanide und es gelten daher bei einer Dotierung in YAG ähnliche Bedingungen wie für Nd^{3+} . Das trivalente Ytterbium Yb^{3+} hat eine Elektronenkonfiguration von $[\text{Xe}]4f^{13}$. Die 4f-Schale ist somit bis auf ein Elektron voll besetzt. Dies ist äquivalent zu einem Loch in der Schale, wodurch das Energieniveauschema nur durch die zwei Stark-Multipletts $^4\text{F}_{7/2}$ und $^4\text{F}_{5/2}$ gebildet wird [Bra03].

Aufgrund der hohen Kernladungszahl des Ytterbiums werden die außen liegenden 5s- und 5p-Orbitale näher an den Kern heran gezogen. Dies führt auf der einen Seite zwar zu einem geringeren Überlapp mit den Orbitalen der Liganden, auf der anderen Seite ist das 4f-Orbital wesentlich weniger abgeschirmt, wodurch die Kopplung der Übergänge innerhalb dieses Orbitals an das Gitter erhöht wird. Daher kommt es zu einer starken phononischen Verbreiterung der Emissions- und Absorptionslinien.

Abb. 3.10 (b) zeigt das Energieniveauschema für Yb:YAG. Es sind die für diese Arbeit relevanten Pumpübergänge bei Wellenlängen von 940 nm ($\sigma_{\text{abs}} = 8,2 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$) und 969 nm ($\sigma_{\text{abs}} = 8,3 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$) und der Laserübergang bei 1030 nm ($\sigma_{\text{em}} = 18,9 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$) eingezeichnet. Die Lebensdauer des oberen Laserniveaus liegt bei 950 μs (Daten aus [Krä08]).

Da nur zwei Stark-Multipletts an den Pump- und Laserübergängen beteiligt sind, werden Ytterbium-Laser als Quasi-Drei-Niveau-Laser bezeichnet. Bei einer Wellenlänge von 940 nm wird ein oberes Stark-Niveau des $^4\text{F}_{5/2}$ -Multipletts angeregt, worauf ein schneller phononischer Zerfall in den Grundzustand dieses Multipletts erfolgt. Der Laserübergang findet bei einer Wellenlänge von 1030 nm in ein höheres Stark-Niveau des $^4\text{F}_{7/2}$ -Multipletts statt, dessen Besetzung dann ebenfalls schnell thermisch in den Grundzustand dieses Multipletts relaxiert. Allerdings sind die höheren Zustände der Stark-Multipletts im Gegensatz zum $^4\text{I}_{11/2}$ -Multiplett von Nd:YAG thermisch besetzt, so dass es zu Reabsorption auf der Laserwellenlänge von 1030 nm kommt. Dies führt im Allgemeinen zu höheren Laserschwel­len bei Ytterbium-Lasern im Vergleich zu Neodym-Lasern.

Auf der anderen Seite ist der Quantendefekt wesentlich geringer, so dass bei Pumpwellenlängen von 940 nm oder 969 nm theoretische Wirkungsgrade von über 90% erreicht werden können. Zusätzlich sind aufgrund des einfachen Energieniveauschemas interionische Kreuzrelaxations- und Upconversionprozesse oder ESA (Englisch: Excited State Absorption)

3 Experimentelle Rahmenbedingungen für die fs-Laserstrukturierung

ausgeschlossen, so dass im Vergleich zu Nd:YAG wesentlich höhere Dotierungskonzentrationen gewählt werden können.

Allerdings wurde beispielsweise in Scheibenlaserexperimenten beobachtet, dass bei hohen Auskoppelverlusten der differentielle Wirkungsgrad sinkt und sich dieser Effekt mit höherer Dotierungskonzentration verstärkt. Als möglicher Grund wurden nichtlineare Verlustprozesse aufgeführt. Diese konnten mit dem Auftreten von Photoleitung in Yb:YAG unter Bestrahlung mit 940 nm Licht in Verbindung gebracht werden [Fre10]. In Yb:YAG Wellenleiterlasern, die mit fs-Laserstrukturierung hergestellt wurden, konnte bei einer Dotierungskonzentration von 7% trotz eines Auskoppelgrades von 99% jedoch keine signifikante Reduktion der Effizienz festgestellt werden [Sie10a].

In dieser Arbeit wurden Dotierungskonzentrationen von 7% für einkristallines Yb:YAG und von 15% für die Yb:YAG Keramik gewählt. Die Wärmeleitfähigkeit sinkt bei diesen Dotierungskonzentrationen auf ca. 6 W/(m·K) bzw. 5 W/(m·K) [Bei08, Fre10].

Der einkristalline Yb:YAG-Kristall war 9,5 mm in z -Richtung, 10 mm in x -Richtung und 3,5 mm in y lang und wurde durch die Firma FEE GmbH, Deutschland, bereitgestellt. Die Yb:YAG Keramik hatte Abmessungen von 9,7 mm \times 10 mm \times 3 mm und wurde durch die Firma Konoshima Chemical Co. Ltd., Japan, bereitgestellt.

Cr⁴⁺:YAG

Chrom gehört zur Gruppe der Übergangsmetalle und liegt als vierwertiges Ion in der [Ar]3d² Elektronenkonfiguration vor. Dabei ist [Ar] die Elektronenkonfiguration von Argon. Aufgrund der fehlenden Abschirmung durch Elektronen in weiter außen liegenden Orbitalen sind die 3d-Elektronen einem starken Kristallfeld ausgesetzt. Daher kann dieses nicht mehr als schwache Störung betrachtet werden und die Aufspaltung der Energieniveaus wird durch die Stärke und die Symmetrie des Kristallfeldes an dem Platz des Cr⁴⁺ dominiert. Die resultierende starke Elektron-Phonon-Kopplung führt zu sehr breiten Emissions- und Absorptionsbanden. Diese breiten Banden resultieren im Wesentlichen aus einer Änderung der Gleichgewichtsposition der Konfigurationskoordinate Q , die den mittleren Abstand der Liganden vom Zentralion beschreibt, für den Grund- und den angeregten Zustand. Im Falle des Nd³⁺ (schwache Elektron-Phonon-Kopplung durch eine starke Kristallfeldabschirmung) ist dieser Gleichgewichtsabstand für Grund- und angeregten Zustand nahezu identisch. Eine detaillierte Beschreibung dazu kann beispielsweise in [Gün11, Fec11a] nachgelesen werden.

Cr⁴⁺ auf dem tetraedrischen Al³⁺-Platz in YAG weist eine Absorptionsbande bei einer Wellenlänge um 1 μ m auf. Diese Absorption entspricht dem Übergang ${}^3A_2 \rightarrow {}^3T_1$. Bei 1064 nm liegt der Absorptionswirkungsquerschnitt zwischen $3 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ und $7 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ [Küc96, Mal09]. Die mittlere Lebensdauer des 3T_2 -Multipletts beträgt 3,4 μ s [Shi95].

Zur Ladungskompensation wird in Cr⁴⁺:YAG eine Kodotierung mit Ca²⁺ oder Mg²⁺ benötigt. Andernfalls wird Chrom dreiwertig auf den oktaedrischen Al³⁺ Platz in YAG eingebaut, welches im Wellenlängenbereich von 1 μ m optisch inaktiv ist. Trotz dieser Ladungskompensation wird dreiwertiges Chrom mit mindestens 10-fach höherer Konzentration als vierwertiges Chrom in YAG eingebaut [Küc96]. Nur aufgrund der hohen Absorptionswirkungsquerschnitte kann effizient Licht absorbiert werden. Diese effiziente Absorption von Licht macht es möglich Cr⁴⁺:YAG als sättigbaren Absorber für gütegeschaltete Laser einzusetzen.

Die Anfangstransmission des in dieser Arbeit verwendeten 2,6 mm langen Cr⁴⁺:YAG-

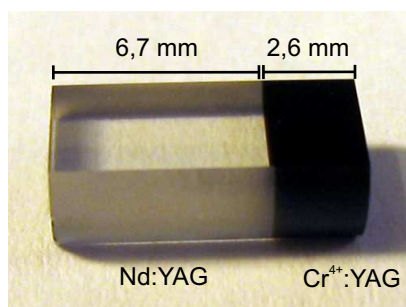


Abbildung 3.11: Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG Kristall. Der 2,6 mm lange Cr⁴⁺:YAG ist an einen 6,7 mm langen Nd:YAG gebondet.

Kristalls bei einer Wellenlänge von 1064 nm, welche der Transmission bei sehr niedrigen Laserintensitäten entspricht, lag bei 30%. Die Kodotierung ist unbekannt. Dieser Cr⁴⁺:YAG-Kristall war wie zuvor erwähnt an einen Nd:YAG-Kristall gebondet. In Abb. 3.11 ist die verwendete Probe abgebildet.

3.4.2 SrAl₁₂O₁₉

Strontiumdodekaaluminiumoxid SrAl₁₂O₁₉ gehört zur Gruppe der Hexaaluminate und zeichnet sich durch eine hohe Wärmeleitfähigkeit und Mohs-Härte aus. Die in dieser Arbeit verwendete Probe wurde nach dem Czochalski-Verfahren am Institut für Laser-Physik der Universität Hamburg hergestellt [Fec11a]. In Tabelle 3.11 sind einige wichtige Eigenschaften dieses Materials zusammengefasst. Dabei wurden die Wärmeleitfähigkeit und Mohs-Härte an SrAl₁₂O₁₉

SrAl ₁₂ O ₁₉		
Gittersymmetrie	hexagonal	[Kim90]
Gitterkonstanten	$a = 5,567 \text{ \AA}$ $c = 22,002 \text{ \AA}$	[Kim90]
Schmelzpunkt	1790 °C	[Gan79]
Dichte	4,03 g/cm ³	[Kim90]
Wärmeleitfähigkeit	11 W/(m·K)	[Fec11b]
Mohs-Härte	9	[Fec11b]
Bandlücke	7,5 eV	[Rod03]
Kationendichte	$0,3387 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ (Sr ²⁺ -Platz)	[Kim90]

Tabelle 3.11: Eigenschaften von SrAl₁₂O₁₉.

mit einer Dotierungskonzentration von 1% Pr³⁺ gemessen. Aufgrund der hexagonalen Kristallstruktur weist dieser uniaxiale Kristall für unterschiedliche Polarisationsrichtungen unterschiedliche Brechungsindizes auf. Dabei wird eine Polarisation senkrecht zur *c*-Achse mit σ -Polarisation und parallel zur *c*-Achse mit π -Polarisation bezeichnet. Der Brechungsindex für SrAl₁₂O₁₉ ist bei einer Wellenlänge von 590 nm zu einem mittleren Wert für beide Polarisationsrichtungen von $n = 1,76$ bestimmt worden [Fec11b]. Die Koeffizienten der Sellmeier-

3 Experimentelle Rahmenbedingungen für die fs-Laserstrukturierung

Gleichung für $\text{SrAl}_{12}\text{O}_{19}$ sind unbekannt. Daher wird, wie von Merkle *et al.* vorgeschlagen, die Gleichung des wellenlängenabhängigen Brechungsindex von $\text{LaMgAl}_{11}\text{O}_{19}$, welches sehr ähnliche Eigenschaften zu $\text{SrAl}_{12}\text{O}_{19}$ aufweist,

$$n(\lambda) = 1,75 + (12700\text{nm}^2)/\lambda^2 \quad (3.15)$$

verwendet [Mer96]. Die Wellenlänge wird in nm angegeben und die Gleichung für beide Polarisationsrichtungen angewendet.

Pr:SrAl₁₂O₁₉

Praseodym gehört ebenfalls zur Gruppe der Seltenen Erden und liegt benachbart zu Neodym im Periodensystem. Das trivalente Pr^{3+} weist eine Elektronenkonfiguration von $[\text{Xe}]4f^2$ auf. Das resultierende Energieniveauschema für die Übergänge im sichtbaren Spektralbereich inklusive der energetisch niedrigsten $4f^15d^1$ -Zustände ist in Abb. 3.12 gezeigt. Anders als die 4f-Orbitale sind die weiter außen liegenden 5d-Orbitale dem Kristallfeld stärker ausgesetzt, so dass eine hohe Abhängigkeit der energetischen Aufspaltung dieser Energieniveaus vom Wirtsmaterial besteht. Der energetische Abstand der $^3\text{P}_{0,1,2}$ -Multipletts von den $4f^15d^1$ -Zuständen muss für Laserbetrieb im sichtbaren Spektralbereich so groß sein, dass weder ESA für die Pump- noch für die Laserwellenlänge in diese breitbandigen Multipletts erfolgt. Weiterhin ist aufgrund von Kreuzrelaxationsprozessen, die zu einer Entvölkerung des oberen Laserniveaus führen, die maximale Dotierungskonzentration für effizienten Laserbetrieb im Falle von Pr^{3+} auf relativ geringe Ionendichten begrenzt. Als letzte Bedingung müssen für Pr^{3+} -Ionen Wirtsgitter mit geringen Phononenenergien gewählt werden. Andernfalls geht Besetzung des oberen Laserniveaus durch Multiphononenrelaxation infolge des geringen Energieabstandes $\Delta E \approx 3400\text{cm}^{-1}$ vom $^1\text{D}_2$ -Multiplett in dieses Multiplett verloren. Diese Bedingungen werden durch das Wirtsmaterial $\text{SrAl}_{12}\text{O}_{19}$ erfüllt. Im Gegensatz dazu ist Lasertätigkeit im sichtbaren Spektralbereich von Pr^{3+} in anderen Oxidkristallen wie z. B. YAG aufgrund von ESA in die $4f^15d^1$ -Zustände nicht möglich [Che94].

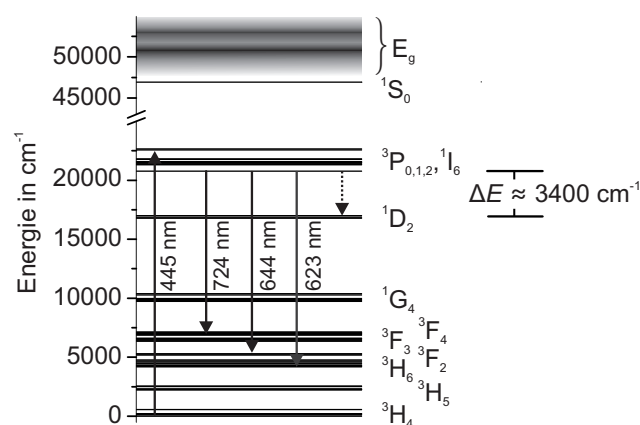


Abbildung 3.12: Energieniveauschema von $\text{Pr}:\text{SrAl}_{12}\text{O}_{19}$ [Fec11a].

In Abb. 3.12 sind die für diese Arbeit relevanten Pump- und Laserübergänge eingezeichnet. Die Anregung vom $^3\text{H}_4$ -Grundzustand in das $^3\text{P}_2$ -Multiplett erfolgt bei einer Wellenlänge von

445 nm ($\sigma_{\text{abs}} = 1,3 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$, σ -Polarisation). Ein schneller phononischer Zerfall bevölkert das obere Laserniveau (${}^3\text{P}_0$). In dieser Arbeit wurden die Laserübergänge bei 623 nm (${}^3\text{P}_0 \rightarrow {}^3\text{H}_6$), 644 nm (${}^3\text{P}_0 \rightarrow {}^3\text{F}_2$) und 724 nm (${}^3\text{P}_0 \rightarrow {}^3\text{F}_4$) in Wellenleiterkonfiguration realisiert. Die Wirkungsquerschnitte wurden von Fechner für die σ -Polarisation zu $\sigma_{\text{em}} = 3,79 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ bei 623 nm, $\sigma_{\text{em}} = 9,67 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ bei 644 nm und $\sigma_{\text{em}} = 10 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ bei 724 nm bestimmt [Fec11a]. Da von den Laserzielniveaus wiederum ein schneller phononischer Zerfall in den Grundzustand erfolgt, entsprechen die vorgestellten Schemata Vier-Niveau-Lasern.

In $\text{SrAl}_{12}\text{O}_{19}$ wird das dreiwertige Pr^{3+} auf den Platz des zweiwertigen Sr^{2+} eingebaut. Daher wurde der Kristall zur Ladungskompensation in gleicher absoluter Ionenzahl mit zweiwertigen Mg^{2+} -Ionen kodotiert, welche aufgrund der Ionenradien den Al^{3+} -Platz besetzen. In dieser Arbeit wurde eine Dotierungskonzentration von 5% gewählt³. Die Wärmeleitfähigkeit dieses Materials wurde bisher noch nicht in Abhängigkeit der Dotierungskonzentration gemessen.

Die c -Achse des in dieser Arbeit verwendeten Kristalls war parallel zur Oberfläche der Probe und senkrecht zur Translationsrichtung, also parallel zur x -Achse, ausgerichtet (vgl. Abb. 2.7 (b)). Der Kristall war 6,6 mm in z -Richtung, 5,1 mm in x -Richtung und 2 mm in y -Richtung lang.

3.4.3 KTP

Kaliumtitanylphosphat (KTP) wird aufgrund seiner hohen nichtlinearen Koeffizienten zur effizienten Wellenlängenkonversion von Laserlicht eingesetzt. KTP weist eine exzellente Wärmeleitfähigkeit auf und kann somit bei hohen Leistungen eingesetzt werden.

KTiOPO ₄ (KTP)		
Gittersymmetrie	orthorhombisch	[Bie89]
Gitterkonstanten	$a = 12,814 \text{ \AA}$ $b = 6,404 \text{ \AA}$ $c = 10,616 \text{ \AA}$	[Bie89]
Schmelzpunkt	1150 °C	[Bie89]
Dichte	3,01 g/cm ³	[Nod97]
Wärmeleitfähigkeit	13 W/(m·K)	[Zhe01]
Mohs-Härte	5	[Nik05]
Bandlücke	3,6 eV	[Li97]

Tabelle 3.12: Eigenschaften von KTP.

In Anwendungen zur Wellenlängenkonversion werden die Kristallachsen normalerweise mit x -, y - und z -Achse bezeichnet. Diese entsprechen den fundamentalen kristallographischen a , b und c -Achsen. Normalerweise werden die Kristalle senkrecht zu diesen fundamentalen Achsen geschnitten. Ein Kristall, der senkrecht zur z -Achse geschnitten wurde, wird als z -geschnittener KTP bezeichnet. In dieser Arbeit werden die Achsen des gewählten Koordinatensystem mit x ,

³Aufgrund der geringen Sr^{2+} Kationendichte wäre eine entsprechende Dotierungskonzentration in YAG etwa um den Faktor 4,1 höher.

3 Experimentelle Rahmenbedingungen für die fs-Laserstrukturierung

y , z benannt und die KTP-Kristallachsen mit x' , y' und z' . Die wichtigsten Eigenschaften von KTP sind in Tabelle 3.12 zusammengefasst.

Brechungsindex	A	B	C	D
$n_{x'}$	2,16747	0,83733	0,04611	0,01713
$n_{y'}$	2,19229	0,83547	0,04970	0,01621
$n_{z'}$	2,25411	1,06543	0,05486	0,02140

Tabelle 3.13: Koeffizienten der Sellmeier-Gleichung für KTP [Fan87].

Die Sellmeier-Gleichungen für KTP lauten [Fan87]:

$$n(\lambda) = \sqrt{A + \frac{B}{1 - C/\lambda^2} - D\lambda^2}. \quad (3.16)$$

Die Wellenlänge λ wird in μm angegeben. Aufgrund der orthorhombischen Kristallstruktur handelt es sich um einen biaxialen Kristall und die Kristallachsen weisen unterschiedliche Brechungsindizes auf. Die Koeffizienten $A - D$ sind für die verschiedenen Kristallachsen in Tabelle 3.13 zusammengefasst⁴.

Die in dieser Arbeit verwendeten Proben waren 11 mm in x' -Richtung, 6 mm in y' -Richtung und 1 mm in z' -Richtung lang und der Kristall war z' -geschnitten. Die Spuren wurden parallel zur x' -Kristallachse geschrieben.

⁴In der Literatur werden unterschiedliche Koeffizienten der Sellmeier-Gleichung für KTP angegeben [Fan87, Bie89, Kat02, Fra99]. Die resultierenden Brechungsindizes unterscheiden sich allerdings erst in der dritten Nachkommastelle.

4 Mikroskopische und Röntgentopographische Untersuchungen

Die fs-Laser-geschriebenen Strukturen wurden mit unterschiedlichen lichtmikroskopischen Methoden untersucht. Dazu wurde ein Leica DM 4000M Mikroskop verwendet, welches die Untersuchung der Proben mittels Hellfeld und Dunkelfeld sowohl im Auflicht- als auch im Durchlicht-Modus ermöglichte. Im Auflicht-Modus wurde außerdem der differentielle-Interferenz-Kontrast angewendet und im Durchlicht-Modus die Methoden des Phasen- und Polarisationskontrastes.

YAG wurde zusätzlich mittels Röntgentopographie am Institut für Optik und Quantenelektronik der Friedrich-Schiller-Universität, Jena, untersucht. Weiterhin wurden an Strukturen in YAG auch Messungen mittels Rasterkraftmikroskopie durchgeführt.

Im folgenden Kapitel werden die unterschiedlichen Lichtmikroskopiemethoden erläutert. Darauf folgen drei Abschnitte in denen die Ergebnisse der Untersuchungen für YAG bzw. Yb:YAG, Pr:SrAl₁₂O₁₉ und KTP vorgestellt werden. Für Strukturen in der untersuchten Yb:YAG Keramik bzw. in dem Nd:YAG Kristall, an den ein Cr⁴⁺:YAG Kristall gebondet ist, ergaben sich zu den hier diskutierten Resultaten sehr ähnliche Ergebnisse der lichtmikroskopischen Untersuchungen. Daher werden diese Proben nicht gesondert beschrieben.

In YAG wurden im Rahmen dieser Arbeit Strukturen mit zwei unterschiedlichen Herstellungsmethoden geschrieben. Zum einen wurden Spuren durch eine einfache lineare Translationsbewegung hergestellt, zum anderen wurde diese Translationsbewegung mit einer Oszillation senkrecht zur Translationsrichtung überlagert (siehe Abschnitt 3.3). Ein Schwerpunkt der mikroskopischen Untersuchungen liegt in dem Vergleich von Strukturen, die mit diesen unterschiedlichen Methoden hergestellt wurden. Weiterhin werden diese Strukturen mit Spuren verglichen, die in YAG mit einem anderen Positioniersystem hergestellt wurden [Cal09, Sie10a]. Dabei werden hauptsächlich diejenigen Strukturen gezeigt, die gute wellenleitende Eigenschaften aufwiesen. Es werden qualitative Unterschiede beschrieben, die hauptsächlich aufgrund der unterschiedlichen Herstellungsmethoden und nicht aufgrund anderer unterschiedlich gewählter Parameter auftreten. Effekte, die sich auf unterschiedliche Schreibparameter innerhalb einer Herstellungsmethode zurückführen lassen, werden zusätzlich an einigen Beispielen gezeigt.

Die Ergebnisse der Rasterkraftmikroskopie sowie Grundlagen, der Aufbau und die Ergebnisse zur Röntgentopographie werden am Ende des Kapitels beschrieben.

Abb. 4.1 zeigt eine schematische Ansicht einer strukturierten Probe. Die unter dem Mikroskop betrachteten Flächen sind in grau dargestellt und werden im Folgenden mit Aufsicht (x - z -Ebene) und Querschnitt (x - y -Ebene) bezeichnet.

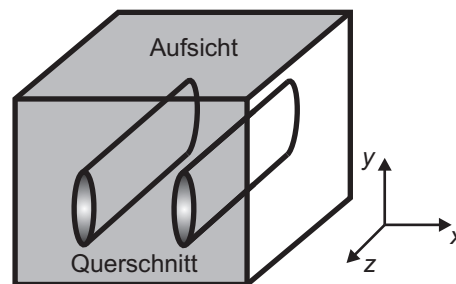


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung einer strukturierten Probe inklusive der unter dem Mikroskop betrachteten Flächen (Querschnitt und Aufsicht).

4.1 Lichtmikroskopiemethoden

In diesem Abschnitt werden die unterschiedlichen verwendeten Mikroskopiemethoden kurz erläutert. Man unterscheidet dabei den Durchlicht- und den Aufsicht-Modus. Im Durchlicht-Modus wird die Probe durchleuchtet und im Aufsicht-Modus werden hauptsächlich Oberflächenstrukturen sichtbar gemacht, indem die Probe von der Seite des Mikroskopobjektivs beleuchtet wird. Weitaus detailliertere Erläuterungen zur Mikroskopie können in [Mur01] nachgelesen werden.

Hellfeld

Die Hellfeldmikroskopie ist die Standardmethode für Lichtmikroskope. Es werden neben den Standardbauteilen eines Mikroskops keine zusätzlichen optischen Elemente benötigt. Im Durchlicht-Modus werden Objekte mit Weißlicht durchleuchtet. Die Intensität wird in Abhängigkeit der ortsabhängigen Transparenz der Probe abgeschwächt. Objektdetails werden so dunkel auf hellem Hintergrund sichtbar gemacht. Das verwendete Mikroskop ermöglicht eine bis zu 500-fache Vergrößerung.

Dunkelfeld

In der Dunkelfeldmikroskopie wird das Beleuchtungslicht am Objektiv vorbei geführt, wobei der untersuchte Bereich der Probe gleichzeitig vollständig ausgeleuchtet wird. Im Gegensatz zum Beleuchtungslicht wird gestreutes Licht durch das Objektiv aufgesammelt und kann beobachtet werden. Daher können mit der Dunkelfeldmikroskopie Streuzentren mit hohem Kontrast auf dunklem Hintergrund sichtbar gemacht werden, wobei eine Vergrößerung bis zu einem Faktor 500 zur Verfügung stand.

Polarisationskontrast

Beim Polarisationskontrast wird die Probe mit linear polarisiertem Licht im Durchlicht-Modus beleuchtet. Nach der Transmission durch die Probe und das Objektiv durchläuft das Licht einen senkrecht zur Polarisationsrichtung des Beleuchtungslichtes stehenden Analysator. Wird nun eine optisch isotrope Probe betrachtet erscheint das Bild dunkel, da kein Licht den Analysator passieren kann. Ändert sich hingegen die Polarisation aufgrund optischer Anisotropie innerhalb der Probe, kann Licht durch den Analysator transmittiert werden. Somit kann mit dieser

Methode intrinsische Doppelbrechung bzw. spannungsinduzierte Doppelbrechung sichtbar gemacht werden (siehe Abschnitt 2.2.2).

In einem optisch isotropen Material werden die Bereiche, in denen spannungsinduzierte Doppelbrechung auftritt, hell auf dunklem Hintergrund abgebildet. Werden optisch anisotrope Proben untersucht, muss die Polarisationsrichtung des einfallenden Lichtes entsprechend den Normalmoden des Kristalls gewählt werden, damit sich die Polarisation des Beleuchtungslichtes nicht schon aufgrund der intrinsischen Doppelbrechung des Kristalls ändert. Spannungsinduzierte Doppelbrechung kann nur dann sichtbar gemacht werden, wenn sie nicht parallel zu der entsprechenden Normalmode auftritt. Im Polarisationskontrast-Modus ist mit dem verwendeten Mikroskop eine Vergrößerung um einen Faktor 500 möglich.

Phasenkontrast

Im Gegensatz zur einfachen Hellfeldmikroskopie kann durch die Phasenkontrastmikroskopie nicht nur eine Änderung der Amplitude bzw. Intensität des transmittierten Lichtes sondern auch eine Änderung der Phase im Durchlicht-Modus beobachtet werden. Dazu wird eine Zentralfeldblende innerhalb des Kondensators eingesetzt. Das Objekt wird also mit einem Ring aus Licht beleuchtet. Bei Untersuchung einer homogenen Probe wird dieser Lichtring durch die Probe transmittiert und trifft innerhalb des Objektivs auf eine Phasenplatte. In diese Phasenplatte ist ein Ring eingätzt, welcher metallisch beschichtet wird. Die Phase des Lichtes wird bei Transmission durch diesen Ring in der Phasenplatte positiv um $\lambda/4$ verschoben und die Intensität abgeschwächt.

Treten innerhalb einer Probe Brechungsindexunterschiede auf, wird Licht an Gebieten anderer Brechungsindizes aufgrund des Snelliusschen Brechungsgesetzes abgelenkt. Infolge der Dispersion kommt es zusätzlich zu einer Phasenverschiebung des Lichtes. Dieses Licht wird nun an dem Ring innerhalb der Phasenplatte des Objektivs vorbei gelenkt. Die durch die Probe aufgesammelte Phasenverschiebung bleibt dabei unverändert. Das Beleuchtungslicht, welches eine Phasenverschiebung durch die Phasenplatte erfahren hat, und das Licht, welches eine Phasenverschiebung durch die Probe erfahren hat, werden räumlich überlagert. Dadurch tritt Interferenz auf, die in brechungsindexabhängigen Intensitätsänderungen resultiert. Auf diese Weise können Brechungsindexunterschiede sichtbar gemacht werden. Phasenkontrastmikroskopie ist mit dem verwendeten Mikroskop mit einer 200-fachen Vergrößerung möglich.

Differentieller Interferenzkontrast

Das verwendete Mikroskop ermöglichte die Methode des Differentiellen Interferenzkontrastes (Englisch: Differential Interference Contrast, DIC) im Auflicht-Modus mit einer maximal 500-fachen Vergrößerung. Dabei wird der Beleuchtungsstrahl erst durch einen Polarisator und darauf durch ein sogenanntes Wollaston-Prisma gelenkt. Das Wollaston-Prisma teilt den Beleuchtungsstrahl in zwei senkrecht zueinander polarisierte Teilstrahlen auf, die wenige 10 nm seitlich voneinander getrennt sind. Nachdem das Mikroskopobjektiv passiert wurde, werden die Teilstrahlen an der Objektoberfläche reflektiert. Falls sich Unebenheiten auf der Objektoberfläche befinden entsteht ein Gangunterschied und damit eine Phasendifferenz zwischen den Teilstrahlen. Die reflektierten, phasenverschobenen Strahlen durchlaufen wiederum das Objektiv und werden über das Wollaston-Prisma rekombiniert, so dass sie die Ursprungsposition und

Polarisation aufweisen. Die rekombinierten Teilstrahlen interferieren, wodurch Intensitätsunterschiede entstehen, die abhängig von der Phasenverschiebung und somit von der Oberflächentopographie sind. Dadurch können Höhenunterschiede sehr gut sichtbar gemacht werden. Ob diese Höhenunterschiede einer Vertiefung oder Erhöhung entsprechen, kann mit dem verwendeten Mikroskop allerdings nicht ermittelt werden. Ein Analysator sorgt dafür, dass kein Streulicht die auftretenden Effekte überblendet.

4.2 Lichtmikroskopische Untersuchungen von YAG

Mit den vorgestellten Mikroskopiemethoden wurden unterschiedliche YAG Proben untersucht. In den folgenden Abschnitten werden die YAG Proben, welche unter einfacher linearer Translationsbewegung strukturiert wurden, mit den Proben verglichen, die mit einer oszillierenden Translationsbewegung strukturiert wurden. Zusätzlich werden Unterschiede zwischen Strukturen, die in [Cal09, Sie10a] mit einem anderen Positioniersystem (siehe Abschnitt 3.3.1) aber mit dem gleichen fs-Lasersystem hergestellt wurden, und den in dieser Arbeit hergestellten Strukturen untersucht. Das in [Cal09, Sie10a] verwendete Positioniersystem wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit mit Positioniersystem 1 bezeichnet. Die Mikroskopaufnahmen der Aufsicht und des Querschnitts werden getrennt diskutiert.

4.2.1 Aufsicht

Die Aufsicht der Proben wurde im Durchlicht-Modus des Mikroskops untersucht. Dabei wurden die Methoden des Hellfeldes, des Dunkelfeldes, des Phasen- und des Polarisationskontrastes angewendet.

Hellfeld

Abb. 4.2 zeigt Durchlicht-Hellfeld-Aufnahmen der Aufsicht von Spuren, die mit unterschiedlichen Pulsenergien hergestellt wurden. Dabei wurden die Spuren (a) - (d) im Rahmen dieser Arbeit mit einer Translationsgeschwindigkeit von $25 \mu\text{m/s}$ und einer asphärischen Linse mit einer NA von 0,55 geschrieben. Für hier nicht gezeigte Spuren, die mit der gleichen NA und $v = 10 \mu\text{m/s}$ oder $v = 50 \mu\text{m/s}$ hergestellt wurden, ergaben sich sehr ähnliche Bilder in der Aufsicht für die entsprechenden Pulsenergien.

Die Abbildungen 4.2 (e) - (f) stammen aus [Sie10a]. Diese Spuren wurden mit einem Mikroskopobjektiv mit einer effektiven NA von 0,59, $v = 10 \mu\text{m/s}$ und Positioniersystem 1 hergestellt. Die Pulsenergie war bei beiden Experimenten nahezu identisch¹.

Alle Spuren sind nur wenige μm breit. Sowohl bei den Spuren der oberen Reihe, als auch bei den Spuren der unteren Reihe fällt auf, dass diese mit steigender Pulsenergie nur wenig an Breite zunehmen. Die Spuren (a) - (c) weisen einen glatten regelmäßig geformten Rand auf. Der Rand der Spur, welche mit $3 \mu\text{J}$ Pulsenergie geschrieben wurde (d), zeigt leichte Verformungen. Ab

¹In [Sie10a] ist die Pulsenergie vor der Transmission durch die Fokussieroptik gemessen worden, wohingegen in dieser Arbeit jeweils die Pulsenergie nach der Fokussieroptik angegeben ist. Wird die Energie direkt hinter dem Polarisator in Abb. 3.1 gemessen, stimmt diese mit der Pulsenergie aus [Sie10a] überein. Weiterhin wurde in [Sie10a] dasselbe Mikroskopobjektiv ($50\times$, $NA = 0,65$) verwendet wie in dieser Arbeit, der Strahldurchmesser betrug dort jedoch nur 3 mm. Dies führte zu einer effektiven NA von 0,59.

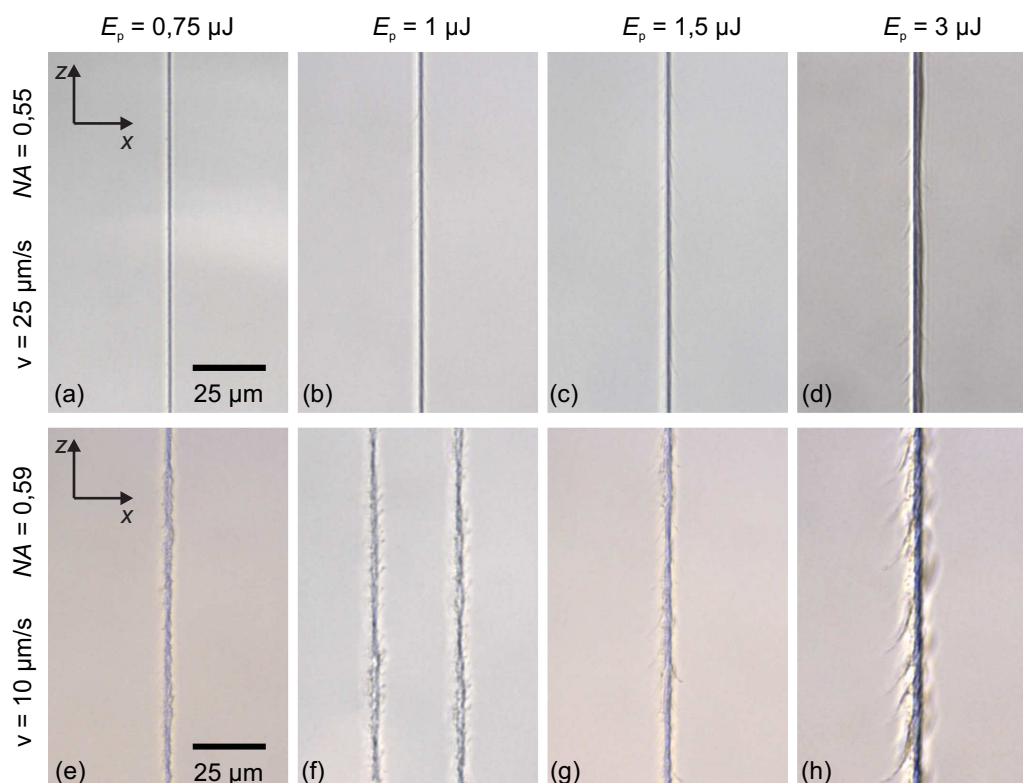


Abbildung 4.2: Durchlicht-Hellfeld Mikroskopaufnahmen von Spuren, die mit unterschiedlichen Pulsenergien in YAG geschrieben wurden, in der Aufsicht. Die Spuren (a) - (d) wurden im Rahmen dieser Arbeit hergestellt. Für die Spuren (e) - (h) wurde Positioniersystem 1 verwendet [Sie10a]. Die Schreibparameter sind eingezeichnet.

einer Pulsenergie von $1 \mu\text{J}$ können vereinzelt kleine Risse im umgebenden Material beobachtet werden, die mit steigender Pulsenergie vermehrt auftreten und länger werden.

Die Spuren der unteren Reihe weisen hingegen für alle Pulsenergien sehr grobkörnige Ränder auf, die gesamte Struktur wirkt weniger glatt und homogen als im Falle von Abb. 4.2 (a) - (d). Die Anzahl der entstandenen Risse ist höher und die Risse reichen weiter in das umgebende Material hinein (vgl. Abb. 4.2 (d) und (h)). Zusätzlich weisen diese Spuren eine größere Ausdehnung in x -Richtung auf, als die in dieser Arbeit hergestellten Strukturen.

Um das modifizierte Volumen und somit auch die spannungsinduzierte Doppelbrechung, welche im nächsten Abschnitt untersucht wird, zu vergrößern, wurde bei der Herstellung weiterer Spuren wie in Abschnitt 3.3.4 beschrieben die lineare Translationsbewegung des Verschiebetisches mit einer Sinusoszillation überlagert.

Abb. 4.3 zeigt Doppelspuren, die mit unterschiedlichen Schreibmethoden hergestellt wurden. Abb. 4.3 (a) wurde aus [Sie10a] übernommen und zeigt die gleiche Doppelspur wie Abb. 4.2 (f). In Abb. 4.3 (b) ist das Mikroskopbild einer Einzelspur dargestellt, welche ebenfalls mit dem Positioniersystem 1 aus [Sie10a] hergestellt wurde. Allerdings betrug die Translationsgeschwindigkeit in diesem Fall $300 \mu\text{m/s}$. Es ist deutlich zu erkennen, dass der verwendete Verschiebetisch in Kombination mit der verwendeten Schwingungsdämpfung des Positioniersystems 1 keine geradlinige Bewegung vorgab. Die Trajektorie entsprach vielmehr einem Sägezahn. Inwiefern sich dieser Bewegungsablauf auch auf Translationsgeschwindigkeiten im Bereich von $10 \mu\text{m/s}$ übertragen lässt ist unbekannt, allerdings weist die unregelmäßige Struktur

4 Mikroskopische und Röntgentopographische Untersuchungen

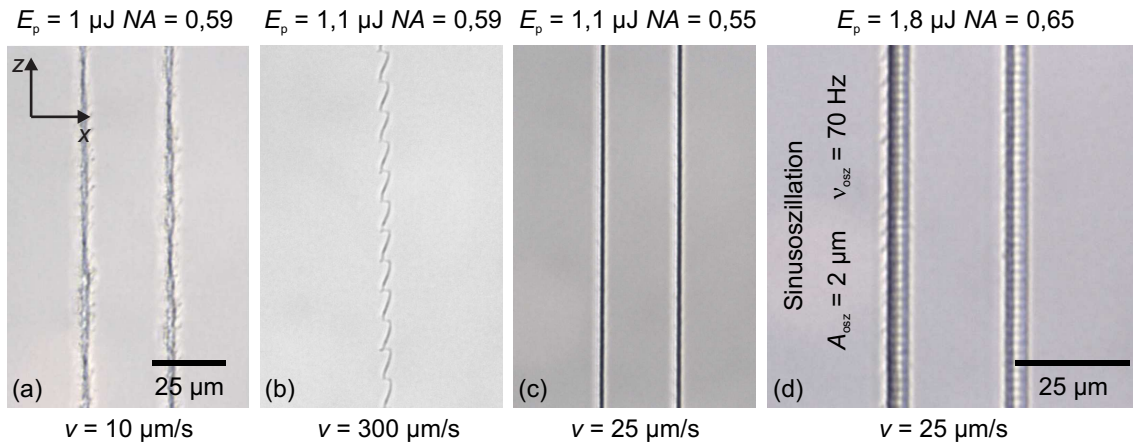


Abbildung 4.3: Durchlicht-Hellfeld Mikroskopaufnahmen in der Aufsicht von Doppelspuren ($d = 26 \mu\text{m}$) und einer Einzelspur in YAG, die mit unterschiedlichen Schreibmethoden hergestellt wurden. Die Spuren in (a) entstammen aus [Sie10a] und wurden mit Positioniersystem 1 geschrieben. Die Spur in (b) wurde mit demselben System jedoch mit $v = 300 \mu\text{m/s}$ hergestellt. Die Spuren in (c) wurden mit dem Aufbau dieser Arbeit geschrieben. Die Translationsbewegung der Spuren in (d) war mit einer Sinusoszillation überlagert. Die Schreibparameter sind eingezeichnet.

der Spuren in Abb. 4.3 (a) im Vergleich zu den sehr homogenen Spuren in Abb. 4.3 (c), welche mit dem Schreibaufbau dieser Arbeit hergestellt wurden, darauf hin, dass auch bei kleinen Geschwindigkeiten eine Oszillation der Achse des Positioniersystems 1 senkrecht zur Translationsbewegung vorlag. Als Ausgangspunkt für die Wahl der Oszillationsamplituden und Frequenzen für die in dieser Arbeit realisierten Translationsbewegungen mit überlagerter Oszillation (siehe Abschnitt 3.3.4) wurde die Spur aus Abb. 4.3 (b) vermessen. Dies ergab $v_{\text{osz}} \approx 30 \text{ Hz}$ und $A_{\text{osz}} \approx 3 \mu\text{m}$.

Abb. 4.3 (d) zeigt eine Doppelspur bei der die Translationsbewegung in z -Richtung mit einer Sinusoszillation in x -Richtung überlagert wurde. Dies führt zu einer deutlichen Verbreiterung der Spur in diese Richtung. Die Verbreiterung der Spur lag etwa einen Faktor 2 - 2,5 über der gewählten Oszillationsamplitude. Die größere Breite im Vergleich zur gewählten Oszillationsamplitude resultiert aus der Fokausdehnung in x -Richtung und aus dem in Abschnitt 3.2.2 und im Anhang A beschriebene Überspringen der Achse, welches zu größeren Oszillationsamplituden führt.

Im Gegensatz zu den Spuren in Abb. 4.3 (a) weisen diese Strukturen relativ glatte Kanten mit einem starken Kontrast zum umliegenden Material auf. Es sind allerdings auch einige Risse in das umgebende Material zu erkennen. Der innere Bereich der Spuren zeigt eine periodische Linienstruktur aus abwechselnd dunklen und hellen Streifen. Diese bestehen wahrscheinlich aus periodisch wechselnden Bereichen unterschiedlich stark modifizierten Materials.

Anhand des Pulsüberlapps lassen sich einige Anhaltspunkte zur Erklärung des Auftauchens dieser klaren Kanten und der periodisch auftretenden Strukturen finden. Aufgrund der unterschiedlichen Translationsgeschwindigkeiten während einer Sinusoszillation zwischen zentralem Spurbereich und Spurbante (vgl. Gleichung 3.8) ergibt sich ein Muster der Auftreffpunkte des fs-Lasers wie in Abb. 3.2 (b) und (c) aus Abschnitt 3.2.2 gezeigt. Nach diesen Abbildungen wird ein großer Pulsüberlapp gerade an den Rändern erwartet, wo die Geschwindigkeit der Sinusschwingung den Wert null erreicht. Hinzu kommen periodisch auftauchende Muster

hohen bzw. niedrigen Pulsüberlapps im inneren Bereich, die dann in der periodischen Struktur aus Abb. 4.3 (d) resultieren könnten. Eine Aufnahme mit größerer Vergrößerung und Auflösung, welche einen detaillierteren Einblick in diese Struktur ermöglichen würde, war mit dem verwendeten Mikroskop nicht möglich.

Wie bereits in Abschnitt 3.2.2 und in Abb. 3.2 diskutiert wurde, ist es anhand der bisher durchgeführten Untersuchungen nicht möglich zu ermitteln, ob direkte Folgepulse mit geringem Pulsüberlapp, oder Pulse, die aus der nächsten Sinusschwingung nachfolgen einen größeren Einfluss auf bereits bestrahltes Material haben. Daher wären weitere systematische Untersuchungen notwendig, um die auftretenden periodischen Strukturen vollständig zu erklären. Es sollte gemessen werden, wie viele Pulse bei welchem Pulsüberlapp bei konstanter Pulsenergie für eine Materialmodifikation notwendig sind. Weiterhin ist es wichtig zu untersuchen, welchen Einfluss Folgepulse auf bereits modifiziertes Material haben. Zusätzlich müsste der Einfluss der Zeit zwischen zwei Pulsen genauer untersucht werden, also Experimente bei unterschiedlichen Repetitionsraten (< 1 kHz) durchgeführt werden. Weiterhin wäre eine systematische Variation von v , A_{osz} und v_{osz} sinnvoll, um eine eventuelle Abhängigkeit des Auftretens der periodischen Strukturen von diesen Parametern zu untersuchen. Diese Untersuchungen würden wichtige Informationen zur Interpretation der in Abb. 3.2 diskutierten Problematik und der beobachteten Strukturen liefern. Im Rahmen dieser Arbeit wurden allerdings keine weitergehenden Untersuchungen diesbezüglich durchgeführt.

Polarisationskontrast

Abb. 4.4 zeigt Polarisationskontrast-Aufnahmen verschiedener Doppelspuren. Die Einstellungen der Kamera und des Mikroskops, insbesondere die Belichtungszeit und Beleuchtungsintensität, wurden jeweils für die Aufnahmen (a) - (d) und (e) - (h) gleich gewählt. Die Polarisation des Beleuchtungslichtes war für (a) - (d) um 45° gegenüber der z -Achse gedreht.

Abb. 4.4 (a) zeigt die Aufnahme einer Doppelspur in Yb:YAG, die mit Positioniersystem 1 und den gleichen Parametern hergestellt wurde wie die Doppelspur in Abb. 4.2 (f). Die Doppelspuren erscheinen hell auf dunklem Hintergrund. Das isotrope Material YAG wird also durch fs-Laserstrukturierung mit den gewählten Parametern doppelbrechend in den modifizierten Bereichen, was zu einer Polarisationsänderung des transmittierten Beleuchtungslichtes führt. Es wird davon ausgegangen, dass die Spuren unter starken Spannungen stehen, die Doppelbrechung also spannungsinduziert ist (siehe Abschnitt 2.2.2).

Zum Vergleich ist in Abb. 4.4 (b) eine Doppelspur gezeigt, die mit dem Schreibaufbau dieser Arbeit und ähnlichen Schreibparametern hergestellt wurde. Bei Schreibgeschwindigkeiten von $50 \mu\text{m/s}$ und $10 \mu\text{m/s}$ und sonst gleichen Parametern ergeben sich sehr ähnliche Polarisationskontrast-Aufnahmen. Diese Doppelspur ist bei der gewählten Belichtungszeit im Polarisationskontrast nahezu nicht zu erkennen, zeigt also deutlich weniger Doppelbrechung. Abb. 4.4 (c) zeigt eine Einzelspur, die ebenfalls mit diesem Positioniersystem, jedoch bei höherer Pulsenergie von $3 \mu\text{J}$ geschrieben wurde. Die Spur zeigt deutlich erhöhte Doppelbrechung im Vergleich zu Abb. 4.4 (b), erscheint jedoch dunkler als die Doppelspur in Abb. 4.4 (a). Die Doppelbrechung wird mit steigender Pulsenergie also erhöht. Ein ähnliches Verhalten wurde bereits in [Sie10a] festgestellt. Allerdings wurde in Voruntersuchungen festgestellt, dass Strukturen, die mit Pulsenergien über $2 \mu\text{J}$ geschrieben wurden, sich im Gegensatz zu den Doppelspuren in Abb. 4.4 (b) nicht für die Herstellung von Wellenleitern mit guten wellenleitenden

4 Mikroskopische und Röntgentopographische Untersuchungen

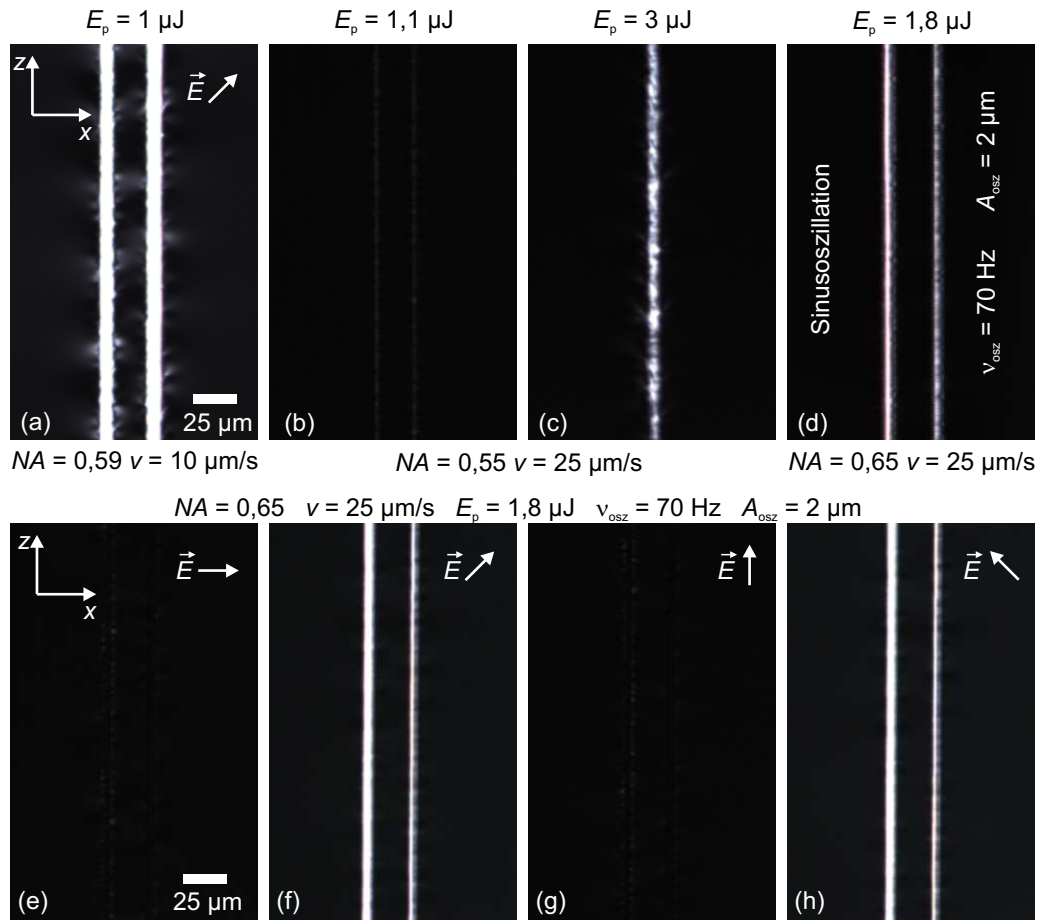


Abbildung 4.4: Mikroskopische Aufnahmen der Aufsicht von Doppelspuren und einer Einzelspur im Polarisationskontrast-Modus. Die Doppelspur ($d = 26 \mu\text{m}$) in (a) wurde mit Positioniersystem 1 in Yb:YAG hergestellt [Sie10a]. Die Doppelspur ($d = 22 \mu\text{m}$) in (b) und die Einzelspur in (c) wurden in dieser Arbeit in YAG hergestellt. Die Doppelspur ($d = 28 \mu\text{m}$) in (d) wurde in der gleichen YAG-Probe wie (b) mit überlagerter Sinusoszillation geschrieben. Für die Bilder (a) - (d) wurden die gleichen Mikroskop- und Kameraeinstellungen gewählt. Polarisationskontrast-Aufnahmen einer Doppelspur ($d = 28 \mu\text{m}$, überlagerte Sinusoszillation) in Yb:YAG bei unterschiedlichen Polarisationsrichtungen des Beleuchtungslichtes (e) - (h). Für diese Bilder wurden die gleichen Mikroskop- und Kameraeinstellungen gewählt. Die Schreibparameter sind eingezeichnet.

Eigenschaften eignen [Pas11]. Der Einfluss höherer Doppelbrechung auf die wellenleitenden Eigenschaften wird in Abschnitt 5.4.2 diskutiert.

Eine Doppelspur, welche mit überlagerter Sinusoszillation geschrieben wurde, ist in Abb. 4.4 (d) gezeigt. Die induzierte Spannungsdoppelbrechung konnte in diesem Fall im Vergleich zu (b) deutlich erhöht werden und wirkt homogener verteilt als die Spannungsdoppelbrechung der Einzelspur in (c). Die Lichtintensität liegt allerdings immer noch unter der Helligkeit der Spuren aus Abb. 4.4 (a).

In den Arbeiten von Siebenmorgen und Paschke wurde die Spannungsdoppelbrechung fs-Laser-geschriebener Spuren in Abhängigkeit der Polarisationsrichtung des Beleuchtungslichtes untersucht. Dabei wurde auch in [Pas11] das Positioniersystem dieser Arbeit verwendet. In beiden Arbeiten wurde für die jeweiligen Strukturen eine polarisationsabhängige Doppelbrechung festgestellt [Sie10a, Pas11].

In Abb. 4.4 (e) - (h) sind Polarisationskontrast-Aufnahmen einer Doppelspur gezeigt, die mit überlagerter Sinusoszillation geschrieben wurde. Durch die Doppelbrechung ist die Helligkeit der Spuren am höchsten, wenn das Beleuchtungslicht mit einem Winkel von $\pm 45^\circ$ zur z -Achse linear polarisiert ist (Abb. 4.4 (f) und (h)). Für andere Ausrichtungen der Polarisation zur z -Achse nimmt die Helligkeit kontinuierlich ab. Bei einer Polarisation von 0° oder 90° zur z -Achse wird das Beleuchtungslicht dann ohne Änderung der Polarisation transmittiert und durch den Analysator ausgelöscht (Abb. 4.4 (e) und (g)). In der Umgebung und im Zentrum zwischen den Spuren kann unabhängig von der Polarisation des Beleuchtungslichtes keine Doppelbrechung beobachtet werden. Diese Ergebnisse stimmen mit [Sie10a, Pas11] überein.

Dunkelfeld

Abb. 4.5 zeigt Durchlicht-Dunkelfeldbilder verschiedener Spuren. Die Einstellungen der Kamera und des Mikroskops wurden für alle Aufnahmen gleich gewählt. Die Doppelspur in Abb. 4.5 (a) entspricht der Struktur aus Abb. 4.4 (a). Die Spuren in (b) - (d) wurden mit unterschiedlichen Energien in YAG geschrieben und die Doppelspur in (e) wurde mit überlagerter Sinusoszillation in Yb:YAG hergestellt.

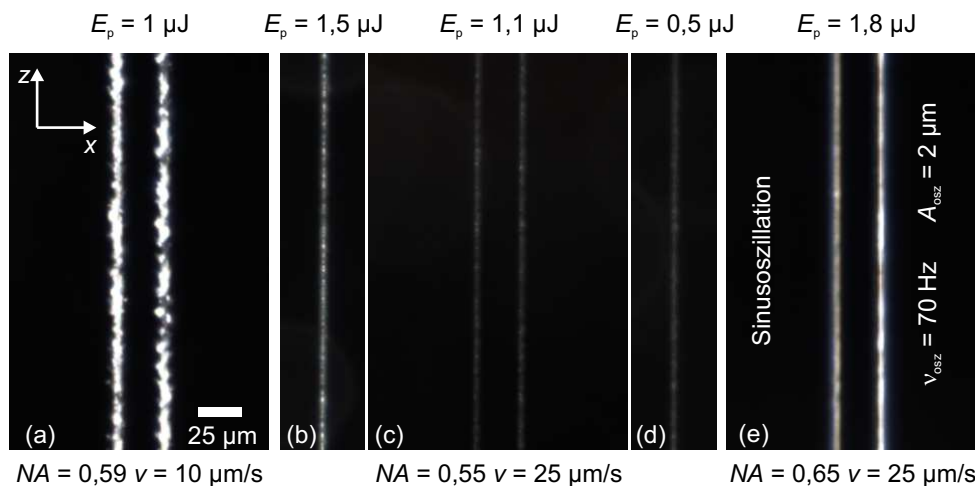


Abbildung 4.5: Dunkelfeld-Aufnahmen von Doppelspuren. Die Spuren in (a) wurden von Siebenmorgen in Yb:YAG hergestellt [Sie10a]. Die Spuren in (b) - (d) wurden im Rahmen dieser Arbeit in YAG bei unterschiedlichen Pulsenergien geschrieben. Die Spuren in (e) wurden in Yb:YAG mit überlagerter Sinusoszillation hergestellt. Für alle Bilder wurden die gleichen Mikroskop- und Kameraeinstellungen gewählt. Die Schreibparameter sind eingezeichnet.

Aus einem Vergleich von Abb. 4.5 (a) und (c) wird deutlich, dass an den Strukturen, die mit dem Positioniersystem 1 hergestellt wurden (a) wesentlich stärkere Streuung auftritt als an den in dieser Arbeit geschriebenen Spuren (b) - (d). Die Streuzentren innerhalb der Spur sind im Fall von (a) weitaus inhomogener verteilt als im Fall von (b) - (d). Allerdings kann auch in diesen Spuren eine leicht inhomogene Verteilung der Streuzentren innerhalb der Struktur anhand der dunklen Stellen ausgemacht werden. In Abb. 4.5 (b) - (d) sind Spuren gezeigt, die bei unterschiedlichen Pulsenergien geschrieben wurden. Anhand dieser Abbildungen wird deutlich, dass die Strukturen, die mit höherer Pulsenergie geschrieben wurden, stärkere Streuung aufweisen.

Die Spuren in Abb. 4.5 (e) weisen eine stärkere Streuung auf, als die Strukturen, die mit

einer einfachen linearen Translationsbewegung hergestellt wurden ((b) - (d)). Die Streuung ist jedoch relativ homogen über die gesamte Spur verteilt und fällt auch deutlich geringer aus als im Fall von Abb. 4.5 (a).

Zusätzlich können an den Spurrändern in Abb. 4.5 (b), (c), (d) und (e) nur wenige Unebenheiten im Vergleich mit Abb. 4.5 (a) beobachtet werden. Daher kann vermutet werden, dass diese Strukturen auch eine geringere Lichtstreuung bei der Wellenleitung aufweisen (siehe dazu Abschnitt 5.2 im nächsten Kapitel).

Phasenkontrast

In Abb. 4.6 sind Durchlicht-Phasenkontrast Mikroskopbilder der Strukturen gezeigt, die mit den unterschiedlichen Herstellungsmethoden geschrieben wurden. Die Doppelspuren in den Abb. 4.6 (a), (b) und (d) wurden mit den gleichen Mikroskop- und Kameraeinstellungen aufgenommen. Für die Einzelspur in Abb. 4.6 (c) wurde eine längere Belichtungszeit gewählt.

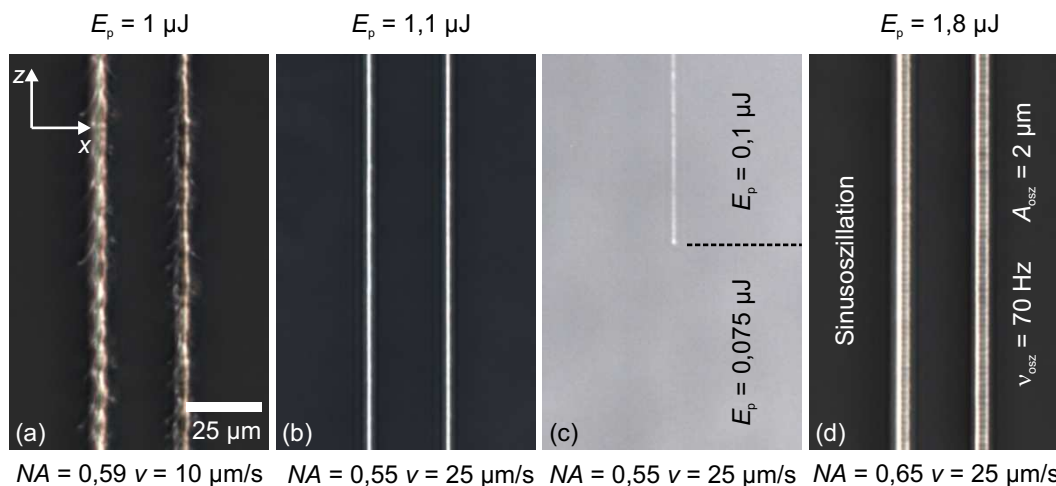


Abbildung 4.6: Phasenkontrast-Aufnahmen von Doppelspuren und einer Einzelspur. Die Doppelspuren in (a), (b) und (d) wurden mit den gleichen Mikroskop- und Kameraeinstellungen aufgenommen und entsprechen den Doppelspuren aus Abb. 4.5. Für die Einzelspur in (c) wurde die Belichtungszeit der Kamera angepasst. Die Schreibparameter sind eingezeichnet.

Durch den Phasenkontrast werden die Brechungsindexunterschiede der Spuren zum umgebenden unmodifizierten Material durch Helligkeitsunterschiede hervorgehoben. Wie aus den vorherigen mikroskopischen Untersuchungen erwartet, ist auch das Phasenkontrastbild der Doppelspur, welche mit Positioniersystem 1 geschrieben wurde, sehr inhomogen (Abb. 4.6 (a)). Innerhalb der Spur treten also Brechungsindexunterschiede auf. Im Gegensatz dazu erscheinen die in Abb. 4.6 (b) gezeigten Spuren als homogene Linien modifizierten Brechungsindexes.

Die Zerstörschwelle bei fester Fokussierung und Geschwindigkeit für eine einfache lineare Translation in z -Richtung kann anhand von Abb. 4.6 (c) ermittelt werden. Die gezeigte Spur besteht aus Segmenten, welche mit unterschiedlicher Pulsenergie geschrieben wurden. Für eine Pulsenergie von $0,1 \mu\text{J}$ findet eine Materialmodifikation statt. Für $E_p = 0,075 \mu\text{J}$ wird die Zerstörschwelle hingegen unterschritten. Die Zerstörschwelle für diese Schreibparameter und diesen Versuchsaufbau liegt also zwischen $0,075 \mu\text{J}$ und $0,1 \mu\text{J}$. Im Gegensatz dazu weisen die Strukturen, welche mit Positioniersystem 1 hergestellt wurden (4.6 (a)), um einen Faktor neun

höhere Zerstörschwellen auf [Sie10a]. Die Zerstörschwelle für Spuren, die mit überlagerter Sinusoszillation geschrieben wurden, lag je nach Strukturierungsparametern im Bereich von $0,6 \mu\text{J}$ bis $0,9 \mu\text{J}$. Es sei darauf hingewiesen, dass die Zerstörschwelle trotz höherer numerischer Apertur, also trotz stärkerer Fokussierung, bei diesen Herstellungsmethoden höher liegt als im Falle von Strukturen, die mit einfacher linearer Translationsbewegung geschrieben wurden. Dies ist wahrscheinlich auf den anderen Pulsüberlapp zurückzuführen, der durch die Sinusoszillation bzw. den Bewegungsablauf der Achse des Positioniersystems 1 entsteht.

In der Phasenkontrastaufnahme einer mit überlagerter Sinusoszillation hergestellten Doppelspur (Abb. 4.6 (d)) sind die sehr glatten Kanten, die bei dieser Schreibmethode entstehen, wie schon in Abb. 4.3 (d) zu erkennen. Zusätzlich können auch die periodisch wechselnden hellen und dunklen Linien innerhalb der Spuren beobachtet werden. Durch das Phasenkontrastbild wird bestätigt, dass diese aus periodisch wechselnden Brechungsindexunterschieden herrühren.

Der Brechungsindexunterschied zwischen modifiziertem und unmodifiziertem Material lässt sich anhand des Kontrastes zwischen hellen und dunklen Bereichen in einer Phasenkontrastaufnahme berechnen [Bán03]. Eine grobe Abschätzung nach dieser Methode ergibt Brechungsindexunterschiede zwischen modifizierten und unmodifizierten Bereichen in der Größenordnung von $\Delta n \approx 10^{-3}$. Für Strukturen, die mit Positioniersystem 1 hergestellt wurden, ergab sich ein ähnlicher Brechungsindexunterschied [Cal09, Sie10a]. Für eine genauere Abschätzung sollten allerdings in Zukunft weitere Voruntersuchungen an Proben mit bekanntem Brechungsindexprofil durchgeführt werden, um die Methode zu verifizieren bzw. das Mikroskop/Mikroskopobjektiv in Verbindung mit der CCD-Kamera zu eichen.

4.2.2 Querschnitt

Der Querschnitt der Proben wurde sowohl im Durchlicht- als auch im Auflicht-Modus des Mikroskops untersucht. Dabei wurden die Methoden des Hellfeldes, des Polarisations- und des Differentiellen Interferenzkontrasts angewendet.

Hellfeld

In Abb. 4.7 (a), (b) und (d) sind Mikroskopaufnahmen des Querschnitts von Doppelspuren, aufgenommen im Durchlicht-Hellfeld-Modus, dargestellt. Die Doppelspur in (d) wurde dabei mit überlagerter Sinusoszillation hergestellt.

Die Doppelspuren in Abb. 4.7 (a) und (b) wurden mit $v = 10 \mu\text{m/s}$, einer NA von 0,55 und unterschiedlichen Pulsenergien geschrieben. Die Spuren weisen einen elliptischen Querschnitt auf, die Spurbreite bleibt unabhängig von der Pulsenergie konstant bei $B \approx 2 \mu\text{m}$. Für hier nicht gezeigte Spuren, die mit $v = 10 \mu\text{m/s}$ bzw. $v = 50 \mu\text{m/s}$ geschrieben wurden, bleibt die Spurbreite in diesem Energiebereich ebenfalls konstant. Die Spurbreite hingegen ändert sich mit steigender Pulsenergie von $H = 18 \mu\text{m}$ auf $H = 31 \mu\text{m}$. Ein ähnlicher Zusammenhang wurde auch in [Sie10a] festgestellt. Der elliptische Querschnitt kann auf verschiedene Effekte zurückzuführen sein. Infolge der sphärischen Längsaberration wird das fokale Volumen in y -Richtung ausgehnt. Wie in Abschnitt 3.2.1 beschrieben, wird mit der gewählten Fokussieroptik bei einer Schreiftiefe von $300 \mu\text{m}$ eine Vergrößerung des Fokus in Ausbreitungsrichtung des Lichtes von ca. $42 \mu\text{m}$ erwartet. Bei kleinerer Pulsenergie sinkt die Intensität in y -Richtung innerhalb des fokalen Volumens schneller unterhalb die Zerstörschwelle als bei höheren Pulsenergien. Da-

4 Mikroskopische und Röntgentopographische Untersuchungen

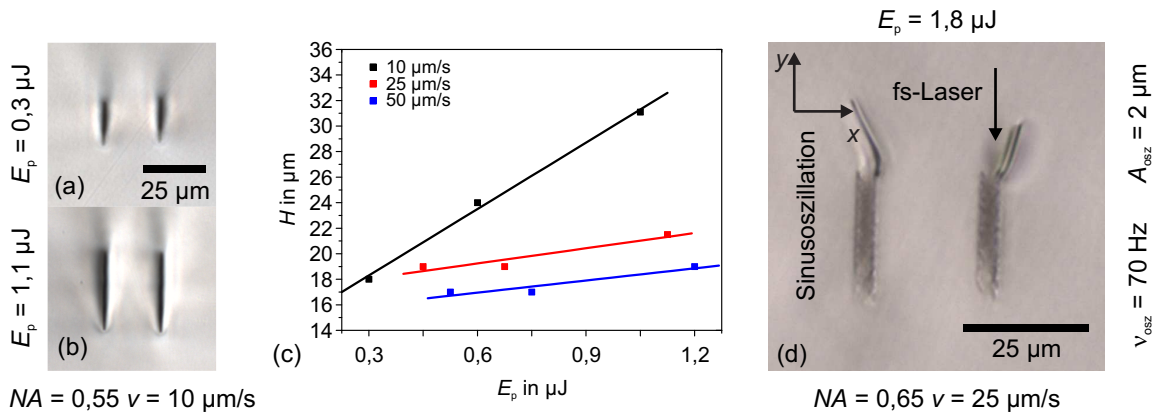


Abbildung 4.7: Hellfeld-Aufnahmen von Doppelspuren, die mit unterschiedlichen Pulsenergien geschrieben wurden (a) und (b). In (c) ist die Spurrhöhe in Abhängigkeit der Pulsenergie aufgetragen. Mit überlagerter Sinusoszillation geschriebene Doppelspur (d). Die Schreibparameter sind eingezeichnet.

her ergibt sich die festgestellte Änderung der Spurrhöhe mit der Pulsenergie. Weiterhin können aufgrund der Selbstfokussierung Filamente gebildet werden, deren Ausdehnung in y -Richtung durch die Plasmadefokussierung gestoppt wird (siehe Abschnitt 2.3).

Wie in der Grafik in Abb. 4.7 (c) dargestellt folgt die Änderung der Spurrhöhe mit der Pulsenergie in einem Energiebereich von $E_p = 0,3 \mu\text{J}$ bis $E_p = 1,2 \mu\text{J}$ einem linearen Zusammenhang. Dabei wurde für kleinere Geschwindigkeiten eine größere Änderung gemessen. Weiterhin kann aus der Grafik geschlossen werden, dass mit steigender Translationsgeschwindigkeit, also mit kleinerem Pulsüberlapp, die Spurrhöhe abnimmt.

Die Doppelspur in Abb. 4.7 (d), welche mit überlagerter Sinusoszillation hergestellt wurde, weist einen rechteckigen statt eines elliptischen Querschnittes auf (siehe auch die folgende DIC-Aufnahme Abb. 4.8 (c)). Diese Querschnittsform kann wahrscheinlich anhand des großen Pulsüberlapps an den Randbereichen der Spur erklärt werden, der bei einer derartigen Translationsbewegung entsteht (siehe Abb. 3.2 (b)). Durch diesen hohen Pulsüberlapp werden die klaren Kanten, die den Rändern des Rechtecks parallel zur y -Achse entsprechen, gebildet. Weiterhin können Risse beobachtet werden, die von den Spitzen des Spurquerschnittes in das umgebende Material hineinreichen. Diese können sowohl an der oberen als auch an der unteren Seite² des Spurquerschnittes auftreten, reichen allerdings in keinem Fall in das Zentrum zwischen den Spuren hinein, so dass aufgrund dieser Risse keine erhöhten Streuverluste für die Wellenleitung im Zentrum zwischen den beiden Spuren erwartet wird.

Differentieller-Interferenz-Kontrast

Abb. 4.8 (a) und (b) zeigt die Querschnitte der Doppelspuren aus Abb. 4.5 (a) und (b) im DIC-Aufsicht-Modus. Die Doppelspur in Abb. 4.8 (c) wurde in YAG geschrieben.

Abb. 4.8 (a) zeigt den Querschnitt der Doppelspur in Yb:YAG, die mit Positioniersystem 1 hergestellt wurde. Wie in [Sie10a] mittels Rasterkraftmikroskopie nachgewiesen wurde, handelt es sich bei den in dieser Abbildung sichtbaren Höhenunterschieden um Vertiefungen in der Oberfläche, die dadurch entstehen, dass bei der Politur modifiziertes Material leichter abgetra-

²Hier nicht gezeigt.

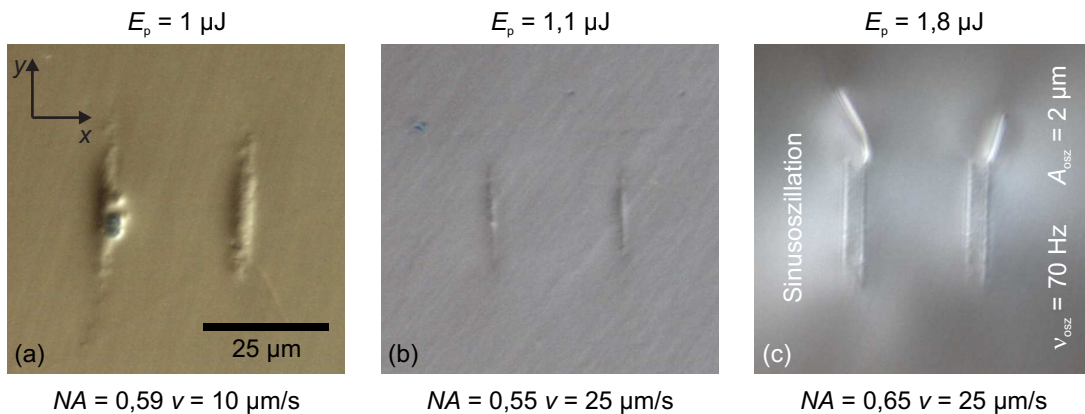


Abbildung 4.8: DIC-Aufsicht-Aufnahmen des Querschnittes von Doppelspuren, die mit unterschiedlichen Schreibmethoden hergestellt wurden. Die Doppelspuren in (a) und (b) entsprechen den in Abb. 4.5 (a) und (b) gezeigten Strukturen. Die Doppelspur in (c) wurde in YAG mit überlagerter Sinusoszillation geschrieben. Die entsprechenden Schreibparameter sind eingezeichnet.

gen werden kann als der unmodifizierte Kristall.

Für die in dieser Arbeit mit ähnlichen Parametern hergestellten Doppelspuren (Abb. 4.8 (b)) erscheint der Kontrast wesentlich geringer. Dies kann als Hinweis auf geringere Höhenunterschiede gewertet werden. Auch für die in (c) gezeigten Strukturen, die mit überlagerter Sinusoszillation geschrieben wurden, erscheint der Höhenunterschied geringer. Die Kanten dieser Spuren heben sich dabei deutlich vom zentralen Bereich ab. Der scheinbar geringere Höhenunterschied kann darauf hinweisen, dass die in dieser Arbeit hergestellten Strukturen eine erhöhte Stabilität gegenüber mechanischer Politur aufweisen, als die in [Sie10a] geschriebenen Spuren. Allerdings kann nicht sichergestellt werden, dass für alle Proben die gleiche Anzahl Polierschritte und die gleiche Polierdauer gewählt wurde. Messungen des tatsächlich entstandenen Höhenunterschiedes wurden mittels Rasterkraftmikroskopie durchgeführt und die Ergebnisse werden in Abschnitt 4.5 beschrieben.

Polarisationskontrast

In Abb. 4.9 sind Polarisationskontrast-Aufnahmen von Doppelspuren in einer 65 µm dünnen YAG-Scheibe für unterschiedliche lineare Polarisierungen des Beleuchtungslichtes abgebildet. Diese Scheibe wurde von der Stirnfläche eines strukturierten YAG-Kristalls abgesägt und poliert, so dass der Querschnitt der Strukturen zu sehen ist. Abb. 4.9 (a) - (d) zeigt die Aufnahmen einer Doppelspur, die mit überlagerter Sinusoszillation geschrieben wurde. Die Mikroskopbilder in Abb. 4.9 (e) - (h) wurden von Spuren, die mit gleichförmiger Translationsbewegung in z -Richtung geschrieben wurden, aufgenommen. Dabei wurden für alle Bilder die gleichen Mikroskop- und Kameraeinstellungen gewählt.

Bei einer Polarisationsrichtung des elektrischen Feldes des Beleuchtungslichts senkrecht oder parallel zur y -Achse treten nur leichte Polarisationsänderungen seitlich an den Spitzen der Spuren auf (Abb. 4.9 (a), (e) und (c), (g)). Dort allerdings hauptsächlich an der vom Zentrum abgewandten Seite. Zwischen den Doppelspuren ist bei diesen Polarisationsrichtungen nahezu keine Polarisationsänderung zu beobachten. Die maximale Polarisationsänderung des Beleuchtungslichts im Zentrum zwischen den Spuren und neben den Spuren kann dann beobachtet

4 Mikroskopische und Röntgentopographische Untersuchungen

$NA = 0,65$ $v = 25 \mu\text{m/s}$ $E_p = 1,8 \mu\text{J}$ Sinusoszillation mit $v_{\text{osz}} = 70 \text{ Hz}$ und $A_{\text{osz}} = 2 \mu\text{m}$

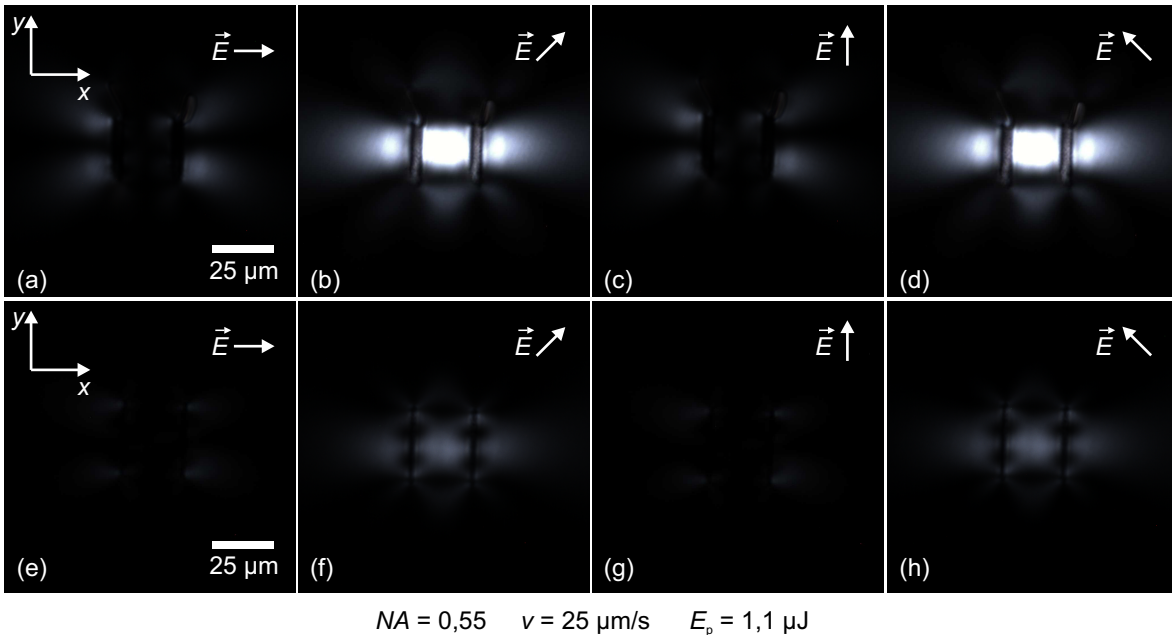


Abbildung 4.9: Polarisationskontrast-Aufnahmen des Querschnittes von Doppelspuren in einer $65 \mu\text{m}$ dünnen YAG Scheibe für unterschiedliche Polarisationsrichtungen des linear polarisierten Beleuchtungslichtes. Die Doppelspur in (a) - (d) wurde mit überlagerter Sinusoszillation hergestellt die Doppelspur in (e) - (h) ohne. Die Schreibparameter sind eingezeichnet.

werden, wenn der elektrische Feldvektor des Beleuchtungslichtes in einem Winkel von $\pm 45^\circ$ zur y -Achse ausgerichtet ist (Abb. 4.9 (b), (f) und (d), (h)). Im Falle der Doppelspur, die mit überlagerter Sinusoszillation geschrieben wurde, erscheint auch der Querschnitt des modifizierten Bereichs bei diesen Polarisationswinkeln etwas heller. Für andere Winkel nimmt die Helligkeit in diesen Bereichen kontinuierlich ab. Weiterhin erscheinen die Bereiche, die bei Polarisationsrichtungen $\vec{E} \parallel y$ oder $\vec{E} \perp y$ eine gewisse Helligkeit aufweisen, bei einem Polarisationswinkel von $\pm 45^\circ$ dunkel.

Die Polarisationsänderung wird durch spannungsinduzierte Doppelbrechung hervorgerufen (siehe Abschnitt 2.2.2). Dabei wird davon ausgegangen, dass eine stärkere Änderung, also ein helleres Bild, auf höhere Spannungen zurückzuführen ist. Ein Vergleich der oberen mit der unteren Reihe, also ein Vergleich zweier Doppelspuren, die gute wellenleitende Eigenschaften aufweisen (siehe dazu Abschnitt 5.4) und mit unterschiedlichen Schreibmethoden hergestellt wurden, zeigt, dass eine überlagerte Oszillation senkrecht zur Translationsrichtung zu weitaus höheren induzierten Spannungen in der Umgebung der Spuren führt. Es kann vermutet werden, dass auch der resultierende Brechungsindexunterschied erhöht wird. Es muss allerdings darauf hingewiesen werden, dass die obere und untere Doppelspur neben der anderen Herstellungsmethode auch mit anderen Schreibparametern (E_p und NA) hergestellt wurde. Daher werden im Folgenden Einzelspuren verglichen, die mit ähnlichen Parametern geschrieben wurden.

Abb. 4.10 zeigt Polarisationskontrast-Aufnahmen von Einzelspuren in der gleichen Probe. Für alle Bilder wurden die gleichen Mikroskop- und Kameraeinstellungen gewählt, allerdings wurde für Abb. 4.10 (d) die Polarisationsrichtung des Beleuchtungslichtes parallel zur y -Achse eingestellt und nicht um 45° verdreht, wie im Falle der anderen Abbildungen. Die Spuren in (a)

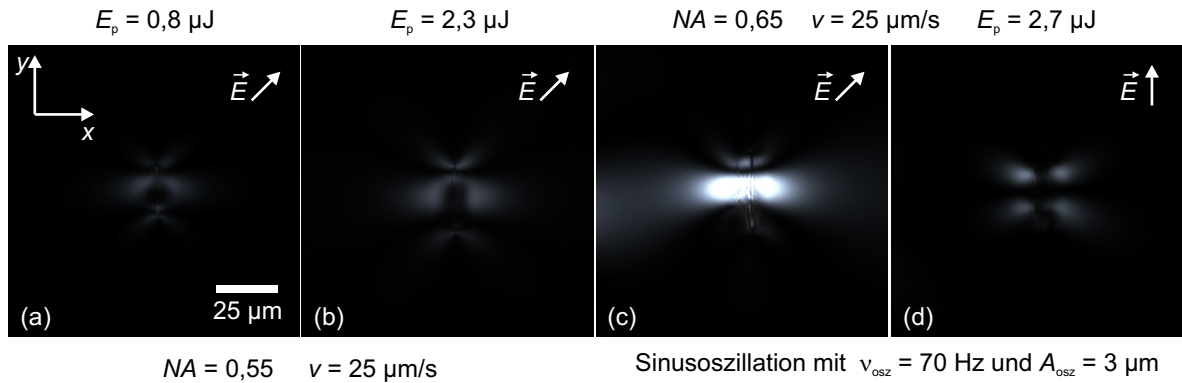


Abbildung 4.10: Polarisationskontrast-Aufnahmen des Querschnittes von Einzelspuren in einer 65 µm dünnen YAG Scheibe. Die Einzelspur in (c) und (d) wurde mit überlagerter Sinusoszillation hergestellt und bei unterschiedlichen Polarisationsrichtungen des Beleuchtungslichts untersucht. Die Schreibparameter sind eingezeichnet.

und (b) wurden mit unterschiedlicher Pulsenergie und einfacher linearer Translationsbewegung geschrieben. Aus diesen beiden Abbildungen geht hervor, dass eine Erhöhung der Pulsenergie auch zu einer leichten Erhöhung der Doppelbrechung in der Umgebung der Spuren führt, diese jedoch immer noch weit unter der Doppelbrechung der Spur liegt, die mit überlagerter Sinusoszillation und sonst ähnlichen Parametern geschrieben wurde (Abb. 4.10 (c)). Wie bereits erwähnt führt eine Erhöhung der Pulsenergie für die Herstellung von Doppelspuren, die mit einfacher linearer Translationsbewegung geschrieben werden, zu schlechteren wellenleitenden Eigenschaften [Pas11]. Daher scheint zur Erhöhung der Doppelbrechung und somit zur Erhöhung des Brechungsindexunterschieds die Überlagerung der Translationsbewegung mit einer zusätzlichen Sinusoszillation bei der Herstellung von Doppelspuren eher geeignet.

Abb. 4.10 (d) zeigt die Einzelspur aus (c) bei einer Polarisationsrichtung des Beleuchtungslichtes parallel zur y -Achse. Auch hier treten, wie schon in Abb. 4.9 bei dieser Polarisationsrichtung des Beleuchtungslichtes, Polarisationsänderungen seitlich an den Spitzen der Spur auf, in diesem Fall jedoch zu beiden Seiten der Spur. Daher kann davon ausgegangen werden, dass sich die Spannungslinien im Fall einer Doppelspur im Bereich zwischen den Spuren gerade derart überlagern, dass die Doppelbrechung, welche von den Spitzen der Spuren ausgeht, für diese Polarisationsrichtungen ($\vec{E} \parallel y$ oder $\vec{E} \perp y$), zwischen den Spuren aufgehoben wird (vgl. Abb. 4.9 (a) und (c)).

4.2.3 Gekrümmte Strukturen

Im folgenden Abschnitt werden die mikroskopischen Untersuchungen an gekrümmten Strukturen zusammengefasst. Es werden nur die Ergebnisse der Aufsicht-Mikroskopie diskutiert, wobei Hellfeld- und Polarisationskontrastmikroskopie im Durchlicht-Modus angewendet wurden. Die zirkular gekrümmten Strukturen wurden in YAG geschrieben, die gezeigten S-Kurven hingegen in Yb:YAG.

Hellfeld

In Abb. 4.11 sind Durchlicht-Hellfeld Mikroskopaufnahmen von S-Kurven gezeigt. Dabei ist der Übergangsbereich zwischen geradem und gekrümmtem Stück der S-Kurve für verschiedene

4 Mikroskopische und Röntgentopographische Untersuchungen

Schreibparameter dargestellt. Die Außenspur des gekrümmten Teilstücks befindet sich auf der rechten und die Innenspur auf der linken Seite der Abbildungen³.

Für die Strukturierung wurde in diesem Fall eine asphärische Linse mit einer NA von 0,68 verwendet. Bei der Herstellung der S-Kurven wurde durch geeignete Wahl der Strukturierungsparameter auf eine Anpassung der Spurbhöhe und der Spurbreite der Teilstücke, die mit überlagerter Sinusoszillation und der Teilstücke, welche mit überlagerter Zickzack-Oszillation geschrieben wurden, geachtet. Dabei wurden basierend auf den Ergebnissen für gerade Doppelspuren $A_{OSZ} = 2 \mu\text{m}$, $v_{OSZ} = 70 \text{ Hz}$ und $v = 25 \mu\text{m/s}$ für die geraden Teilstücke gewählt. Für die gekrümmten Teilstücke haben sich $A_{OSZ} = 3,5 \mu\text{m}$ bei $v_{\alpha} = 13,6 \mu\text{m/s}$ und $A_{OSZ} = 5 \mu\text{m}$ bei $v_{\alpha} = 25 \mu\text{m/s}$ als geeignete Parameter für die Anpassung der Spurbhöhe und Spurbreite an die geraden Teilstücke erwiesen. Die übrigen Schreibparameter können in Abschnitt 3.3.3 nachgelesen werden.

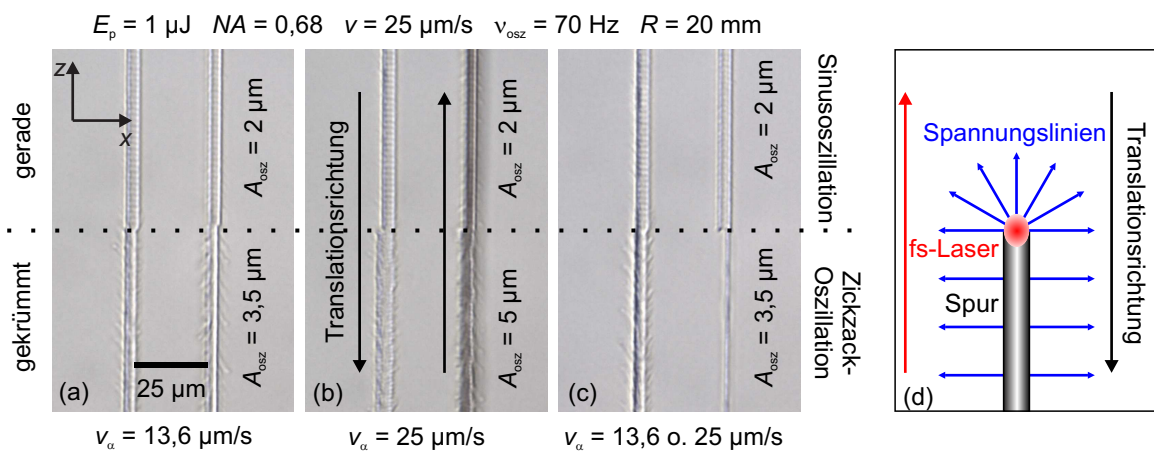


Abbildung 4.11: Hellfeld-Aufnahmen der Aufsicht von S-Kurven. Die gekrümmten Abschnitte der S-Kurve in (a) und (b) wurden mit überlagerter Zickzack-Oszillation hergestellt. Die Außenspur (rechte Seite) der S-Kurve in (c) wurde ohne überlagerte Zickzack-Oszillation geschrieben. Modell zur Ausrichtung der Risse (d). Die Schreibparameter sind eingezeichnet und die Translationsrichtung wird durch schwarze Pfeile dargestellt.

In Abb. 4.11 (a) ist der Übergangsbereich zwischen dem geraden und gekrümmten Teilstück ($R = 20 \text{ mm}$) für $A_{OSZ} = 3,5 \mu\text{m}$ der Zickzack-Oszillation gezeigt. Auch die Spuren des gekrümmten Teilstücks weisen gerade Ränder mit starkem Kontrast zum umgebenden Material auf. Diese entstehen durch den hohen Pulsüberlapp an den Rändern der Spur (vgl. Abb. 3.3 (c)). Es lässt sich jedoch auch eine große Anzahl von Rissen im umgebenden Material beobachten. Eine periodisch auftauchende Struktur innerhalb der Spur lässt sich nicht ausmachen. Die Spurbreiten des gekrümmten und des geraden Teilstückes sind relativ gut aneinander angepasst. Allerdings weist das gerade Teilstück einen leichten Versatz zum gekrümmten Teilstück in negative x -Richtung auf, so dass eine Kante am Übergangsbereich entsteht. Die möglichen Auswirkungen dieser Kante auf die wellenleitenden Eigenschaften werden in Abschnitt 5.4.4 diskutiert.

In Abb. 4.11 (b) ist der Übergangsbereich für $A_{OSZ} = 5 \mu\text{m}$ der Zickzack-Oszillation dargestellt. Die Spuren des gekrümmten Teilstücks weisen relativ inhomogene Ränder auf. Ein

³Die verschiedenen Bezeichnungen der S-Kurven sind in der schematischen Darstellung in Abb. 3.7 eingezeichnet.

Vergleich der Abbildungen 3.3 (b) und (c) in Abschnitt 3.2.2 macht deutlich, dass die Auftreffpunkte der Zentren der Laserpulse für den Fall $A_{\text{osz}} = 5 \mu\text{m}$ deutlich unregelmäßiger verteilt sind als im Fall von $A_{\text{osz}} = 3,5 \mu\text{m}$. Daher wird auch eine unregelmäßigere Struktur für die größere Oszillationsamplitude erwartet. Die Anzahl und Länge der auftretenden Risse ist jedoch nicht größer als für eine Oszillationsamplitude von $3,5 \mu\text{m}$. Auch hier gelang eine relativ gute Anpassung der Spurbreite. Die Verschiebung des gekrümmten Teilstückes gegenüber dem geraden Teilstück wird durch die größere Spurbreite ausgeglichen. Allerdings ist die Spurbreite der gekrümmten Struktur etwas zu groß, so dass wiederum eine Kante entsteht.

Abb. 4.11 (c) zeigt den Übergangsbereich einer S-Kurve, bei der die Außenspur ohne überlagerte Oszillation geschrieben wurde. Die Innenspur wurde mit $A_{\text{osz}} = 3,5 \mu\text{m}$ und den entsprechenden Parametern geschrieben. Die Außenspur weist wie erwartet eine wesentlich kleinere Breite auf, wodurch auch hier eine Kante am Übergang entsteht, die im Fall der Außenkurve jedoch in die andere Richtung ausgerichtet ist als im Fall der Innenkurve.

Aus Abb. 4.11 können weitere Rückschlüsse über die entstehenden Risse gezogen werden. Die S-Kurven wurden hergestellt, indem der Verschiebetisch erst in negative z -Richtung bewegt wurde, dann um den Spurbestand d in x -Richtung verfahren wurde, worauf die umgekehrte Bewegung in positive z -Richtung erfolgte. Im Bezugssystem des Kristalls bedeutet dies, dass der fs-Laser einem um 180° gedrehten Bewegungsablauf folgt (siehe roter Pfeil in Abb. 4.11 (d)). In den Abbildungen fällt auf, dass die Risse immer in Bewegungsrichtung des fs-Lasers zeigen. Ein mögliches Modell für dieses Verhalten ist in Abb. 4.11 (d) dargestellt. Es wird davon ausgegangen, dass die Spannungslinien radial vom modifizierten Bereich weg zeigen. Somit sind am Ende der Spur auch Spannungen im unmodifizierten Material vorhanden, die in Bewegungsrichtung des Lasers zeigen. Treffen weitere Pulse auf dieses unter Spannungen stehende Material, werden also die Spannungen durch weitere Materialmodifikationen erhöht, entstehen die Risse, die entlang der Spannungslinien verlaufen. Mögliche Risse, welche parallel zur Spur vom Spurende weg zeigen, werden dabei von der nachfolgenden Materialmodifikation überdeckt.

Polarisationskontrast

Auch die gekrümmten Strukturen wurden im Polarisationskontrast-Modus untersucht. Abb. 4.12 zeigt die entsprechenden Mikroskopaufnahmen. Dabei sind in Abb. 4.12 (a) und (b) zirkular gekrümmte Doppelspuren bei unterschiedlichen Polarisationsrichtungen des Beleuchtungslichtes dargestellt. Die Außenspur befindet sich hier auf der linken Seite. In Abb. 4.12 (c) ist eine S-Kurve dargestellt, bei der die Außenspur ohne überlagerte Zickzack-Oszillation geschrieben wurde. Abb. 4.12 (d) zeigt hingegen eine S-Kurve, bei der alle gekrümmten Teilstücke mit gleichen Parametern hergestellt wurden. Die Außenspur befindet sich in diesen Fällen auf der rechten Seite.

Für die zirkular gekrümmten Doppelspuren wurde in Abb. 4.12 (a) die Polarisationsrichtung des Beleuchtungslichtes so gewählt, dass die maximale Helligkeit erreicht wurde. Dies ist analog zu geraden Strukturen genau dann der Fall, wenn die Polarisationsrichtung gemäß $\pm 45^\circ$ zur entsprechenden Tangente der Spuren ausgerichtet ist. In anderen hier nicht gezeigten Kristallbereichen erscheinen die Spuren daher bei gleicher Polarisationsrichtung dunkler. Bei Polarisationsrichtungen senkrecht oder parallel zur Tangente der Spuren sind wie schon im Fall der geraden Strukturen nahezu keine Polarisationsänderungen zu beobachten (Abb. 4.12 (b)).

Für die S-Kurve (Abb. 4.12 (c)) kann eine deutliche Reduktion der spannungsinduzierten

4 Mikroskopische und Röntgentopographische Untersuchungen

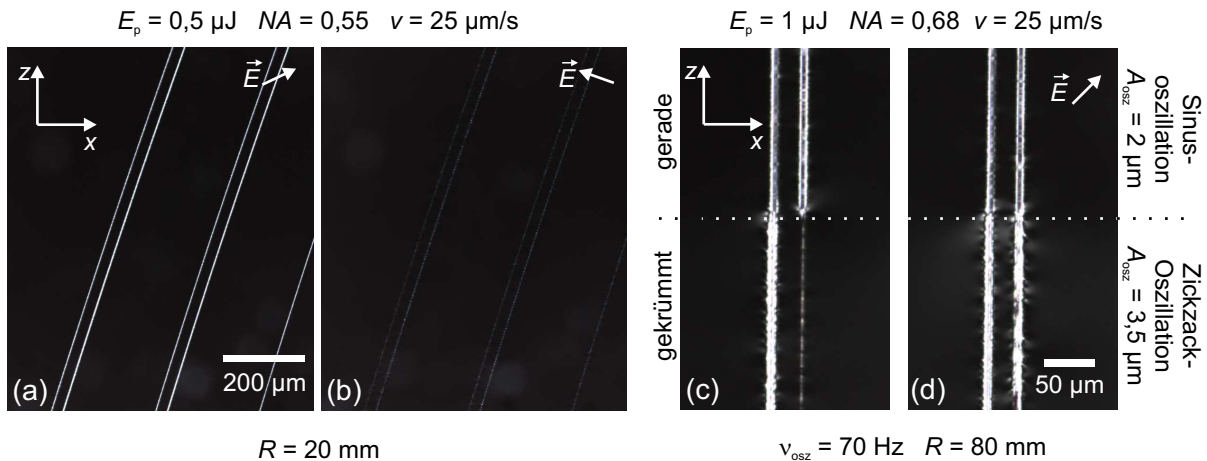


Abbildung 4.12: Polarisationskontrast-Aufnahmen der Aufsicht von gekrümmten Strukturen. Für die zirkular gekrümmten Doppelspuren (a) und (b) wurden die Mikroskop- und Kameraeinstellungen gleich gewählt. S-Kurven mit (c) und ohne (d) Zickzack-Oszillation der Außenkurve. Die Kameraeinstellungen wurden auch hier gleich gewählt. Die Schreibparameter und die Polarisationsrichtung des Beleuchtungslichts sind angegeben.

Doppelbrechung der Spur der Außenkurve im Vergleich zur Doppelbrechung der Spur der Innenkurve beobachtet werden. Die Doppelspur in Abb. 4.12 (d) wurde mit überlagerter Zickzack-Oszillation für beide gekrümmten Teilstücke geschrieben. Anhand dieser Abbildung wird deutlich, dass die mit Zickzack-Oszillation geschriebenen Spuren eine höhere Helligkeit im Polarisationskontrast aufweisen als die Spuren, die mit einer Sinusoszillation geschrieben wurden, also als die geraden Teilstücke. Dies könnte auch bedeuten, dass zwischen den Doppelspuren, die mit überlagerter Zickzack-Oszillation geschrieben wurden, eine stärkere Doppelbrechung erzeugt wurde. Dies müsste allerdings anhand von Polarisationskontrast-Aufnahmen des Querschnittes einer dünnen Probe ähnlich zu den Untersuchungen in Abschnitt 4.2.2 bestätigt werden.

Zirkular gekrümmte Doppelspuren mit kleinem Krümmungsradius

Weiterhin wurden gekrümmte Strukturen mit kleinem Krümmungsradius in einer 100 µm dünnen YAG Scheibe hergestellt. Abb. 4.13 zeigt die Hell- und Dunkelfeld-Aufnahmen einer Doppelspur, die mit einem Krümmungsradius von $R = 3,5$ mm geschrieben wurde. Bei der linken Spur handelt es sich dabei um die Innenspur, die rechte Spur ist die Außenspur.

In der Hellfeld-Aufnahme (Abb. 4.13 (a)) können neben den üblicherweise bei diesen Pulsenergien auftretenden kleinen Rissen zusätzliche weitaus größere Risse an der Innenspur beobachtet werden. Weiterhin tritt neben der Innenspur ein dunkler Bereich parallel zur Spur auf. Die Dunkelfeld-Aufnahme (Abb. 4.13 (b)) zeigt, dass dieser dunkle Bereich, welcher in der Abbildung durch rote gestrichelte Linien markiert ist, aus mehreren zur Spur parallelen Linien zusammengesetzt ist, welche starke Lichtstreuung aufweisen. Diese Risse liegen nicht in der Ebene der großen Risse, welche die Spuren kreuzen, da diese in Abb. 4.13 (b) nicht scharf abgebildet werden. Es kann davon ausgegangen werden, dass der YAG-Kristall in gekrümmten Ebenen parallel zur Spur ebenfalls gesprungen ist.

Diese Aufnahmen bestätigen, dass an der Innenseite der Spuren größere Spannungen induziert werden als an der Außenseite (vgl. Abb. 3.4 in Abschnitt 3.2.4). Die Innenspur wurde bei

$$E_p = 1,5 \mu\text{J} \quad NA = 0,55 \quad v = 25 \mu\text{m/s} \quad R = 3,5 \text{ mm}$$

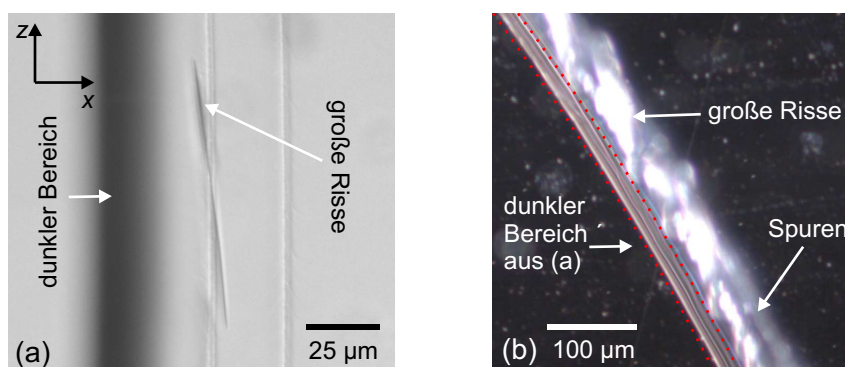


Abbildung 4.13: Mikroskopaufnahmen der Aufsicht von gekrümmten Strukturen in einer $100 \mu\text{m}$ dünnen YAG Scheibe mit Krümmungsradius $3,5 \text{ mm}$, wobei sich die Innenspur auf der linken Seite befindet. Hellfeld-Durchlicht-Aufnahmen (a). Dunkelfeld-Durchlicht-Aufnahmen in kleinerer Vergrößerung (b). In (a) ist ein Ausschnitt aus (b) gezeigt. Die Strukturierungsparameter sind eingezeichnet.

der Herstellung dieser Doppelspuren zeitlich nach der Außenspur geschrieben. Daher treffen die fs-Laserpulse auf Material, welches bereits unter Spannungen steht. Die zusätzlichen von der zweiten Spur induzierten Spannungen führen dann zu den beschriebenen Sprüngen und Rissen im Bereich der Innenspur.

Die beschriebenen Effekte traten für Pulsenergien von $1,5 \mu\text{J}$ und für $R \leq 10 \text{ mm}$ auf. Da die Probe allerdings nur $100 \mu\text{m}$ dünn war wurden die Spuren nur wenige μm unter die Oberfläche geschrieben, so dass in y -Richtung weniger Platz für eine Relaxation der Spannungen vorhanden ist. Ob es einen Zusammenhang zwischen Schreiftiefe und der Probendicke und dem Auftreten dieser Sprünge und Risse gibt, wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht.

4.2.4 Rekonstruktion der optischen Indikatrix

Der Argumentation aus [Sie10a] folgend wird in diesem Abschnitt die Indikatrix für die doppelbrechenden Bereiche der Doppelspuren, die mit überlagerter Oszillationsbewegung senkrecht zur Translationsrichtung geschrieben wurden, und der zirkular gekrümmten Spuren rekonstruiert. Dazu wird auf die Ergebnisse der Polarisationskontrastmikroskopie zurückgegriffen. Die Definition der optischen Indikatrix ist in Abschnitt 2.2.2 gegeben.

Zentraler Bereich zwischen den Doppelspuren

Unter der Annahme, dass zwischen den Doppelspuren die spannungsinduzierte Doppelbrechung derjenigen eines uniaxialen Systems entspricht, kann aus der Aufsicht geschlossen werden, dass die optische Achse parallel zur y -Achse ausgerichtet sein muss, da sich für diesen Bereich in der Aufsicht unter keinem Polarisationswinkel eine Polarisationsänderung ergibt (siehe Abbildung 4.4). In diesem Fall erfahren somit beide Normalmoden des Systems den ordentlichen Brechungsindex n_o . Aufgrund der gleichen Argumentation ergibt sich auch für die gekrümmten Strukturen eine Ausrichtung der optischen Achse parallel zur y -Achse (siehe Abb. 4.12 (a) und (b)). Die beiden Fälle sind schematisch in Abb. 4.14 (a) und (c) eingezeichnet.

Die Lage der Achse des ordentlichen Brechungsindex kann anhand der Polarisationskontrast-

4 Mikroskopische und Röntgentopographische Untersuchungen

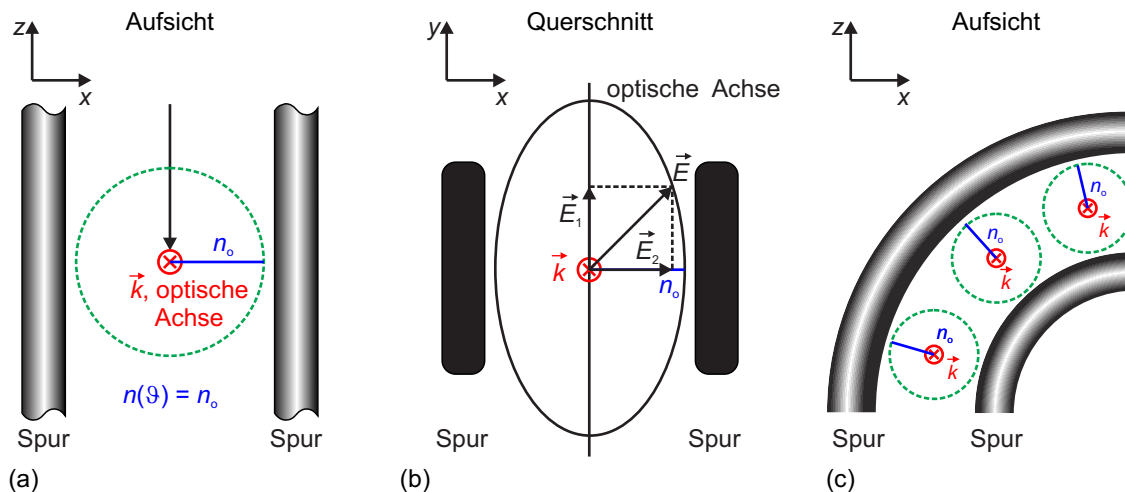


Abbildung 4.14: Rekonstruktion der optischen Indikatrix für den Bereich zwischen den Doppelspuren. In der Aufsicht (a). Im Querschnitt (b) und in der Aufsicht für gekrümmte Strukturen (c).

Aufnahmen des Querschnittes rekonstruiert werden. Die Achse des ordentlichen Brechungsindex liegt per Definition senkrecht zur Ausbreitungsrichtung \vec{k} und zur optischen Achse, also in der x - y -Ebene bei $\vec{k} \parallel z$. Nach dem in Abschnitt 2.2.2 vorgestellten Spezialfall findet bei dieser Konstellation genau dann keine Polarisationsänderung des transmittierten Lichts statt, wenn das Licht parallel zu n_o oder n_e polarisiert ist. Dies ist nach Abb. 4.9 (a), (c) und (e), (g) bei einer Polarisationsrichtung parallel zur x - bzw. y -Achse der Fall. Bei anderer Polarisation, insbesondere bei einer Ausrichtung von $\pm 45^\circ$ zu x - bzw. y -Achse, sehen die unterschiedlichen Komponenten des elektrischen Feldes unterschiedliche Brechungsindizes und es kommt zu einer Polarisationsänderung und somit hellen Bereichen im Polarisationskontrastbild (Abb. 4.9 (b), (d) und (f), (h)). Demzufolge muss die Achse des ordentlichen Brechungsindex bei dieser Ausbreitungsrichtung parallel zur x -Achse ausgerichtet sein, da wie zuvor beschrieben für den außerordentlichen Brechungsindex $n_e \parallel y$ gilt. Dieser Fall ist in Abb. 4.14 (b) schematisch dargestellt.

Wird die Annahme getroffen, dass gekrümmte Strukturen lokal qualitativ das gleiche Verhalten in der Polarisationskontrastmikroskopie des Querschnittes aufweisen, wie die geraden Strukturen, folgt daraus für die Lage der Achse des ordentlichen Brechungsindex, dass diese jeweils senkrecht zur Spur ausgerichtet ist. Sie liegt weiterhin in der x - z -Ebene, weist jedoch lokal unterschiedliche Verdrehungen zur y -Achse auf. Dies ist schematisch in Abb. 4.14 (c) dargestellt.

Modifizierter Bereich

Für die modifizierten Bereiche, also die Spuren selbst, lassen sich ebenfalls einige Ansatzpunkte zur Lage der optischen Indikatrix finden. Die Doppelbrechung der Spuren, die mit überlagerter Sinusoszillation geschrieben wurden, wird nach Abb. 4.4 in der Aufsicht nur sichtbar, sofern die Polarisationsrichtung zur x - und z -Achse verdreht ist. Die höchste Lichtintensität ergab sich bei einer Verdrehung um $\pm 45^\circ$. Es ist also davon auszugehen, dass in diesem Fall die Brechungsindexachsen parallel zur x -Achse bzw. z -Achse ausgerichtet sind. Im Polarisationskontrastbild des Querschnitts der Spuren (Abb. 4.9 (a) - (d)) erscheinen jedoch auch die Spuren selbst bei

Polarisationsrichtungen mit einer Verdrehung von $\pm 45^\circ$ zur x - bzw. y -Achse hell. Dies weist darauf hin, dass es sich um ein biaxiales System handeln könnte, bei dem die dritte Brechungsindexachse parallel zur y -Achse ausgerichtet ist. Da der Querschnitt der Spuren allerdings im Hellfeld relativ dunkel erscheint (Abb. 4.7), also wenig Licht transmittiert wird, ist es auch möglich, dass die hellen Bereiche in den Polarisationskontrast-Aufnahmen im Bereich der Spuren auf Abbildungsfehler oder Lichtstreuung zurückzuführen sind.

4.2.5 Zusammenfassung der Lichtmikroskopie von YAG

Mittels fs-Laserstrukturierung wurden in YAG Spuren modifizierten Materials hergestellt. Die geschriebenen Strukturen wurden mit unterschiedlichen lichtmikroskopischen Methoden untersucht, wobei ein Vergleich von Strukturen, die mit unterschiedlichen Herstellungsmethoden geschrieben wurden, erfolgte.

Die Untersuchung der Aufsicht ergab, dass die Strukturen, welche im Rahmen dieser Arbeit hergestellt wurden, weitaus glattere Ränder aufweisen als die Spuren, welche mit Positioniersystem 1 in früheren Arbeiten hergestellt wurden [Cal09, Sie10a]. Auch der innere Bereich der Strukturen erscheint wesentlich homogener und weist eine relativ gleichmäßige Verteilung der Streuzentren und Bereiche unterschiedlichen Brechungsindex auf, wie anhand von Dunkelfeld- und Phasenkontrast-Aufnahmen festgestellt werden konnte. Diese inhomogene Verteilung der Streuzentren innerhalb der Strukturen, die mit Positioniersystem 1 geschrieben wurden, konnte auf eine Oszillation des in früheren Arbeiten verwendeten Verschiebetisches und eine geringere Schwingungsdämpfung des Positioniersystems zurückgeführt werden.

Anhand von Polarisationskontrast-Aufnahmen wurde nachgewiesen, dass die spannungsinduzierte Doppelbrechung im Fall der Strukturen, die mit einer einfachen linearen Translationsbewegung im Rahmen dieser Arbeit hergestellt wurden, jedoch wesentlich geringer ausfällt. Um die Doppelbrechung zu erhöhen, wurden Strukturen hergestellt, bei denen die Translationsbewegung mit einer zusätzlichen Oszillation senkrecht zur Translationsrichtung überlagert wurde. Dies führte zu einer Verbreiterung der Spuren und erhöhter Doppelbrechung. Aufgrund des Pulsüberlapps, welcher aus diesem Bewegungsablauf resultiert, weisen diese Spuren glatte Kanten und einen periodisch strukturierten inneren Bereich auf. Ab höheren Pulsenergien als etwa $1 \mu\text{J}$ treten bei allen angewendeten Herstellungsmethoden Risse im umgebenden Material auf, deren Ausrichtung von der Translationsrichtung abhängt. Dies konnte anhand eines Modells erklärt werden.

Die Untersuchung des Querschnittes zeigte, dass die Spurbhöhe sowohl bei den Spuren, welche mit Positioniersystem 1 hergestellt wurden, als auch bei den Spuren, die im Rahmen dieser Arbeit geschrieben wurden, mit der Pulsenergie ansteigt. Die Spurbbreite hingegen bleibt nahezu konstant und ist für die Spuren dieser Arbeit geringer oder hängt von der Oszillationsamplitude ab. Anhand von DIC-Aufnahmen konnte festgestellt werden, dass sowohl für Spuren, die mit, als auch für Spuren, die ohne überlagerte Oszillation geschrieben wurden, durch die mechanische Politur der Endflächen wahrscheinlich ein geringerer Materialabtrag des modifizierten Bereiches erfolgt, als bei Spuren, die mit Positioniersystem 1 geschrieben wurden. Anhand von Polarisationskontrast-Aufnahmen einer $65 \mu\text{m}$ dünnen YAG Scheibe konnte verifiziert werden, dass durch die Strukturen, welche mit überlagelter Sinusoszillation geschrieben wurden, eine weitaus höhere Doppelbrechung in den Bereich zwischen den Spuren induziert wurde. Somit konnten mit dieser Herstellungsmethode Strukturen geschrieben werden, die relativ glatte Kan-

ten aufweisen, welche auf geringere Streuverluste an den Kanten hinweisen, und aufgrund höherer Doppelbrechung einen größeren Brechungsindexunterschied in der Umgebung der Spuren erzeugen.

Anhand der Untersuchungen an zirkular gekrümmten Strukturen konnte bestätigt werden, dass die Innenkrümmung einer Kurve größeren Spannungen ausgesetzt ist als die Außenkurve. Weiterhin wurde durch eine überlagerte Zickzack-Oszillation der Translationsbewegung innerhalb des gekrümmten Bereiches von S-Kurven eine Erhöhung der Spurbreite und der spannungsinduzierten Doppelbrechung der gekrümmten Teilstücke erzielt. Die Spurbreiten und Höhen des geraden und gekrümmten Teils wurden angepasst. Es entstanden dabei durch Verschiebung bzw. nicht perfekte Anpassung Kanten an den Übergangsstellen.

Durch Analyse der Polarisationskontrast-Aufnahmen des Querschnittes und der Aufsicht konnte weiterhin die optische Indikatrix für den Bereich zwischen den Spuren und für die modifizierten Bereiche für Strukturen, die mit überlagerter Oszillation hergestellt wurden, rekonstruiert werden. Durch die Spannungen wurden die Bereiche zwischen den Spuren entsprechend einem uniaxialen System doppelbrechend. Die Lage der optischen Achse ist dabei parallel zur y -Achse und die Achsen des ordentlichen Brechungsindex liegen in der x - z -Ebene. Für gekrümmte Spuren ergaben sich ähnliche Ergebnisse. Die modifizierten Bereiche können wahrscheinlich anhand eines biaxialen Systems beschrieben werden, wobei die Brechungsindexachsen parallel zu den Achsen des Koordinatensystems ausgerichtet sind.

Reproduzierbarkeit der Herstellung von Spuren mit überlagerter Oszillation

In einigen der Abbildungen von Doppelspuren, die mit überlagerter Oszillation in x -Richtung geschrieben wurden, fällt auf, dass eine der beiden Spuren im Hellfeld dunkler erscheint als die andere (siehe Abb. 4.3 (d) und 4.11 (b)). Weiterhin erscheint in den Polarisationskontrast- und Dunkelfeld-Aufnahmen bei Doppelspuren, die mit überlagerter Oszillation hergestellt wurden, auch eine der beiden Spuren heller (Abb. 4.4 (d), (f) und (h) und Abb. 4.5 (c)). Diese Unterschiede treten unabhängig von der Reihenfolge auf, in der die Spuren geschrieben wurden. Bei der Herstellung dieser Art Strukturen unterlag das fs-Lasersystem sowohl Leistungsschwankungen als auch Schwankungen in der Richtungsstabilität (Engl: Pointing Stability). Dies führte vermutlich zu den unterschiedlich starken Modifikationen bei den diskutierten Spuren. Weiterhin führten die genannten Instabilitäten des Lasersystems dazu, dass bei der Herstellung von Spuren mit überlagerter Oszillation die Reproduzierbarkeit bei einer Wiederholung der Experimente mit identischen Strukturierungsparametern eingeschränkt war. Um optimale Parameter für die Herstellung von Doppelspuren mit überlagerter Oszillation zu finden, sollten weitere Strukturen mit unterschiedlichen Parametern geschrieben werden. Weiterhin sollten einige der bisher verwendeten Parameterkombinationen wiederholt werden, um die Reproduzierbarkeit dieser Herstellungsmethode zu gewährleisten.

4.3 Lichtmikroskopische Untersuchungen von Pr:SrAl₁₂O₁₉

Für die strukturierte Pr:SrAl₁₂O₁₉ Probe wurden Aufnahmen der Aufsicht im Hellfeld, Dunkelfeld, Polarisations- und Phasenkontrast-Modus erstellt. Der Querschnitt wurde im Hellfeld, DIC und Polarisationskontrast untersucht. Mit Ausnahme des DIC wurden alle Aufnahmen im Durchlicht-Modus erstellt, wobei eine Länge von 6,6 mm in z -Richtung durchleuchtet wurde.

Im Folgenden werden die Ergebnisse aufgeteilt in Beobachtungen des Querschnittes und der Aufsicht vorgestellt. Da wie zuvor in Abschnitt 3.3.1 beschrieben keine derart systematische Variation der Schreibparameter wie im Falle von YAG erfolgte, wurden die meisten mikroskopischen Untersuchungen an demjenigen Wellenleiter durchgeführt, welcher für die Laserexperimente verwendet wurde (siehe dazu Abschnitt 6.6).

4.3.1 Aufsicht

Abb. 4.15 (a) - (c) zeigt die Aufsicht einer Doppelspur aufgenommen mit verschiedenen Mikroskopiemethoden. Die Spuren wurden mit einer Pulsenergie von 1 μJ und einer Translationsgeschwindigkeit von 25 $\mu\text{m/s}$ geschrieben. Der Spurabstand betrug 22 μm .

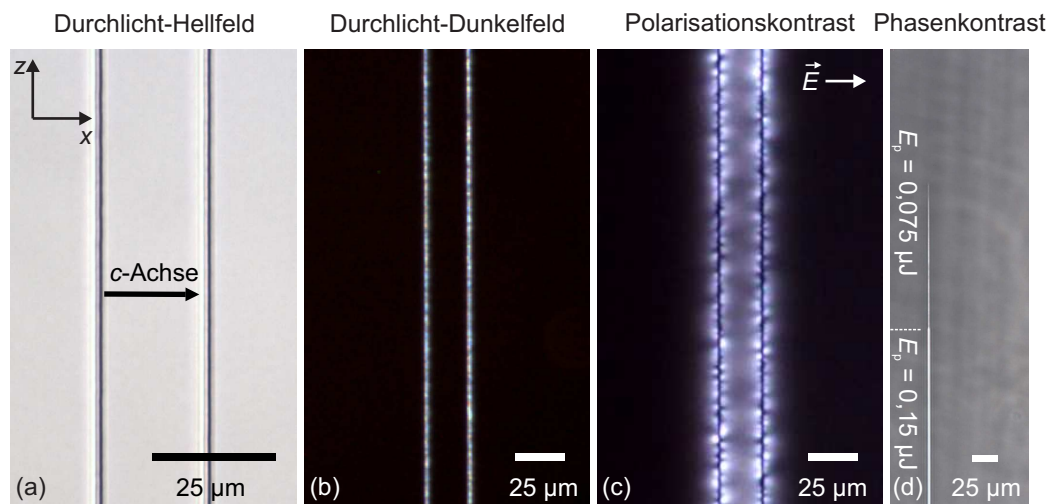


Abbildung 4.15: Mikroskopaufnahmen der Aufsicht einer Doppelspur. Im Hellfeld- (a), Dunkelfeld- (b) und Polarisationskontrast-Modus (c). Mikroskopaufnahme einer Einzelspur im Phasenkontrast-Modus (d).

Abb. 4.15 (a) zeigt die Doppelspur aufgenommen im Durchlicht-Hellfeld-Modus. In dieser Abbildung ist die Lage der c -Achse des Kristalls eingezeichnet. Die sehr glatten Spuren zeigen einen hohen Kontrast zum unmodifizierten umgebenden Material. Die Kanten der Spuren sind gleichmäßig glatt und es treten nur kleine Inhomogenitäten auf. Risse in das umgebende Material können nicht beobachtet werden, so dass verminderte Lichtstreuung an den Spuren erwartet wird.

Eine Durchlicht-Dunkelfeld Mikroskopaufnahme ist in Abb. 4.15 (b) gezeigt. Anhand dieser Aufnahme wird deutlich, dass an den Spuren Licht gestreut wird. Es wird zwar Licht über die gesamte Länge der Spur hinweg gestreut, jedoch treten immer wieder dunkle Stellen in der Spur auf. Dies weist darauf hin, dass die Streuzentren nicht homogen verteilt sind.

Die Doppelspuren wurden weiterhin im Polarisationskontrast untersucht. Dies ist in Abb. 4.15 (c) dargestellt. Das elektrische Feld des Beleuchtungslichtes war dabei parallel zur c -Achse des Kristalls, also zur x -Achse des Koordinatensystems, ausgerichtet. Für eine um 90° gedrehte Polarisationsrichtung ergaben sich keine signifikanten Unterschiede in der Polarisationskontrast-Aufnahme. Im Falle anderer Polarisationsrichtungen des Beleuchtungslichtes trat eine Polarisationsänderung schon aufgrund der intrinsischen Doppelbrechung des Kristalls auf, da die Polarisation nicht mehr entsprechend einer der Normalmoden des Kristalls

ausgerichtet war, und das gesamte Bild erschien hell. Daher waren die gewählten Polarisationsrichtungen die einzig sinnvollen für die Aufsicht, in der durch die Spuren hervorgerufene Effekte beobachtet werden konnten. Anhand der hellen Bereiche, welche neben und zwischen den Spuren auftreten, wird deutlich, dass auch im Falle von $\text{Pr}:\text{SrAl}_{12}\text{O}_{19}$ Spannungen in das umgebende Material induziert wurden. Es ist also davon auszugehen, dass ein Brechungsindexunterschied aufgrund spannungsinduzierter Doppelbrechung im Bereich zwischen den Spuren erzeugt wird. Die Spuren selbst zeigen analog zu Spuren in YAG (vgl. Abb. 4.4) unter Beleuchtung mit Licht, welches parallel bzw. senkrecht zu den Spuren polarisiert ist, keine Doppelbrechung und sind als schwarze Linien zu erkennen.

Abb. 4.15 (d) zeigt das Phasenkontrastbild einer Einzelspur, die aus Segmenten besteht, welche mit unterschiedlichen Pulsenergien geschrieben wurden. Die Translationsgeschwindigkeit betrug in diesem Fall $10\ \mu\text{m}/\text{s}$. Für eine Pulsenergie von $0,15\ \mu\text{J}$ wird die Zerstörschwelle für diese Parameterkombination überschritten und eine Spur modifizierten Materials mit geändertem Brechungsindex geschrieben. Für eine geringere Pulsenergie von $0,075\ \mu\text{J}$ wird zu Beginn eine etwas schmalere Spur gebildet, diese wird jedoch nach etwa $140\ \mu\text{m}$ unterbrochen. Dies ist wahrscheinlich auf Leistungsschwankungen des fs-Lasers oder eine nicht perfekte senkrechte Ausrichtung der Probe zum fs-Laserstrahl zurück zu führen, so dass die Zerstörschwelle aufgrund zu niedriger Leistung oder veränderter Schreiftiefe unterschritten wurde. Die Zerstörschwelle für $\text{Pr}:\text{SrAl}_{12}\text{O}_{19}$ liegt bei $v = 10\ \mu\text{m}/\text{s}$ und fester Fokussierung also bei ca. $0,075\ \mu\text{J}$. Für $v = 25\ \mu\text{m}/\text{s}$ konnte bei einer Pulsenergie von $0,11\ \mu\text{J}$ noch eine nicht unterbrochene Struktur hergestellt werden. Niedrigere Energien wurden bei dieser Geschwindigkeit nicht getestet, aber es ist davon auszugehen, dass die Zerstörschwelle auch für diese Geschwindigkeit nicht wesentlich höher als $0,075\ \mu\text{J}$ liegt. Weiterhin zeigt Abb. 4.15 (d), dass die Spuren einen anderen Brechungsindex aufweisen, als das unmodifizierte Material.

4.3.2 Querschnitt

In Abb. 4.16 (a) - (c) ist der Querschnitt der $6,6\ \text{mm}$ langen Doppelspur im Hellfeld und Polarisationskontrast gezeigt. Die Aufnahmen wurden im Durchlicht-Modus erstellt. Abb. 4.16 (d) wurde im Aufsicht-DIC-Modus erstellt.

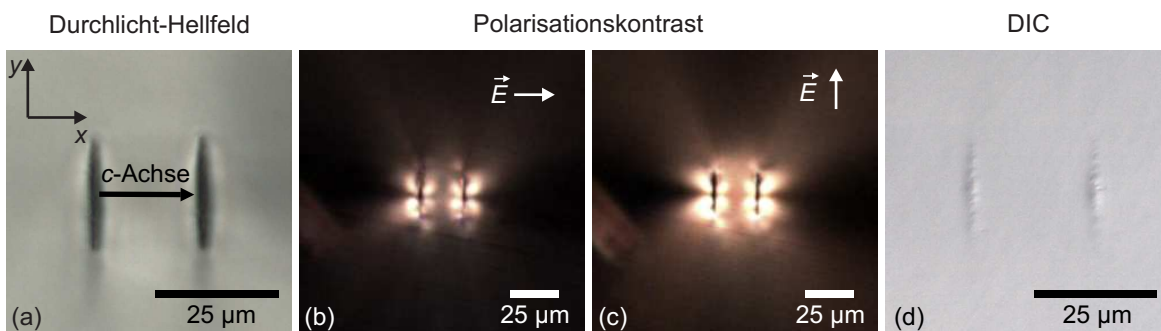


Abbildung 4.16: Mikroskopaufnahmen des Querschnittes von Doppelspuren. Im Hellfeld (a), Polarisationskontrast (b) - (c) und DIC-Modus (d). Für die Polarisationskontrast-Aufnahmen wurden die gleichen Kamera- und Mikroskopeinstellungen gewählt.

Im Hellfeld in Abb. 4.16 (a) ist die aus den Ergebnissen für YAG erwartete elliptische Form

des Querschnittes der Spuren zu erkennen. Die Spuren weisen eine Höhe H von $23\ \mu\text{m}$ und eine Breite B von $2\ \mu\text{m}$ auf.

Die Polarisationskontrast-Aufnahmen (Abb. 4.16 (b) und (c)) zeigen für die Polarisationsrichtungen $\vec{E} \parallel c$ und $\vec{E} \perp c$ ebenfalls eine spannungsinduzierte Änderung der Polarisation des transmittierten Beleuchtungslichtes. Auch in diesem Fall sind die sinnvollen Variationsmöglichkeiten der Ausrichtung des elektrischen Feldes auf die angegebenen Richtungen beschränkt. Beide Bilder wurden mit den gleichen Mikroskop- und Kameraeinstellungen, also insbesondere bei gleicher Lichtintensität und Belichtungszeit, aufgenommen. Die Polarisationsänderung für $\vec{E} \perp c$ scheint dabei stärker auszufallen als für $\vec{E} \parallel c$. Für die Bereiche zwischen den Spuren können keine verlässlichen Aussagen über die Doppelbrechung getroffen werden, da aufgrund der Länge des Kristalls und der daraus resultierenden Abschirmung des Beleuchtungslichtes durch die Spuren dieser Bereich nur unzureichend ausgeleuchtet wird. Eine dünne Scheibe der Probe, wie im Falle von YAG, wurde aufgrund der geringeren Verfügbarkeit von Pr:SrAl₁₂O₁₉ Proben nicht hergestellt. Daher, und da die Untersuchungen auf zwei Polarisationsrichtungen beschränkt waren, konnte die Indikatrix für die Bereiche zwischen den Spuren und für die Spuren selbst nicht rekonstruiert werden.

Abb. 4.16 (d) zeigt den Querschnitt einer Doppelspur mit einem Spurabstand von $25\ \mu\text{m}$ im DIC-Modus. Die übrigen Schreibparameter waren analog zu den anderen Doppelspuren. Die Oberflächentopographie der modifizierten Bereiche erscheint ähnlich zu den YAG Proben, welche mit ähnlichen Parametern hergestellt wurden (siehe Abb. 4.8 (b)). Daher wird angenommen, dass auch im Falle von Pr:SrAl₁₂O₁₉ modifiziertes Material leichter durch Politur abgetragen werden kann als unmodifiziertes Material.

4.4 Lichtmikroskopische Untersuchungen von KTP

Die Strukturen in den KTP Proben, welche mit den unterschiedlichen Schreibparametern aus Abschnitt 3.3.1 hergestellt wurden, wurden im Hellfeld-Durchlicht-Modus in der Aufsicht und im Querschnitt untersucht. Weiterhin wurden Mikroskopaufnahmen des Querschnittes der Strukturen im Dunkelfeld-Auflicht-Modus erstellt. Dabei wurde die Probe vor und nach der Politur aufgenommen. In den folgenden Abschnitten werden die Untersuchungen vorgestellt. Dabei findet eine Unterteilung in Hell- und Dunkelfeld-Aufnahmen statt.

Wie in Abschnitt 3.4.3 beschrieben handelt es sich bei KTP um ein biaxiales Kristallsystem. Daher ist Polarisationskontrastmikroskopie, ähnlich zu den Strukturen in Pr:SrAl₁₂O₁₉, nur für bestimmte Polarisationsrichtungen des Beleuchtungslichtes sinnvoll. Da bei den untersuchten Polarisationsrichtungen des Beleuchtungslichtes höchstens sehr geringe spannungsinduzierte Doppelbrechung beobachtet wurde, und über die spannungsinduzierte Doppelbrechung bei den anderen Polarisationsrichtungen aufgrund der intrinsischen Doppelbrechung des Kristalls keine Aussage getroffen werden kann, wird im Folgenden die Polarisationskontrastmikroskopie an KTP nicht weiter diskutiert.

4.4.1 Hellfeld

In Abb. 4.17 sind die Hellfeld-Aufnahmen von Einzel- und Doppelspuren, die in KTP geschrieben wurden, gezeigt. Abb. 4.17 (a) - (d) zeigt dabei den Querschnitt von Spuren, die mit un-

4 Mikroskopische und Röntgentopographische Untersuchungen

terschiedlichen Energien hergestellt wurden. In Abb. 4.17 (e) ist die Aufsicht einer Doppelspur ($d = 19 \mu\text{m}$) gezeigt. Die übrigen Schreibparameter sind in der Abbildung eingezeichnet.

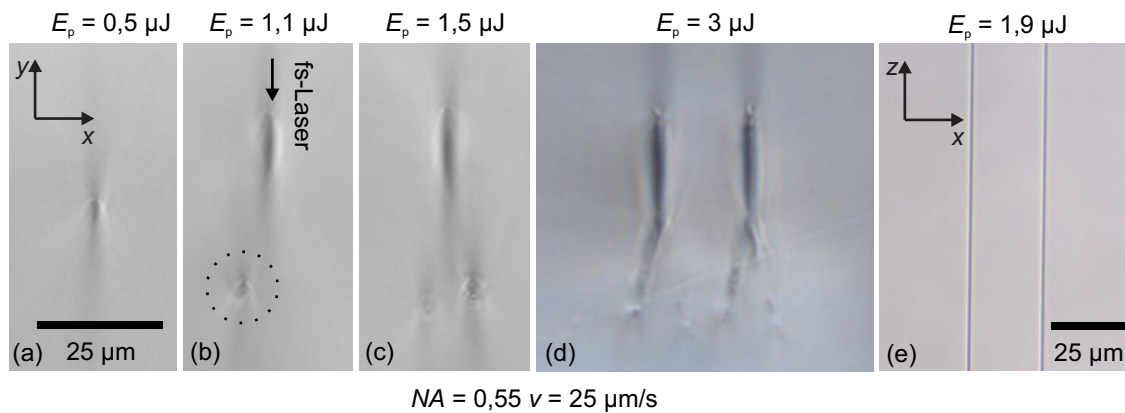


Abbildung 4.17: Durchlicht-Hellfeld-Aufnahmen von Einzel- und Doppelspuren in KTP. Der Querschnitt ist in (a) - (d) und die Aufsicht ist in (e) gezeigt. Die Schreibparameter sind eingezeichnet.

Aus den Aufnahmen des Querschnitts der Spuren kann die Schlussfolgerung gezogen werden, dass, wie aus den Ergebnissen für YAG erwartet, die Spurbhöhe bei nahezu konstanter Spurbbreite mit größerer Pulsenergie ansteigt. Ab einer Pulsenergie von $1,1 \mu\text{J}$ treten ca. $20 \mu\text{m}$ unterhalb der Spur weitere modifizierte Bereiche auf, die etwa $4,5 \mu\text{m}$ in positive bzw. negative x -Richtung von der Spur versetzt sind. Diese weisen einen nahezu kreisförmigen Querschnitt auf. In Abb. 4.17 (b) ist ein derartiger Bereich durch den gepunkteten Kreis markiert. Bei hohen Pulsenergien (Abb. 4.17 (d)) bestehen Verbindungen zwischen der eigentlichen Spur und den zusätzlichen modifizierten Bereichen unterhalb der Spuren. Ob es sich bei diesen Verbindungen um auftretende Risse oder ebenfalls direkt durch die fs-Pulse modifiziertes Material handelt, konnte anhand der Mikroskopaufnahmen nicht geklärt werden. Eine mögliche Erklärung für das Auftreten dieser zusätzlichen modifizierten Bereiche kann anhand der in Abschnitt 2.3 beschriebenen Selbstfokussierung und Aufspaltung in mehrere Filamente gegeben werden. Für KTP wäre ein ähnliches Szenario, wie es in Abb. 2.9 dargestellt ist, denkbar. Kommt es nach der Aufspaltung in zwei Filamente zur erneuten Defokussierung durch Plasmabildung und nachfolgender Selbstfokussierung würde ein weiterer seitlich versetzter Bereich unterhalb der Spuren auftreten, in dem die Zerstörschwelle überschritten wird.

Die Aufsicht der Spuren zeigt, dass die Spuren einen hohen Kontrast zum umliegenden Material aufweisen, wobei die Materialmodifikation homogen und mit glatten Rändern erscheint. Risse in das umgebende Material können bei dieser verwendeten Pulsenergie nicht beobachtet werden. Allerdings wurde auch nicht die Ebene der seitlich versetzten Materialmodifikationen betrachtet.

4.4.2 Dunkelfeld

Abb. 4.18 zeigt Dunkelfeld-Aufnahmen im Auflicht-Modus des Querschnittes von Doppelspuren. Dabei wurden die Spuren in 4.18 (a) vor der auf die Strukturierung folgenden Politur (siehe Abschnitt 3.3.5) aufgenommen. In Abb. 4.18 (b) ist die Hellfeld-Durchlicht-Aufnahme der gleichen Doppelspur nach der Politur gezeigt. Abb. 4.18 (c) zeigt die Dunkelfeld-Aufnahme einer

anderen Doppelspur nach der Politur. Die beiden Doppelspuren wurden zwar mit unterschiedlichen Parametern geschrieben, für Pulsenergien zwischen $1,5 \mu\text{J}$ und $3 \mu\text{J}$ wurde jedoch ein sehr ähnliches Verhalten festgestellt.

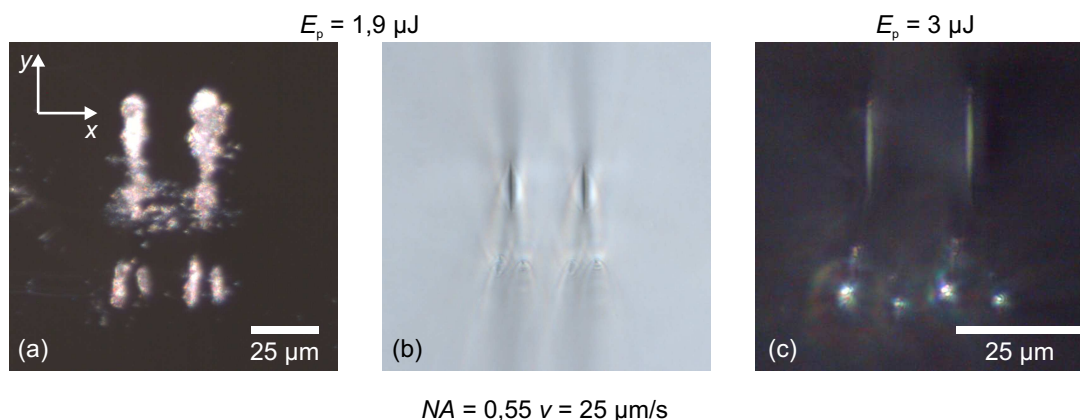


Abbildung 4.18: Auflicht Dunkelfeld-Aufnahmen (a) und (c) und Hellfeld-Aufnahme (b) von Doppelspuren in KTP. Die Spuren vor der Politur (a) und nach der Politur (b) und (c). Die Schreibparameter sind eingezeichnet.

Im Allgemeinen liegt die Zerstörschwelle für eine Volumenmodifikation höher als die Zerstörschwelle für eine Ablation von Material. Daher kommt es an der Oberfläche der Stirnfläche trotz des an dieser Stelle verzerrten fokalen Volumens zur Ablation (vgl. Abb. 3.9). Diese fällt großflächiger aus als die Volumenmodifikation, wie ein Vergleich der Abb. 4.18 (a) und (b) zeigt. Weiterhin ist deutlich zu erkennen, dass eine Aufspaltung des Laserstrahls in zwei Filamente stattfindet, die erst einige Mikrometer unterhalb der eigentlichen Spuren genügend Intensität zur Ablation des Materials aufweisen. Durch Abb. 4.18 (c) wird deutlich, dass die zusätzlich auftretenden Bereiche unterhalb der Spuren eine weitaus höhere Streuung aufweisen als die Spuren selbst. Daher kann davon ausgegangen werden, dass diese Materialmodifikation inhomogener ist.

Anhand der Dunkelfeld-Aufnahmen kann also bestätigt werden, dass der Laserstrahl des zur Strukturierung verwendeten Lasersystems innerhalb des KTP aufgespalten wird, die zusätzlichen modifizierten Bereiche also durch die fs-Laserpulse und nicht aufgrund von Rissen durch nachfolgende Politur entstehen.

4.5 Untersuchungen von YAG mittels Rasterkraftmikroskopie

Die Untersuchungen des Querschnittes der Spuren in YAG mittels DIC-Mikroskopie ergaben, dass im Bereich der Spuren durch Politur der Endflächen wahrscheinlich mehr Material abgetragen wurde, als von den Bereichen unmodifizierten Materials. Um dies zu verifizieren wurde die Oberfläche des Querschnittes von Spuren in einer $65 \mu\text{m}$ dünnen YAG Scheibe mittels Rasterkraftmikroskopie (Englisch: Atomic Force Microscopy, AFM) untersucht. Mit dieser Methode können Oberflächentopographien mit atomarer Höhenauflösung sichtbar gemacht werden.

Es wurden die Querschnitte der Strukturen aus Abbildung 4.8 (b) und (c), also von Doppelspuren, die mit und ohne überlagerte Sinusoszillation geschrieben wurden, und von zwei

4 Mikroskopische und Röntgentopographische Untersuchungen

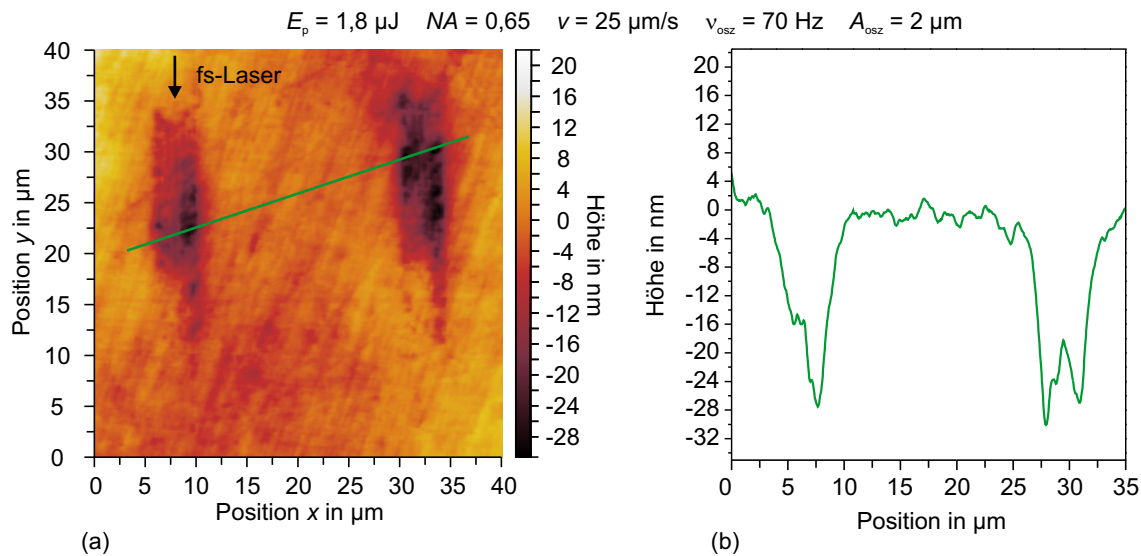


Abbildung 4.19: AFM-Aufnahme des Querschnittes einer Doppelspur in YAG (a). Die Strukturierungsparameter sind eingezeichnet. Höhenprofil entlang der in (a) eingezeichneten Linie (b).

weiteren Doppelspuren, die mit höherem Spurabstand aber sonst jeweils gleichen Parametern geschrieben wurden, untersucht. Dazu wurde ein ZP-100-02, Digital Instruments/Veeco Rasterkraftmikroskop mit einer Siliziumnitrid-Spitze im Kontakt-Modus verwendet.

Abb. 4.19 (a) zeigt die AFM-Aufnahmen einer Doppelspur, die mit überlagerter Sinusoszillation mit $A_{\text{osz}} = 2 \mu\text{m}$, $v_{\text{osz}} = 70 \text{ Hz}$, $v = 25 \mu\text{m/s}$, $E_p = 1,8 \mu\text{J}$ und einer Fokussieroptik mit einer NA von 0,65 geschrieben wurde. Es handelt sich dabei um die Doppelspur aus Abb. 4.8 (c).

Im Bereich der Spuren ist eine deutliche Vertiefung mit einer lateralen x - y -Ausdehnung von ca. $5 \mu\text{m} \times 16 \mu\text{m}$ zu erkennen. Dadurch wird bestätigt, dass sich das modifizierte Material leichter durch mechanische Politur abtragen lässt als unmodifiziertes Material. Dies weist darauf hin, dass die kristalline YAG-Struktur durch die fs-Laserbestrahlung zerstört wurde und polykristallines Material mit einer hohen Anzahl von Defektstellen vorliegt [Sie10a]. Die maximale Tiefe der Vertiefungen wurde anhand des in Abb. 4.19 (b) gezeigten Höhenprofils, welches entlang der in (a) gezeigten Linie aufgenommen wurde, ermittelt. Im gezeigten Fall betrug diese ca. 30 nm. Für die anderen untersuchten Spuren lag dieser Wert zwischen 20 nm und 25 nm. Die AFM-Aufnahmen der Spuren, die ohne überlagerte Sinusoszillation hergestellt wurden, wiesen wie erwartet eine kleinere Ausdehnung in x -Richtung von ca. $2 \mu\text{m}$ auf. Für eine Einzelspur, die mit Positioniersystem 1 bei einer Pulsenergie von $1,5 \mu\text{J}$ hergestellt wurde, wurde eine Vertiefung mit einer Querschnittsfläche von $3 \mu\text{m} \times 13 \mu\text{m}$ und einer maximalen Tiefe von 46 nm gemessen [Sie10a].

Die Spuren, die mit Positioniersystem 1 geschrieben wurden, scheinen also unter der Annahme, dass beide Polituren unter identischen Bedingungen durchgeführt wurden, anfälliger gegenüber mechanischer Politur zu sein, als Spuren, die im Rahmen dieser Arbeit, sowohl mit, als auch ohne überlagerte Sinusoszillation hergestellt wurden. Im Falle der Spuren, die ohne überlagerte Sinusoszillation geschrieben wurden, könnte dies auch auf den kleineren Querschnitt zurückzuführen sein. Um diese Vermutungen zu bestätigen, wären systematische Untersuchungen an einer größeren Anzahl Spuren, die mit den unterschiedlichen Herstellungsmethoden geschrieben wurden, notwendig, da der Unterschied in der maximalen Tiefe nur etwa 20 nm

beträgt und nicht bekannt ist, ob die gleiche Anzahl an Polierschritten durchgeführt wurde.

4.6 Röntgentopographie von YAG

Mit Hilfe der Röntgentopographie kann die Kristallstruktur ortsaufgelöst untersucht werden. Abweichungen von einer perfekten Kristallstruktur, wie sie beispielsweise durch Defekte und Spannungen hervorgerufen werden, äußern sich im Kontrast der aufgenommenen Topogramme. Im Gegensatz zur Mikroskopiemethode des Polarisationskontrastes können mit dieser Methode Rückschlüsse auf die Richtungen der Spannungen gezogen werden. Die Untersuchungen wurden am Institut für Optik und Quantenelektronik der Friedrich-Schiller-Universität Jena durchgeführt. Eine Einführung in die Röntgentopographie kann in [Bla04] nachgelesen werden.

4.6.1 Versuchsaufbau für die röntgentopographischen Untersuchungen

Für die Untersuchungen wurden kommerziell polierte 100 μm dünne YAG Scheiben verwendet. Die Kristallscheiben waren mit den x -, y -, z -Kanten parallel zu den (100), (001), bzw. (010) Richtungen orientiert. Eine kommerzielle Politur der Proben war notwendig, da Präparationsdefekte, welche die Topogramme verfälschen, vermieden werden mussten.

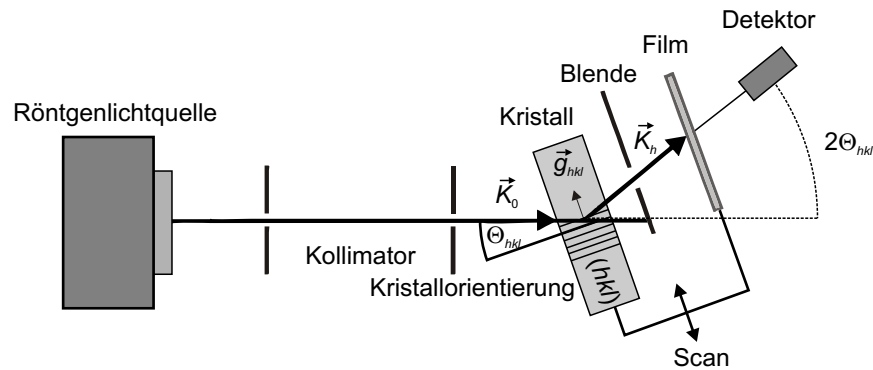


Abbildung 4.20: Schematische Darstellung zur Aufnahme der Röntgentopogramme mittels Lang-Technik.

Der prinzipielle Aufbau zur Aufnahme der Röntgentopogramme mittels Lang-Technik [Law68, Bla04] ist in Abb. 4.20 dargestellt. Die Probe wird mit in \vec{K}_0 -Richtung kollimierter $\text{AgK}_{\alpha 1}$ Röntgenstrahlung (22,162 keV) bestrahlt. Das Röntgenlicht wird unter der Bragg-Bedingung unter einem Winkel von 2Θ in Richtung \vec{K}_h gebeugt und entweder mit einem fotosensitiven Film oder einem Detektor aufgenommen. Dabei wird mit einer Blende ein einzelner Beugungsreflex isoliert. Der Beugungsvektor $\vec{g}_{hkl} = \vec{K}_h - \vec{K}_0$ gibt die Ausrichtung der Probe gemäß der Kristallorientierung gegenüber dem einfallenden Licht an. Um Röntgentopogramme aufzunehmen, werden die Probe und gleichzeitig der Film bewegt, so dass eine ortsaufgelöste Schwärzung des Films entsprechend der Beugungsreflexe entsteht. Weiterhin können durch leichte Variation der Detektorposition um wenige Winkelminuten $\Delta\Theta'$ ortsabhängig die Breite der Bragg-Reflexe mittels Rockingkurven [Bla04] aufgenommen werden. Die Ortsauflösung dieser Methode beträgt etwa 10 μm .

Die Rockingkurven von Reflexen aus Gebieten nicht perfekter Kristallstruktur werden breiter. Gleichzeitig wird die Integralintensität größer, was in einer stärkeren Schwärzung des Foto-

films, also einem stärkeren Signal, resultiert [Bla04]. Somit können unter Spannungen stehende Gebiete an stärkerem Kontrast erkannt werden. Weiterhin wird der Kontrast maximal, sofern der Beugungsvektor parallel zu den Vektorkomponenten der Spannungsfeldes ausgerichtet ist und minimal bei senkrechter Ausrichtung [Law68].

4.6.2 Röntgentopogramme

Es wurden Röntgentopogramme von der Aufsicht und dem Querschnitt der Spuren in Transmission und Reflexion aufgenommen. Die erste Probe bestand aus einer $100\ \mu\text{m}$ dünnen $3\ \text{mm} \times 10\ \text{mm}$ großen YAG Scheibe. In diese wurden Einzelspuren und Doppelspuren von $3\ \text{mm}$ Länge mit einer Translationsgeschwindigkeit von $10\ \mu\text{m/s}$ geschrieben. Für Topogramme der Spurquerschnitte wurden in eine YAG Probe Einzel- und Doppelspuren geschrieben. Daraufhin wurden Scheiben senkrecht zu den Spuren abgesägt und auf $100\ \mu\text{m}$ Dicke kommerziell poliert.

Die Röntgentransmissionstopogramme sind in Abb. 4.21 in Falschfarbendarstellung gezeigt, eine rote Einfärbung bedeutet hierbei ein starkes Signal auf dem Fotofilm ((a) und (b)). In den Topogrammen des Querschnittes ((c) und (d)) wurde die Farbdarstellung für eine bessere Erkennbarkeit invertiert, dabei bedeutet eine blaue Färbung ein starkes Signal. Die entsprechenden Pulsenergien, Spurabstände und Translationsgeschwindigkeiten sind eingezeichnet.

Aufsicht

Abb. 4.21 (a) und (b) zeigt die Probe, welche die Untersuchung der Spuren in der Aufsicht ermöglichte. Dabei war in Abb. 4.21 (a) der Beugungsvektor parallel zur x -Achse ausgerichtet. Es wurden also die Spannungskomponenten, welche senkrecht zu den Spuren in der x - z -Ebene ausgerichtet sind, sichtbar gemacht. Insbesondere bei den Doppelspuren, die einen Abstand von $25\ \mu\text{m}$ und $30\ \mu\text{m}$ aufweisen, ist zu erkennen, dass mit steigender Pulsenergie höhere Spannungskomponenten in diese Richtung vorliegen. Weiterhin weiten sich die Spannungen mit steigendem Spurabstand aus. Rückschlüsse auf den Bereich zwischen den Spuren sind aufgrund des begrenzten Auflösungsvermögens der Messmethode allerdings nicht möglich.

In Abb. 4.21 (b) ist der Beugungsvektor parallel zur z -Achse ausgerichtet. Daher werden die Spannungskomponenten entlang der Spuren sichtbar gemacht. Die Einzelspuren zeigen, dass diese Spannungskomponenten im Wesentlichen auf den Bereich der Spuren selbst beschränkt sind, da der Bereich, in dem ein Signal auf dem Fotofilm detektiert wurde, in x -Richtung wesentlich schmäler ist als für dieselben Spuren in Abb. 4.21 (a). Für größere Pulsenergien kann ein verstärkter Kontrast festgestellt werden und für einen größeren Spurabstand dehnen sich die Spannungen in x -Richtung aus. Allerdings können auch hier die einzelnen Spuren der Doppelspuren nicht aufgelöst werden. Aufgrund des begrenzten Auflösungsvermögens konnte nicht ermittelt werden, in wie fern auch Spannungskomponenten in z -Richtung außerhalb der Spuren selbst vorhanden sind.

Querschnitt

Abb. 4.21 (c) und (d) zeigt die Röntgentransmissionstopogramme des Querschnittes der Spuren einer strukturierten Probe. Es werden also Spannungen in der x - y -Ebene sichtbar gemacht. Aus

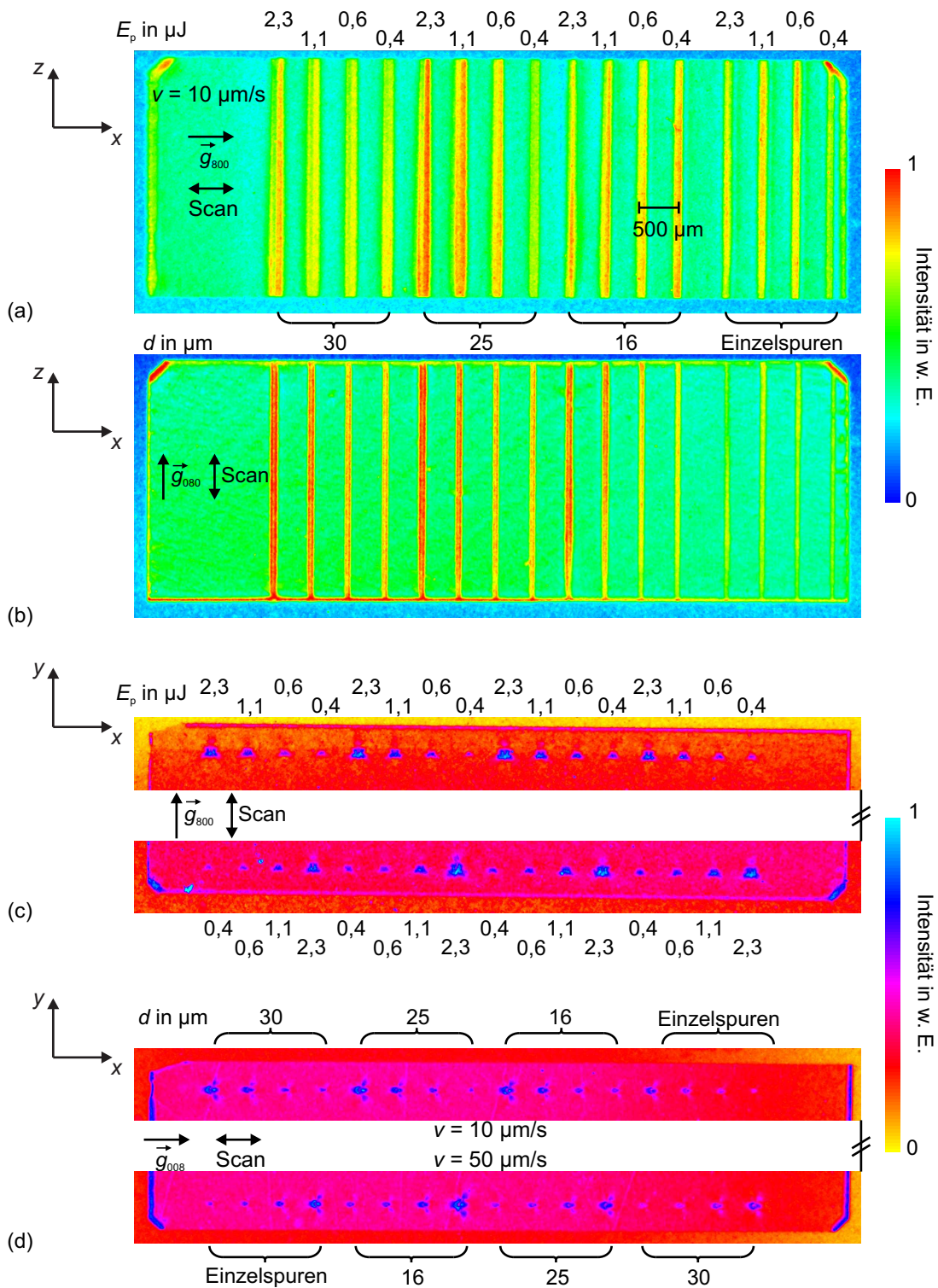


Abbildung 4.21: Röntgentransmissionstopogramme von Einzel- und Doppelspuren in 100 μm dünnen YAG Scheiben in Falschfarbendarstellung. Die Pulsenergien und Spurbstände sind eingezeichnet. In Aufsicht: Der Beugungsvektor und die Scanrichtung liegen senkrecht zu den Spuren (a). Der Beugungsvektor und die Scanrichtung liegen parallel zu den Spuren (b). Im Querschnitt: Invertierte Farbdarstellung zugunsten besserer Erkennbarkeit. Der Beugungsvektor und die Scanrichtung liegen parallel zur y-Achse (c). Der Beugungsvektor und die Scanrichtung liegen senkrecht zur y-Achse (d).

4 Mikroskopische und Röntgentopographische Untersuchungen

den Richtungen der Beugungsvektoren und der entsprechenden Signalintensität in den Topogrammen lässt sich schließen, dass sowohl Spannungskomponenten in die x -Richtung (d), als auch in die y -Richtung (c) durch die Spuren induziert werden. Die Spannungskomponenten in y -Richtung scheinen sich eher von den Spitzen des Spurquerschnittes auszubreiten, wohingegen sich die Spannungen in x -Richtung eher senkrecht vom Zentrum des Spurquerschnittes auszubreiten scheinen. Mit steigender Pulsenergie wurden in einem größeren Volumen Spannungen induziert. Es können keine qualitativen Unterschiede zwischen den Spuren, die mit $v = 50 \mu\text{m/s}$ und $v = 10 \mu\text{m/s}$ geschrieben wurden, festgestellt werden.

Potentielle Messartefakte

In Abb. 4.21 (a) fällt auf, dass insbesondere bei vielen Doppelspuren eine Seite des Spurpaares weniger Kontrast aufweist als die andere Seite. Ob es sich dabei um einen realen Effekt oder um ein Messartefakt, welches aus der Beleuchtungsrichtung des Röntgenlichtes bzw. der Richtung des Beugungsvektors resultiert, konnte nicht geklärt werden. Eine Überprüfung wäre anhand einer um 180° gedrehten Beleuchtungsrichtung möglich.

Ähnliche Effekte treten in Abb. 4.21 (c) und (d) auf. Im Falle von $\vec{g} \parallel y$ scheinen auch direkt oberhalb der Spuren Spannungen parallel zur y -Achse aufzutreten. Da die fs-Laserpulse in diesem Beispiel parallel zur positiven bzw. negativen y -Richtung in das Material fokussiert wurden, würde man für die untere Reihe von Strukturen diese zusätzlichen Spannungen genau auf der anderen Seite als für die obere Reihe erwarten, falls es sich um einen realen Effekt handelt. Diese zusätzlichen Spannungen treten jedoch für beide Reihen immer oberhalb der Spuren auf. Im Falle von $\vec{g} \parallel x$ können jeweils rechts ober- und unterhalb der Spuren zusätzliche Spannungen parallel zur x -Achse detektiert werden. Auch bei diesen Effekten handelt es sich eventuell um Messartefakte, welche auf die Beleuchtungsrichtung zurück zu führen sind.

Weitere Ergebnisse aus den Röntgentopographischen Untersuchungen

Anhand der Aufnahmen hier nicht gezeigter ortsaufgelöster Rockingkurven konnte durch eine erhöhte Integralintensität im Bereich der Spuren nicht nur das Auftreten der Spannungen nachgewiesen werden. Es wurde zusätzlich gemessen, dass durch die Strukturierung die YAG-Scheibe, also die Probe, die in der Aufsicht untersucht wurde, gekrümmt wurde. So stellte sich heraus, dass die Kristallbereiche zwischen den Spuren nach der Strukturierung zueinander verkippt waren.

Außerdem wurde durch die Aufnahme von Röntgenreflexionstopogrammen des Querschnittes festgestellt, dass an Spuren, die mit hoher Energie geschrieben wurden, die Bragg-Bedingung in Reflexion nicht erfüllt wurde. Dies ist wahrscheinlich darauf zurück zu führen, dass durch die Politur der Probe an der Stelle der Spuren etwa $25 \text{ nm} - 50 \text{ nm}$ tiefe Krater entstehen (siehe Abschnitt 4.5). An diesen Vertiefungen kann kein Röntgenlicht gestreut werden.

5 Wellenleitung

Wie bereits in Abschnitt 2.2 in Abbildung 2.7 und 2.8 angedeutet wurde, besteht die grundlegende Struktur eines optischen Wellenleiters aus einem inneren Bereich mit höherem Brechungsindex n_h , welcher von einem oder mehreren Materialien mit niedrigerem Brechungsindex n_n umgeben ist.

Die Grundlage für diese Bedingung lässt sich leicht anhand des strahlenoptischen Modells erklären. Nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz findet bei einem Übergang von Lichtstrahlen von einem optisch dichteren (n_h) in ein optisch dünneres (n_n) Medium Totalreflektion an der Grenzfläche statt, sobald der Einfallswinkel des Lichtstrahles unterhalb des Grenzwinkels Θ_g liegt. Daher kann in einem perfekten optischen Wellenleiter, wie er oben beschrieben ist, das Licht durch sukzessive Totalreflexion der Lichtstrahlen theoretisch verlustfrei über lange Strecken geführt werden. Genauere Beschreibungen und Beispielrechnungen zum strahlenoptischen Modell, insbesondere für Schichtwellenleiter, können in Lehrbüchern zur Wellenleitung [Mar82, Kar91] oder in [Sie10a, Sta10, Pas11] nachgelesen werden.

Die exakte theoretische Beschreibung der Führung elektromagnetischer Wellen in dielektrischen Materialien erfolgt über die Maxwellgleichungen. Unter bestimmten Bedingungen lassen sich diese für gerade und gekrümmte Wellenleiter vereinfachen. Die elektromagnetische Beschreibung der Lichtleitung in geraden und gekrümmten Wellenleitern wird im ersten Abschnitt dieses Kapitels vorgestellt.

Reale Wellenleiter weisen immer Verluste auf, es werden also Anteile des Lichtes aus dem wellenleitenden Bereich abgestrahlt oder innerhalb des Wellenleiters absorbiert. Im zweiten Abschnitt werden unterschiedliche Verlustprozesse beschrieben, die in den hergestellten Strukturen auftreten.

Im dritten Abschnitt werden die drei unterschiedlichen Versuchsaufbauten, welche zur Charakterisierung der Wellenleiter verwendet wurden, behandelt.

Die Charakterisierung der unterschiedlichen wellenleitenden Strukturen in YAG, KTP und Pr:SrAl₁₂O₁₉ anhand ihrer Modenprofile und Verluste erfolgt in den letzten drei Abschnitten dieses Kapitels. Der Schwerpunkt der Betrachtung liegt dabei auf den verschiedenen Wellenleitern in YAG. Dabei findet eine getrennte Beschreibung von geraden Strukturen, die innerhalb einer systematischen Parametervariation mit einfacher linearer Translationsbewegung hergestellt wurden, und von geraden Strukturen, die mit überlagerter Sinusoszillation geschrieben wurden, statt. Zirkular gekrümmte Strukturen und S-Kurven werden gesondert diskutiert.

5.1 Elektromagnetische Beschreibung der Wellenleitung

Die Maxwellgleichungen und die Herleitung zur Vereinfachung für wichtige Spezialfälle können in Lehrbüchern zur integrierten Optik und Elektrodynamik [Mar82, Kar91, Rei93, Nol04] nachgeschlagen werden. Auf eine Darstellung der Maxwellgleichungen wird daher an dieser

Stelle verzichtet.

Geht man vom allgemeinen Fall eines dielektrisch und magnetisch inhomogenen, anisotropen und elektrisch leitfähigen Mediums aus, kann zwar aus den Maxwellgleichungen ein kompliziertes Differentialgleichungssystem abgeleitet werden, welches jedoch im Allgemeinen nicht analytisch lösbar ist [Kar91]. Im Folgenden werden daher nur zwei für diese Arbeit wichtige Spezialfälle betrachtet, anhand derer bei den Wellenleitungsexperimenten auftretende Beobachtungen erklärt werden können. Dabei wird zwischen längshomogenen und gekrümmten Wellenleitern unterschieden. Weiterhin werden nur dielektrische, paramagnetische und ladungsfreie Medien betrachtet.

5.1.1 Dielektrisch längshomogene Wellenleiter

Bei einer Ausbreitungsrichtung der elektromagnetischen Welle in z -Richtung ist der ortsabhängige Brechungsindex $n(\vec{r})$ im Falle eines längshomogenen Wellenleiters unabhängig von der z -Koordinate. Es gilt also $n(\vec{r}) = n(x, y)$. Sofern nur eine schwache Änderung des Brechungsindex über die Distanz einer Wellenlänge vorliegt kann unter den oben genannten Einschränkungen aus den Maxwellgleichungen die zeitunabhängige Helmholtzgleichung hergeleitet werden [Yar76].

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + k_0^2 n^2(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (5.1)$$

Dabei ist $\vec{E}(\vec{r})$ das ortsabhängige elektrische Feld, $n(\vec{r})$ der ortsabhängige Brechungsindex und $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$. Unter Beachtung der Randbedingungen, die sich aus der Anordnung der Bereiche unterschiedlicher Brechungsindizes innerhalb des Wellenleiters ergeben, entsprechen die Lösungen dieser Gleichung von der Form

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(x, y) \exp(i(\omega t - \beta_{p,q} z)) \quad (5.2)$$

den Moden des Wellenleiters, wobei sich die Wellen in z -Richtung ausbreiten. Die Werte der Propagationskonstanten $\beta_{p,q}$ sind für diejenigen Moden, die sich innerhalb bzw. entlang der z -Richtung des höherbrechenden Mediums ausbreiten, diskret. Diese werden im Folgenden als geführte Moden bezeichnet. Die Propagationskonstante $\beta_{p,q}$ hängt von der Geometrie des Wellenleiters und der Wellenlänge des geführten Lichts ab. Dabei geben $p, q \in \mathbb{N}$ eine Nummerierung von verschiedenen transversalen Moden an, anhand derer die unterschiedlichen Feldverteilungen des elektrischen Feldes $E(x, y)_{p,q}$ bezeichnet werden (siehe dazu Abb. 5.1). Diskrete Werte für $\beta_{p,q}$, und somit geführte Moden, existieren für asymmetrische Wellenleiter nur für Wellenlängen, welche kleiner als die sogenannte cutoff-Wellenlänge λ_c sind [Yar76, Tom02]. In symmetrischen Wellenleitern wird für $\lambda > \lambda_c$ nur die sogenannte Grundmode mit $p = q = 0$ geführt. Die Anzahl der möglichen geführten Moden eines Wellenleiters steigt mit abnehmender Wellenlänge.

Um die Stetigkeitsbedingungen des elektrischen Feldes an den Übergängen unterschiedlicher Brechungsindizes zu erfüllen ist es notwendig, dass die Feldverteilungen dieser Lösungen in die Bereiche des niedrigbrechenden Mediums hineinreichen. Diese fallen dort exponentiell ab und werden als evaneszente Felder bezeichnet. Für größere Brechungsindexunterschiede und kleinere Wellenlängen ist dieser exponentielle Abfall der Felder stärker, so dass eine stärkere räumliche Eingrenzung der Moden vorliegt [Yar76, Sal08]. Wird nur die Grundmode geführt, resultiert ein größerer Brechungsindexunterschied bzw. eine kleinere Wellenlänge folglich in einem kleineren Durchmesser des Querschnittes der Intensitätsverteilung der Mode.

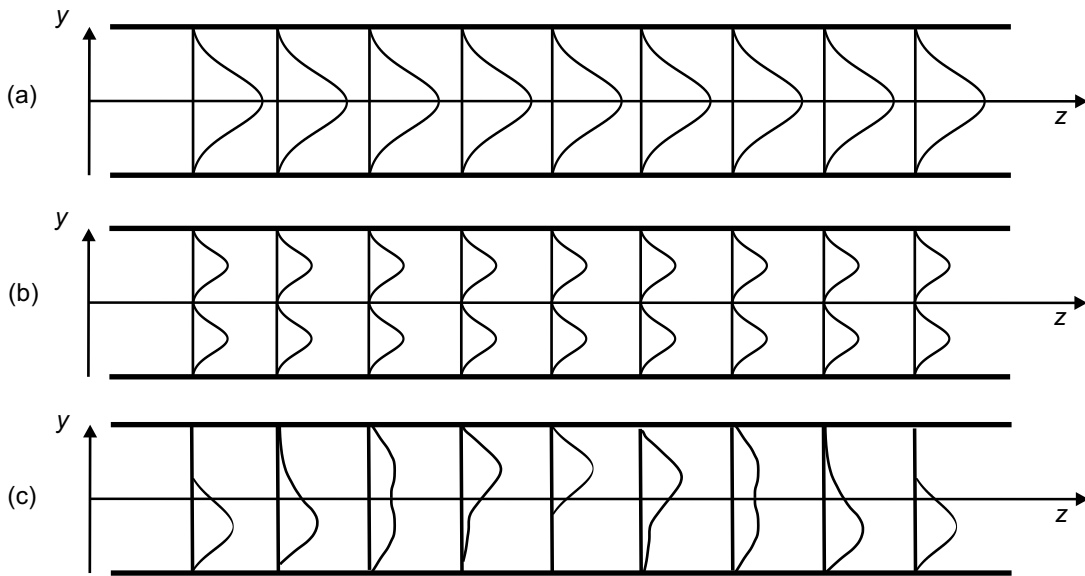


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der Intensitätsverteilung $I(y)$ bei unterschiedlichen z -Positionen. Intensitätsverteilung für zwei Moden, deren Verteilung sich bei Ausbreitung in z -Richtung nicht ändert (a) und (b). Intensitätsverteilung der Überlagerung der beiden Moden, die sich in z -Richtung ändert (c) [Sal08].

Werden mehrere Moden innerhalb eines Wellenleiters geführt, kann es zu einer Überlagerung der elektrischen Felder der einzelnen Moden kommen. Dies ist in Abb. 5.1 schematisch dargestellt. Aufgrund der unterschiedlichen Propagationskonstanten und Gruppengeschwindigkeiten der einzelnen Moden (Abb. 5.1 (a) und (b)) ist diese Überlagerung z -abhängig. Die Intensitätsverteilung $I \sim |E|^2$ an der Austrittsfläche des Wellenleiters ändert sich daher in Abhängigkeit der Länge des Wellenleiters, wenn mehrere Moden angeregt wurden (Abb. 5.1 (c)). Dieses Verhalten wird als mode beating bezeichnet.

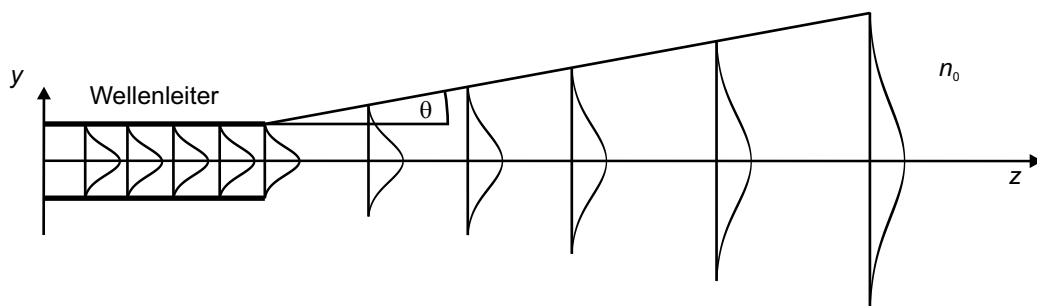


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung der Intensitätsverteilung $I(y)$ einer Gaußschen Mode bei unterschiedlichen z -Positionen für Bereiche innerhalb und außerhalb eines Wellenleiters. Der halbe Öffnungswinkel θ ist eingezeichnet.

Die aus dem Wellenleiter austretende Intensitätsverteilung wird bei weiterer freier Propagation außerhalb des Wellenleiters aufgeweitet. Die numerische Apertur

$$NA = n_0 \cdot \sin(\theta) \quad (5.3)$$

des Wellenleiters ist über den halben Öffnungswinkel θ dieser Aufweitung definiert. Für eine Gaußsche Intensitätsverteilung ist dies schematisch in Abb. 5.2 dargestellt.

Bei einem Übergang in Luft gilt $n_0 \approx 1$. Die numerische Apertur gibt andererseits auch den Akzeptanzwinkel für Einkopplung von Licht in den Wellenleiter vor. Der Anteil des auf die Endfläche des Wellenleiters fokussierten Lichts, welcher eine größere numerische Apertur als der Wellenleiter aufweist, wird nicht geführt.

Für kontinuierliche Werte von $\beta_{p,q}$ entsprechen die Lösungen von Gleichung 5.1 kontinuierlichen Strahlungsmoden, durch die Leistung in den gesamten Raum abgestrahlt wird, und somit aus dem Wellenleiter verloren geht. Diese entstehen durch nicht ideale Einkopplung in den Wellenleiter oder werden durch Inhomogenitäten innerhalb des Wellenleiters angeregt.

Durch Inhomogenitäten und Unstetigkeiten innerhalb eines Wellenleiters kommt es im Allgemeinen nicht nur zu einer Konversion von diskreten Wellenleitermoden in Strahlungsmoden, es kann auch eine Konversion von einer diskreten Mode in eine andere diskrete Mode erfolgen. Inhomogenitäten werden also als Quellen, die unterschiedliche Moden anregen können, betrachtet. Für kleine Störungen kann zur Berechnung der Moden weiterhin die Helmholtzgleichung herangezogen und die auftretende Modenkonversion mit Hilfe des Konzeptes der gekoppelten Moden im Rahmen der Störungstheorie berechnet werden [Kar91].

5.1.2 Gekrümmte Wellenleiter

In gekrümmten Wellenleitern ist der Brechungsindex $n(\vec{r})$ im Gegensatz zu längshomogenen Wellenleitern auch von der z -Koordinate abhängig. Eine vollständige exakte Lösung der Maxwellgleichungen ist in diesem Fall nicht möglich [Sta10].

Über die sogenannte Conformal Transformation [Hei75] können gekrümmte Wellenleiter in äquivalente gerade Wellenleiter konvertiert werden. Mit dieser Methode wird die Anwendung numerischer Lösungsverfahren zur Berechnung der Feldverteilungen innerhalb gekrümmter Wellenleiter vereinfacht und ein intuitives Verständnis von gekrümmten Wellenleitern vermittelt.

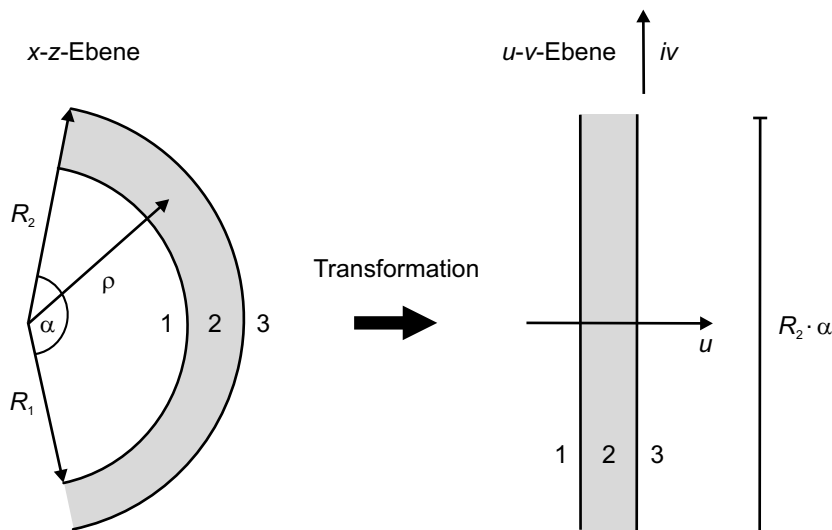


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung der Transformation der gekrümmten Flächen in der x - z -Ebene in die äquivalenten geraden Flächen in der u - v -Ebene [Hei75, Pas11].

5.1 Elektromagnetische Beschreibung der Wellenleitung

Abb. 5.3 zeigt schematisch das Prinzip der Conformal Transformation anhand gekrümmter Flächen, die durch die Polarkoordinaten (ρ, α) bzw. die Kartesischen Koordinaten (x, y) aufgespannt werden. Diese werden in gerade Flächen, die durch die Koordinaten (u, v) aufgespannt werden, transformiert. In dem gezeigten Beispiel besteht die gesamte Fläche aus einem Kreis-segment mit dem Bogenwinkel α . Für Fläche 1 gilt $\rho < R_1$, für die in grau dargestellte Fläche 2 gilt $R_1 \leq \rho \leq R_2$, und für Fläche 3 ist ρ größer als R_2 . Den Flächen werden die entsprechenden Brechungsindizes n_1, n_2, n_3 zugeordnet.

Eine ausführliche Herleitung der Conformal Transformation für dieses Beispiel kann in [Hei75, Pas11] nachgelesen werden. An dieser Stelle werden nur die wichtigsten Resultate zusammengefasst. Für die Koordinaten u und v ergibt sich:

$$u = -R_2 \cdot \ln \frac{R_2}{\rho} \quad (5.4)$$

$$v = R_2 \cdot \alpha. \quad (5.5)$$

Daraus folgt für die Grenzen der grauen geraden Fläche u_{12} und u_{23} mit $\rho = R_1$ bzw. $\rho = R_2$ zwischen Fläche 1 und Fläche 2 $u_{12} = -R_2 \cdot \ln \frac{R_2}{R_1}$ und zwischen Fläche 2 und Fläche 3 $u_{23} = 0$. Die Ausdehnung des Bereiches 2 in longitudinaler Richtung v beträgt $R_2 \cdot \alpha$.

Das transformierte Brechungsindexprofil ergibt sich zu:

$$n(u) = n_i \cdot \exp\left(\frac{u}{R_2}\right), \quad (5.6)$$

mit $i = 1, 2, 3$. Eine schematische Darstellung der Conformal Transformation für ein asymmetrisches Stufenindexprofil $n(\rho)$ ist in Abb. 5.4 gezeigt.

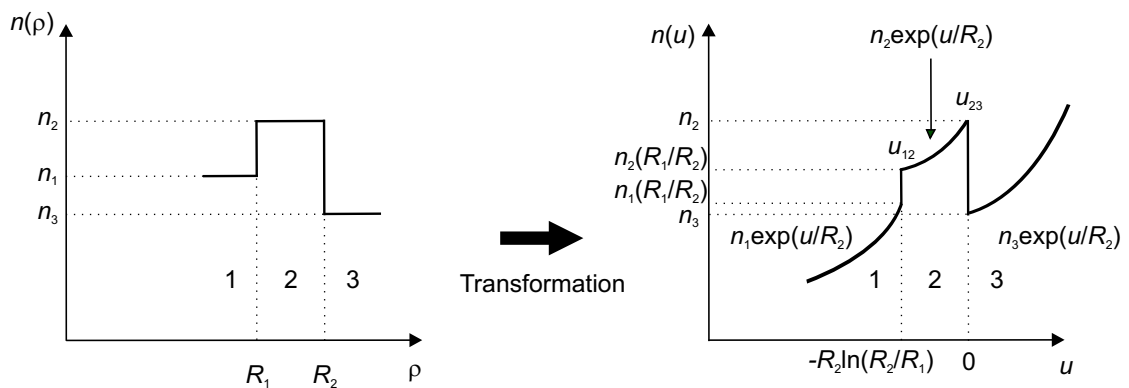


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung der Transformation eines asymmetrischen Stufenindexprofils $n(\rho)$ für einen gekrümmten Wellenleiter und das transformierte Brechungsindexprofil $n(u)$ nach [Hei75, Pas11].

Das asymmetrische Brechungsindexprofil besteht aus den in Abb. 5.3 gezeigten Flächen 1, 2, und 3. Dabei gilt für die entsprechenden Brechungsindizes $n_3 < n_1 < n_2$. Für die Conformal Transformation ergibt sich ein nach Gleichung 5.6 berechneter Brechungsindexverlauf, welcher im rechten Teil der Abbildung gezeigt ist. Aus dieser Abbildung geht deutlich hervor, dass die Werte $n(u)$ in Richtung $u = 0$, also zur äußeren Kante u_{23} des Bereichs mit Brechungsindex $\sim n_2$, größer sind als die Werte, die näher an der u_{12} Grenzfläche liegen. Der transformierte Brechungsindex nimmt also innerhalb der Breite des Wellenleiters mit wachsender Entfernung

5 Wellenleitung

vom Zentrum des Wellenleiters in Richtung der äußeren Kante zu. Daher ist keine symmetrische transversale Feldverteilung eines gekrümmten Wellenleiters zu erwarten. Vielmehr wird das Maximum der Verteilung nach außen, also zu den Werten höheren Brechungsindex, verschoben. Die Stärke der Verschiebung hängt von der Stärke der Brechungsindexänderung, also nach Gleichung 5.6 von R_2 , ab.

Mit numerischen Methoden ist eine Berechnung der Moden eines gekrümmten Wellenleiters möglich. Verschiedene Simulationsansätze können in [Doe08] nachgeschlagen werden. In dieser Arbeit wurden jedoch keine Simulationsrechnungen durchgeführt. Zur Erklärung einiger Beobachtungen, die bei gekrümmten Wellenleitern auftreten, wird daher auf die Literatur zurückgegriffen.

In Abb. 5.5 ist zum Beispiel eine Simulationsrechnung der Intensitätsverteilung der geführten Mode für eine gerade und eine gekrümmte monomode-Faser gezeigt. Derartige Intensitätsverteilungen werden im Folgenden als Modenprofil bezeichnet.

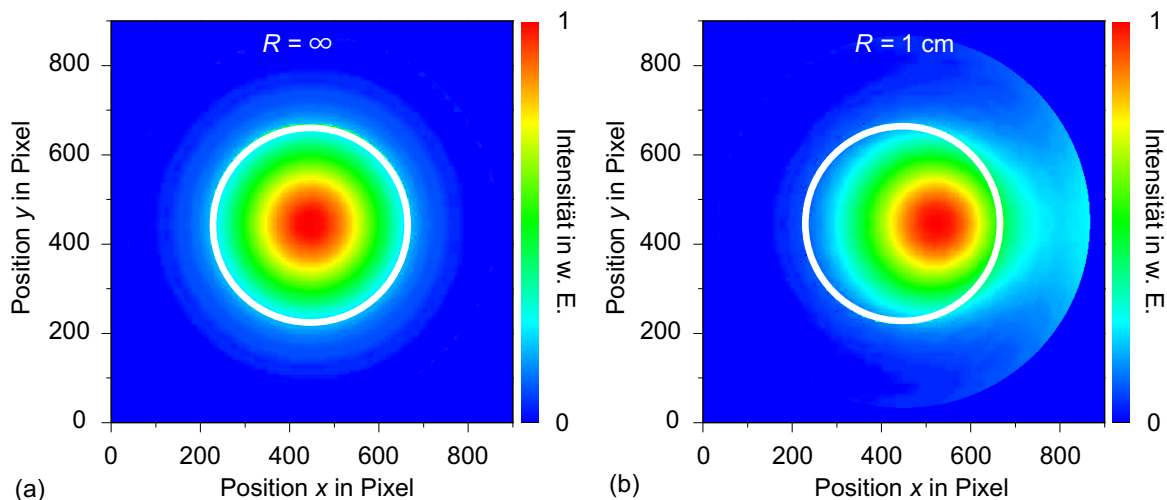


Abbildung 5.5: Simulation des Modenprofils einer geraden monomode-Faser ($R = \infty$) für die Grundmode (a). Simulation des Modenprofils einer gekrümmten monomode-Faser mit $R = 1 \text{ cm}$ für die Grundmode (b) nach [Smi07].

Abb. 5.5 (b) zeigt das Modenprofil der monomode-Faser mit einem Krümmungsradius von 1 cm. Die Außenkrümmung befindet sich dabei auf der rechten Seite. Diese wurde [Smi07] entnommen und ist hier in Falschfarben dargestellt. Der weiße Kreis gibt dabei die Grenze zwischen Faserkern und Mantel an. Das Maximum der Intensitätsverteilung dieser Mode ist im Vergleich zu einer geraden monomode-Faser ($R = \infty$, Abb. 5.5 (a)) deutlich nach rechts, also in Richtung der Außenkrümmung verschoben.

In der Literatur zu gekrümmten Wellenleitern wird neben derartigen Verschiebungen, welche auch als beam-shift bezeichnet werden, auch von einer Abnahme der Breite und zusätzlicher Deformationen des Modenprofils berichtet, welche in Abb. 5.5 (b) auch beobachtet werden kann. Neben Fasern und Schichtwellenleitern [Gar87] zeigen beispielsweise auch gekrümmte Rippenwellenleiter [Lad95, Sub97, Rah08] diese Effekte.

Streng genommen existieren für ein transformiertes Brechungsindexprofil, wie es in Abb. 5.4 gezeigt ist, keine geführten Moden, da der Brechungsindex für $u \rightarrow \infty$ größer als in allen anderen Bereichen wird. Das Modenspektrum ist demnach kontinuierlich [Hei75, Sta10].

In der Region links vom lokalen Minimum des Brechungsindexprofils (Fläche 2) können jedoch Moden existieren, die praktisch auf diesen Bereich begrenzt sind. Diese werden als quasi-geführte Moden bezeichnet, strahlen jedoch im Gegensatz zu den diskreten Moden eines geraden Wellenleiters kontinuierlich Energie in Richtung der äußeren Krümmung ab und erfahren damit Verluste.

5.2 Verluste in Wellenleitern

Die Konversion von geführten Moden in Strahlungsmoden aufgrund von Inhomogenitäten innerhalb eines geraden Wellenleiters führt zur Abstrahlung von Energie aus dem Wellenleiter. Dies resultiert in Verlusten des geführten Lichtes. In gekrümmten Wellenleitern findet zusätzlich wie beschrieben eine Abstrahlung von Energie allein dadurch statt, dass aufgrund der Krümmung nur quasi-geführte Moden existieren.

Das Wellenleitmaterial und die umgebende Luft weisen unterschiedliche Brechungsindizes auf, daher wird ein Teil des Lichtes, welches in den Wellenleiter eingekoppelt bzw. aus dem Wellenleiter ausgekoppelt werden soll, aufgrund der Fresnel-Reflexion an der Oberfläche des Wellenleiters auf der Ein- und Auskoppelseite reflektiert. Dies führt zu Verlusten. Zusätzlich muss die Feldverteilung der einzukoppelnden Mode der Wellenleitermode entsprechen, andernfalls treten Verluste aufgrund von Modenfehlpassung auf, welche über die Koppelleffizienz beschrieben werden. In Wellenleitern wie den S-Kurven, die aus geraden und unterschiedlich gekrümmten Segmenten bestehen, treten aufgrund der Modenfehlpassung noch Übergangsverluste zwischen den einzelnen Segmenten auf.

In den folgenden beiden Abschnitten werden die Verlustprozesse getrennt nach internen Verlusten, die innerhalb des Wellenleiters auftreten, und externen Verlusten, die bei der Ein- und Auskopplung von Licht entstehen, beschrieben.

5.2.1 Externe Verluste

Verluste an den Endflächen der Wellenleiter entstehen durch die Fresnel-Reflexion und durch Streuverluste aufgrund nicht perfekt polierter Oberflächen. Diese Verluste entstehen sowohl bei der Ein- als auch bei der Auskopplung von Licht. Streuung durch nicht perfekte Oberflächen wird allerdings im Folgenden vernachlässigt. Die Verluste aufgrund der Modenfehlpassung der Wellenleitermode und der Mode des einzukoppelnden Lichtes können durch Berechnung des Überlappintegrals bestimmt werden.

Fresnel-Reflexion

Für den Fall des senkrechten Einfalls von Licht auf die Grenzfläche zwischen zwei unterschiedlichen Medien mit den Brechungsindizes n_1 und n_2 kann der Anteil der reflektierten Leistung über

$$R_F = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (5.7)$$

berechnet werden. Sofern der Wellenleiter von Luft umgeben ist gilt $n_2 = n_0 \approx 1$. Für diesen Fall sind die relativen Reflexionsverluste für die unterschiedlichen in dieser Arbeit verwendeten

Materialen und Wellenlängen im Anhang in Tabelle B.1 zusammengefasst. Dabei wurden für die Berechnung der ebenfalls angegebenen Brechungsindizes die entsprechenden Sellmeier-Gleichungen aus Abschnitt 3.4 verwendet.

Bei den zirkular gekrümmten Wellenleitern (siehe Abschnitt 3.3.2) weicht der Einfallswinkel auf die Endfläche der Auskoppelseite des Wellenleiters um δ vom senkrechten Einfall ab. Da, wie im folgenden Abschnitt 5.4.3 gezeigt wird, in den hergestellten gekrümmten Wellenleitern nur Licht mit einer Polarisationsrichtung parallel zur y -Achse geführt wird, ergibt sich in diesem Fall der relative Reflexionsverlust zu [Rei93]:

$$R'_F = \left(\frac{n_1 \cos \delta - n_2 \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \cdot \sin^2 \delta}}{n_1 \cos \delta + n_2 \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \cdot \sin^2 \delta}} \right)^2. \quad (5.8)$$

Die Winkel δ für die verschiedenen Krümmungsradien sind in Tabelle 3.7 zusammengefasst.

Koppeleffizienz

Eine optimale Einkopplung von Licht in einen Wellenleiter ist nur dann möglich, wenn die einzukoppelnde Feldverteilung der Feldverteilung der Wellenleitermode entspricht. Es müssen also die Strahldurchmesser und Phasenfronten beider Moden angepasst sein. Die Koppeleffizienz η_k zwischen zwei unterschiedlichen Feldverteilungen ψ_1 und ψ_2 kann durch die Berechnung des Überlappintegrals

$$\eta_k = \frac{\left| \iint_{-\infty}^{+\infty} dx dy \psi_1(x, y) \psi_2^*(x, y) \right|^2}{\iint_{-\infty}^{+\infty} dx dy |\psi_1(x, y)|^2 \cdot \iint_{-\infty}^{+\infty} dx dy |\psi_2(x, y)|^2} \quad (5.9)$$

bestimmt werden. Eine Herleitung des Überlappintegrals kann in [Kog64, Cal09] nachgelesen werden. Das Überlappintegral lässt sich beispielsweise für den Spezialfall, dass eine Gaußsche Grundmode in einen monomode-Wellenleiter eingekoppelt wird, der ebenfalls eine Gaußsche Grundmode führt, analytisch lösen. In diesem Fall müssen folgende Bedingungen erfüllt sein:

- Die Maxima der Feldverteilungen liegen übereinander.
- Die einzukoppelnde Mode und die Wellenleitermode sind nicht zueinander verkippt.
- Beide Moden weisen ebene Phasenfronten auf.

Diese Bedingungen lassen sich experimentell realisieren, indem das Licht aus einer monomode-Faser direkt in den Wellenleiter eingekoppelt wird. Bei dieser sogenannten Stoßkopplung muss das Faserende bis auf wenige μm nah an den Wellenleiter heran gebracht werden. Bei sehr kurzen Abständen von wenigen μm zwischen Faserende und Wellenleiter können die zusätzlichen Verluste, die aufgrund dieses Abstandes entstehen, vernachlässigt werden [Sie10a].

Eine weitere in dieser Arbeit realisierte Möglichkeit der Lichteinkopplung besteht in der Fokussierung eines Laserstrahls auf das Wellenleiterende mit einer Linse. Zur Berechnung des Überlappintegrals wird in diesem Fall davon ausgegangen, dass sich die fokale Ebene des fokussierten Laserstrahls direkt auf der Endfläche des Wellenleiters befindet.

Die untersuchten Wellenleiter weisen meist elliptische, teils in x -Richtung asymmetrische Gaußprofile auf. Diese lassen sich über

$$\Psi_2(x, y) = B \cdot f(x) \cdot g(y) \quad (5.10)$$

beschreiben. Dabei ist B eine Konstante und für die Funktionen $f(x)$ und $g(y)$ gilt:

$$f(x) = \begin{cases} \exp\left(\frac{-x^2}{w_{2xa}^2}\right) & \text{wenn } x \leq 0 \\ \exp\left(\frac{-x^2}{w_{2xb}^2}\right) & \text{wenn } x > 0 \end{cases}$$

$$g(y) = \exp\left(\frac{-y^2}{w_{2y}^2}\right). \quad (5.11)$$

Die Strahlradien in x - und y -Richtung w_{2xa} und w_{2xb} bzw. w_{2y} sind für ein derartiges Gaußprofil unterschiedlich. Sofern die einzukoppelnde Feldverteilung Ψ_1 ein symmetrisches, elliptisches Gaußprofil mit

$$\Psi_1(x, y) = A \cdot \exp\left(-\left[\frac{x^2}{w_{1x}^2} + \frac{y^2}{w_{1y}^2}\right]\right) \quad (5.12)$$

aufweist, wobei A ebenfalls eine Konstante ist, kann die Koppeleffizienz zu

$$\eta_k = 2 \cdot \frac{\left[\left(\frac{1}{w_{1x}^2} + \frac{1}{w_{2xa}^2}\right)^{-1/2} + \left(\frac{1}{w_{1x}^2} + \frac{1}{w_{2xb}^2}\right)^{-1/2}\right]^2}{w_{1x} w_{1y} w_{2y} (w_{2xa} + w_{2xb}) \left(\frac{1}{w_{1y}^2} + \frac{1}{w_{2y}^2}\right)} \quad (5.13)$$

berechnet werden. Für kreisförmige Gaußprofile mit $w_{2xa} = w_{2xb} = w_{2y}$ bzw. $w_{1x} = w_{1y}$ vereinfacht sich Gleichung 5.13 entsprechend. Weitergehende Erläuterungen zur Berechnung des Überlappintegrals können in [Kar91, McC83, Sie10a] nachgelesen werden. Im Rahmen dieser Arbeit wird Gleichung 5.13 zur Bestimmung der Koppeleffizienz angewendet.

5.2.2 Interne Verluste

Die Verluste für eine diskrete Mode, die innerhalb eines Wellenleiters auftreten, können in Absorptions- und Modenkopplungsverluste aufgeteilt werden [Kar91].

Modenkopplungsverluste entstehen durch den Energieübertrag zwischen unterschiedlichen Moden eines Wellenleiters. Die Kopplung zweier geführter Moden führt zu keinem direkten Energieverlust. Im Gegensatz dazu entsteht bei der Überkopplung der geführten Mode in eine Strahlungsmode ein direkter Energieverlust durch Abstrahlung. Die Anregung dieser Strahlungsmoden kann über Streueffekte beschrieben werden.

Allgemein wird die aus den Verlusten entstehende Reduktion der Leistung, die durch einen Wellenleiter transmittiert wird, über den Dämpfungskoeffizienten α beschrieben. Für eine homogene Verteilung der Streuzentren nimmt die Intensität in z -Richtung entlang des Wellenleiters nach folgender Relation ab:

$$I(z) = I_0 \exp(-\alpha z). \quad (5.14)$$

5 Wellenleitung

Üblicherweise wird nicht der Dämpfungskoeffizient, sondern die Dämpfung

$$\bar{D} = 10 \cdot \lg \left(\frac{1}{T_{\text{WG}}} \right) \text{ in [dB]} \quad (5.15)$$

bzw. auf die Länge l des Wellenleiters normierte Dämpfung

$$D = \frac{1}{l} \cdot 10 \cdot \lg \left(\frac{1}{T_{\text{WG}}} \right) \text{ in [dB/cm]} \quad (5.16)$$

angegeben. Unter Berücksichtigung der Fresnel-Reflexion an den Endflächen der Wellenleiter und unter Berücksichtigung der Koppeffizienz kann die Transmissivität

$$T_{\text{WG}} = \frac{P_{\text{aus}}}{P_{\text{ein}}} \cdot \frac{1}{\eta_{\text{k}} \cdot (1 - R_{\text{F}})^2} \quad (5.17)$$

und somit die Dämpfung des Wellenleiters berechnet werden. Die einfallende Leistung P_{ein} und die aus dem Wellenleiter austretende Leistung P_{aus} werden dabei direkt vor bzw. hinter dem Wellenleiter ermittelt. Die Dämpfung pro Länge (in [1/cm]) kann über

$$D = 4,343 \cdot \alpha \quad (5.18)$$

in den Dämpfungskoeffizienten umgerechnet werden. Der Dämpfungskoeffizient setzt sich aus

$$\alpha = \alpha_{\text{streu}} + \alpha_{\text{abs}} + \alpha_{\text{krüm}} \quad (5.19)$$

zusammen. Dabei ist α_{streu} der Dämpfungskoeffizient, der sich aus den Streuverlusten ergibt, $\alpha_{\text{krüm}}$ resultiert aus den Strahlungsverlusten aufgrund der Krümmung des Wellenleiters und α_{abs} wird auf die Absorptionsverluste zurückgeführt. Die in dieser Arbeit untersuchten Materialien sind jedoch bei den Wellenlängen, die zur Wellenleitercharakterisierung verwendet wurden, transparent. Wird die mögliche Absorption an Defektstellen und Farbzentren, die durch die fs-Laserstrukturierung entstehen könnten (siehe Abschnitt 2.2), außer Acht gelassen, können die Absorptionsverluste daher vernachlässigt werden.

Im Folgenden werden die Streuverluste und die Verluste, die aufgrund der Wellenleiterkrümmung auftreten, beschrieben.

Streuverluste

Die Effizienz der Streuung ist abhängig von der Größe der Streuzentren im Verhältnis zur Wellenlänge des Lichtes. Im Rahmen der Mie-Theorie wird diese Abhängigkeit beschrieben [Mie08]. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse der Mie-Theorie kann in [Hei09, Sie10a] nachgeschlagen werden. Systematische wellenlängenabhängige Untersuchungen der Verluste wurden im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht durchgeführt.

Streuverluste treten aufgrund von Volumen- und Oberflächenstreuung auf. Die Volumestreuung resultiert aus Brechungsindexinhomogenitäten und Streuzentren innerhalb des Wellenleiters. Diese können schon in der unstrukturierten Probe vorhanden sein und lassen sich daher nicht allein durch die Optimierung der Strukturierungsparameter reduzieren. Bei den verwendeten Materialien sind die Streuverluste der Ausgangsmaterialien jedoch relativ gering. Für

einen 7,6 mm langen Pr:SrAl₁₂O₁₉ Kristall, welcher aus demselben Einkristall geschnitten wurde, wie die in dieser Arbeit verwendete Probe, wurden die Streuverluste zu 0,06 dB/cm bei einer Wellenlänge von 644 nm bestimmt [Fec11a]. Für die kommerziell hergestellten YAG und KTP Kristalle werden noch deutlich geringere Streuverluste erwartet.

Brechungsindexinhomogenitäten können jedoch auch aufgrund spannungsinduzierter Doppelbrechung in der Umgebung der Spuren, also im Wellenleiter, auftreten. Dass die Brechungsindexunterschiede nicht homogen verteilt sind, kann beispielsweise anhand der Polarisationskontrast-Aufnahmen der Aufsicht von Pr:SrAl₁₂O₁₉ bestätigt werden. Zwischen den Spuren können hellere und dunklere Bereiche beobachtet werden (siehe Abb. 4.15 (c) in Abschnitt 4.3.1).

Oberflächenstreuung tritt an den Grenzflächen der Wellenleiter auf und daher in den hergestellten Wellenleitern hauptsächlich an den Spuren. Die Streuverluste durch Oberflächenstreuung sind somit abhängig von der Rauigkeit der Spuren. Die Mikroskopaufnahmen (siehe Kapitel 4) der Aufsicht der verschiedenen Spuren in den unterschiedlichen Materialien zeigen, dass diejenigen Spuren, die mit Positioniersystem 1 geschrieben wurden, inhomogene Ränder aufweisen. Daher wird an diesen Spuren stärkere Streuung erwartet als an den Strukturen, die im Rahmen dieser Arbeit mit einer einfachen linearen Translationsbewegung hergestellt wurden und glatte Ränder aufweisen. Auch die Ränder der Spuren, die mit überlagerter Sinusoszillation geschrieben wurden, wirken relativ glatt. Daher wird auch an diesen Strukturen eine vergleichsweise geringe Streuung erwartet. Die Dunkelfeldaufnahmen zeigen jedoch, dass an allen Strukturen Lichtstreuung auftritt. Weiterhin ist zu erwarten, dass an den beobachteten Rissen (siehe z. B. Abb. 4.3), die in den wellenleitenden Bereich zwischen den Spuren hineinragen, ebenfalls Streuverluste auftreten.

Die Verluste aufgrund der Oberflächenstreuung sind für höhere Moden im Allgemeinen größer als für die Grundmode [Tie71]. Daher führt eine Kopplung von einer geführten Mode in eine höhere geführte Mode zu einem indirekten Energieverlust.

Verluste in gekrümmten Wellenleitern

Ein Modell zu den quasi-geführten Moden und der resultierenden Leistungsabstrahlung in gekrümmten Wellenleitern wurde von Marcatili und Miller entwickelt [Mar69]. Eine Zusammenfassung des Modells und die Berechnung der Strahlungsverluste aufgrund der Krümmung des Wellenleiters ist in [Kar91] gegeben. Hier werden die wichtigsten Ergebnisse dargestellt.

Das evaneszente Feld einer quasi-geführten Mode klingt im Bereich außerhalb der Außenkrümmung der Kurve exponentiell, jedoch nicht auf null, ab. Die Phasenfronten der quasi-geführten Mode müssen jedoch erhalten bleiben, wodurch die tangentielle Phasengeschwindigkeit proportional mit dem Abstand zur Außenkurve entsprechend der längeren zurückgelegten Wegstrecke anwachsen muss. Ab einem bestimmten Abstand x_R wird die notwendige Phasengeschwindigkeit jedoch größer als die Lichtgeschwindigkeit im umgebenden Medium. Der Anteil des elektrischen Feldes, welcher über diesen Abstand hinausgeht, wird nicht mehr geführt und abgestrahlt. Für die Dämpfungskonstante $\alpha(R)$ ergibt sich nach diesem Modell eine exponentielle Abhängigkeit der Verluste vom Krümmungsradius. Es gilt

$$\alpha_{\text{krüm}}(R) = C_1 \cdot \exp(-C_2 R). \quad (5.20)$$

Die Konstanten C_1 und C_2 hängen in nicht trivialer Weise von den Brechungsindexunterschie-

den zwischen Wellenleiter und umgebenden Material bzw. dem Brechungsindexprofil und den Dimensionen des Wellenleiters ab. Für größere Brechungsindexunterschiede und kürzere Wellenlängen können in der Regel bei gleichbleibendem Verlust kleinere Krümmungsradien gewählt werden [Kar91].

Wie in Abb. 5.5 gezeigt, unterscheiden sich die Modenprofile von gekrümmten und geraden Wellenleitern, welche außer der Krümmung gleiche Eigenschaften aufweisen. Aufgrund der Modenfehlانpassung (siehe Gleichung 5.9) zwischen den unterschiedlichen Moden treten in S-Kurven zusätzliche Verluste an den Übergängen der einzelnen Segmente auf. Diese werden als Übergangsverluste bezeichnet. Die folgende Beschreibung der an Übergängen auftretenden Effekte beruht auf Simulationen, die von Rahman *et al.* an Rippenwellenleitern durchgeführt wurden [Rah08].

Um die Stetigkeitsbedingungen des elektrischen Feldes an Übergängen zu erfüllen, ist in der Regel auch eine Anregung höherer Moden notwendig. Diese höheren Moden breiten sich zusätzlich zur dominanten Grundmode aus, erfahren allerdings höhere Verluste und werden daher schneller abgestrahlt. In den Bereichen, in denen die höheren Moden noch nicht abgestrahlt wurden, kommt es wie in Abb. 5.1 (c) beschrieben zu einer Überlagerung der Moden. Dieses mode beating führt zu unterschiedlichen Intensitätsverteilungen in Abhängigkeit der Entfernung, die das Licht im Wellenleiter zurücklegt.

5.3 Versuchsaufbauten zur Charakterisierung der Wellenleiter

Die Eigenschaften der Wellenleiter wurden mit drei unterschiedlichen Versuchsaufbauten untersucht. Der Versuchsaufbau zur Messung der maximalen Verluste und der Modenprofile wird zuerst beschrieben. Mit einem leicht abgeänderten Aufbau kann zusätzlich die Einkoppeleffizienz von Licht aus einer monomode-Faser in die Wellenleiter bestimmt werden. In einem dritten Experiment wurde die numerische Apertur der Wellenleiter gemessen. Dies ermöglicht eine zusätzliche grobe Abschätzung des Brechungsindexunterschiedes, welcher durch die fs-Laserstrukturierung erzeugt wird. Am Ende dieses Abschnittes werden die wellenleitenden Bereiche beschrieben, welche typischerweise in fs-Laser-geschriebenen Typ II Wellenleitern auftreten.

5.3.1 Versuchsaufbau zur Messung der Modenprofile und maximalen Verluste

In Abb. 5.6 ist der Versuchsaufbau gezeigt, welcher für einen Großteil der Wellenleitungsexperimente verwendet wurde.

Als Lichtquelle standen zwei unterschiedliche Laser zur Verfügung. Ein Nd:YVO₄-Laser, der Licht bei einer Wellenlänge von 1064 nm emittiert, ermöglichte die Charakterisierung der Wellenleiter im nahen infraroten Spektralbereich. Die Eigenschaften der Wellenleiter im sichtbaren Spektralbereich wurden mit einem Helium-Neon-Laser (HeNe-Laser) bei einer Wellenlänge von 632,8 nm gemessen. Ein Klappspiegel ermöglichte das einfache Wechseln zwischen beiden Lasern, ohne aufwendige erneute Einstellung des Strahlengangs. Beide Laser emittieren

5.3 Versuchsaufbauten zur Charakterisierung der Wellenleiter

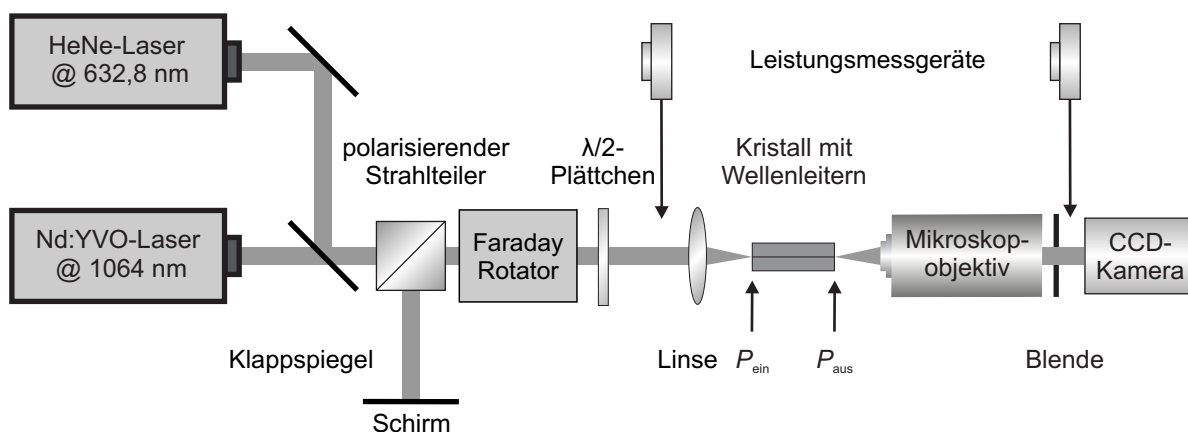


Abbildung 5.6: Schematische Darstellung der Versuchsaufbaus zur Bestimmung der maximalen Wellenleiterdämpfung und zur Messung der Modenprofile.

linear polarisierte Laserstrahlung in der Gaußschen Grundmode. Über einen polarisierenden Strahlteiler und einen Faraday Rotator, der für unterschiedliche Wellenlängen optimiert werden kann, wurde verhindert, dass Rückreflexe von der Kristalloberfläche und den optischen Elementen in die Laser gelangen. Dies würde zu Leistungsschwankungen der Laser führen. Ähnlich zum Aufbau der fs-Laserstrukturierung (Abb. 3.1) konnten mit dieser Konfiguration die Laserstrahlen präzise auf die Endfläche des Kristalls fokussiert werden. Sofern die fokale Ebene auf der Oberfläche liegt, trifft der reflektierte Strahl kollimiert auf den Schirm auf.

Die Einkopplung in die Wellenleiter erfolgte mit einer Linse mit einer Brennweite von $f = 25 \text{ mm}$, welche eine hohe Koppeffizienz der beiden Laser in die unterschiedlichen Wellenleiter ermöglicht¹. Mit einem $\lambda/2$ Plättchen wurde die Polarisation des einzukoppelnden Lichtes variiert. Im Falle der Wellenleiter in YAG und Pr:SrAl₁₂O₁₉ wurde die Polarisation zu $\vec{E} \parallel y$ eingestellt. Das Nahfeld der Wellenleitermode wurde mit einem Mikroskopobjektiv auf den Chip einer CCD-Kamera (Pieper FK-7512-IQ oder DAT-WinCamD-UCD15) abgebildet. Für den infraroten Spektralbereich wurde ein Newport Nachet 40× Objektiv ($NA = 0,60$) und für den sichtbaren Spektralbereich ein Zeiss 50× Objektiv ($NA = 0,50$) verwendet. Nach der Aufnahme der Modenprofile wurde die Pixelzahl der Kamera durch die Abbildung eines Maßstabes, der in der Entfernung der Endfläche des Wellenleiters vom Mikroskopobjektiv positioniert wurde, entsprechend der Vergrößerung des Mikroskopobjektivs kalibriert. Der Vergrößerungsfaktor hängt von der nominellen Vergrößerung des Mikroskopobjektivs und dem Abstand zur CCD-Kamera ab. Der Durchmesser der Modenprofile wird bei $2w = \frac{I_{\max}}{e^2}$ angegeben, wobei I_{\max} die maximale Intensität ist.

Die eingestrahlte und transmittierte Leistung wurde mit einem Leistungsmessgerät (Ophir PD 300-3W-V1) an den in Abb. 5.6 eingezeichneten Stellen gemessen. Dabei wurde mit einer hinter dem Mikroskopobjektiv positionierten Blende verhindert, dass Streulicht bzw. nicht in den Wellenleiter eingekoppeltes, direkt durch den Volumenkristall transmittiertes, Licht die Leistungsmessung verfälscht. Die in Gleichung 5.17 angegebenen Leistungen P_{ein} und P_{aus} wur-

¹Die Einkopplung könnte theoretisch durch die richtige Wahl der Einkoppllinse für jeden Wellenleiter optimiert werden. Aufgrund der vielen verschiedenen Schreibparameter mit denen die unterschiedlichen Wellenleiter hergestellt wurden, wäre der experimentelle Aufwand jedoch sehr hoch. Mit der verwendeten Linse wurde zudem eine hohe Koppeffizienz für die meisten Wellenleiter erreicht.

den um die Transmissivität der Linse bzw. des Mikroskopobjektives korrigiert.

Mit diesem Versuchsaufbau wurden die Intensitätsprofile der geführten Moden, sowie eine obere Grenze für die im Wellenleiter auftretenden Verluste gemessen.

5.3.2 Versuchsaufbau zur genaueren Messung der Verluste durch Bestimmung der Koppelleffizienz

Die Messung der Koppelleffizienz erfolgte über den in Abb. 5.7 gezeigten Versuchsaufbau, welcher bis auf die optischen Bauelemente zur Lichteinkopplung identisch zu dem Versuchsaufbau in Abb. 5.6 ist. Durch diese Messung ist eine genauere Bestimmung der internen Verluste der Wellenleiter nach Gleichung 5.16 bzw. 5.17 möglich.

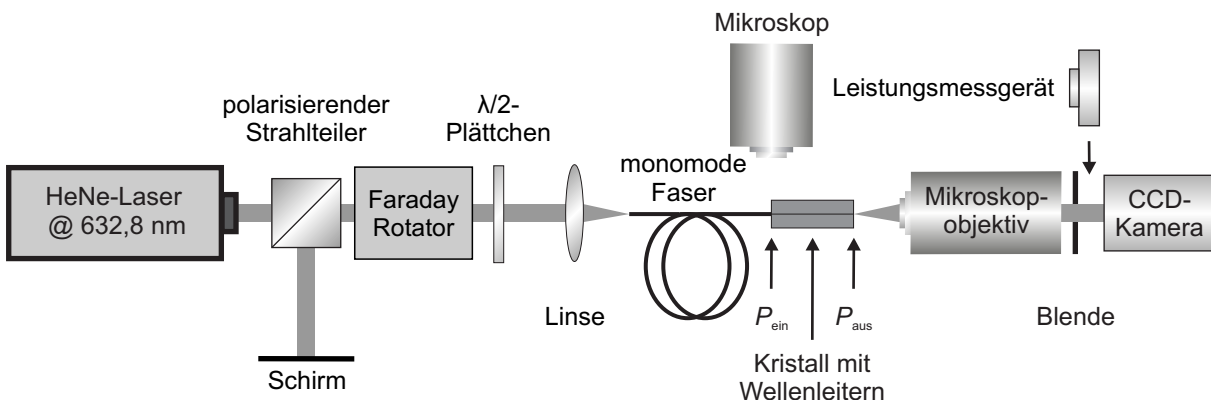


Abbildung 5.7: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Bestimmung der Wellenleiterdämpfung und zur Messung der Koppelleffizienz.

Das Laserlicht des HeNe-Lasers wurde in diesem Fall nicht direkt in den Wellenleiter, sondern zuvor in eine polarisationserhaltende monomode photonische Kristallfaser (Newport F-SM16PM) eingekoppelt. Diese Faser weist einen Kerndurchmesser von $16,3 \mu\text{m} \pm 0,5 \mu\text{m}$ und eine NA von $0,05 \pm 0,01$ bei 470 nm auf. Die Einkopplung des Lichtes in den Wellenleiter erfolgte über Stoßkopplung, wobei die Ausrichtung der Faser gegenüber der Endfläche des Wellenleiters mit einem Mikroskop überwacht wurde, so dass das Faserende gegenüber dem Wellenleiter mit einer Genauigkeit von wenigen μm positioniert werden konnte. Die Leistung P_{ein} und das Nahfeld der Intensitätsverteilung der Fasermode wurden am Ende der Faser, also direkt vor dem Kristall, ermittelt. P_{ein} wurde dabei jeweils vor und nach der Transmissionsmessung bestimmt. Die Messung von P_{aus} und des Modenprofils erfolgte wie oben beschrieben. Unter den folgenden Annahmen kann das Überlappintegral und somit die Koppelleffizienz zwischen Faser- und Wellenleitermode nach Gleichung 5.13 berechnet werden:

1. Die Mode an der Auskoppelseite des Wellenleiters entspricht der Mode an der Einkoppelseite und weist ein asymmetrisches Gaußprofil auf.
2. Die Mode der Faser weist ein elliptisches Gaußprofil auf.
3. Die Intensitätsmaxima beider Moden liegen übereinander.
4. Beide Moden sind nicht zueinander verkippt.

5. Eine Reduktion der Koppelleffizienz aufgrund des Abstands zwischen Faserende und Wellenleiter kann vernachlässigt werden.

Messgenauigkeit

Die oben erwähnten Bedingungen konnten experimentell nicht mit absoluter Sicherheit realisiert werden. So weist die Mode der Faser eher ein sechseckiges als ein elliptisches Intensitätsprofil auf und der Abstand zwischen Faser- und Wellenleiterende beträgt einige Mikrometer. Die Verkipfung der Wellenleitermode gegenüber der Fasermode und eine Verschiebung der Maxima konnte mit dem experimentellen Aufbau korrigiert werden, indem die Ausrichtung des Wellenleiters gegenüber der Faser so optimiert wurde, dass die transmittierte Leistung maximiert wurde. Insgesamt wird die Abweichung der experimentellen Bedingungen von den getroffenen Annahmen als gering angesehen. Der größte Fehler tritt hingegen bei der Messung der Modenprofile auf. Die Genauigkeit dieser Messung in Kombination mit der Kalibrierung, welche wie beschrieben über die Abbildung eines Maßstabes erfolgte, wird auf 10% abgeschätzt. Zur Abschätzung der Messgenauigkeit der transmittierten Leistung tragen zusätzlich die Fehler der Leistungsmessung bei, die durch den Hersteller mit $\pm 3\%$ bei 632,8 nm bzw. $\pm 5\%$ bei 1064 nm angegeben werden.

5.3.3 Versuchsaufbau zur Messung der numerischen Apertur

Zur Messung der numerischen Apertur wurde der Versuchsaufbau aus Abb. 5.6 modifiziert, indem das Mikroskopobjektiv zur Abbildung des Nahfeldes der Wellenleitermode aus dem Versuchsaufbau entfernt wurde. Dieser Aufbau ist in Abb. 5.8 dargestellt.

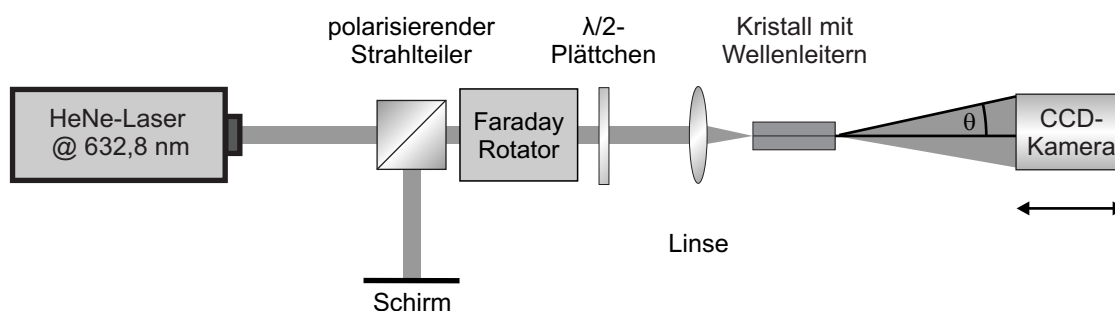


Abbildung 5.8: Schematische Darstellung der Versuchsaufbaus zur Bestimmung der numerischen Apertur.

Die CCD-Kamera war auf einem Linearverschiebetisch befestigt, so dass eine Verschiebung parallel zur z -Achse möglich war. Dies ermöglichte die Aufnahme des Fernfeldes des Modenprofils in unterschiedlichen Entfernungen und die jeweilige Messung des Modendurchmessers. Der gesamte Verfahrensweg der Kamera betrug 25 mm und es wurden Messpunkte im Abstand von 1 mm aufgezeichnet. Aus der Steigung einer linearen Kurvenanpassung an diese Messpunkte kann der halbe Öffnungswinkel θ und somit nach Gleichung 5.3 die numerische Apertur des Wellenleiters berechnet werden.

In einer groben Näherung kann mit folgender für Stufenindexprofile gültigen Formel der Brechungsindexunterschied zwischen wellenleitendem Bereich (n_2) und umgebendem Material

5 Wellenleitung

(n_1) abgeschätzt werden:

$$NA = \sqrt{n_2^2 - n_1^2}. \quad (5.21)$$

Für den Brechungsindexunterschied ergibt sich somit:

$$\Delta n = n_2 - n_1 = \sqrt{NA^2 + n_1^2} - n_1 = \sqrt{\sin^2 \theta + n_1^2} - n_1. \quad (5.22)$$

5.3.4 Wellenleitende Bereiche

Die unterschiedlichen Strukturen in den untersuchten Materialien wiesen in verschiedenen Bereichen in der Umgebung der Spuren Wellenleitung auf. Innerhalb des modifizierten Bereiches konnte in keiner der geschriebenen Strukturen Wellenleitung beobachtet werden. In Abb. 5.9 ist ein Überblick über die Bereiche gegeben in denen Wellenleitung je nach Strukturierungsparameter und Material auftreten kann. In welchen Bereichen tatsächlich Wellenleitung möglich ist wird für die unterschiedlichen Strukturen und Proben in den jeweiligen Abschnitten beschrieben.

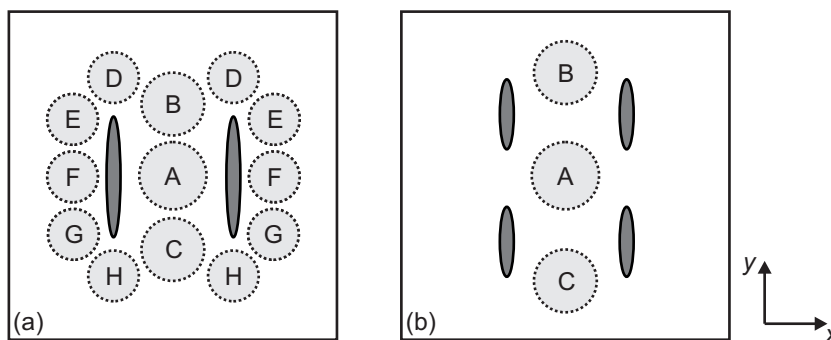


Abbildung 5.9: Schematische Darstellung der wellenleitenden Bereiche, die durch die fs-Laserstrukturierung erzeugt werden können. Für Doppelspuren (a) und für vier rechteckig angeordnete Spuren im Falle von KTP (b). Welche der Bereiche Wellenleitung zeigen hängt von den Strukturierungsparametern und den verwendeten Materialien ab. Die Größe der Kreise bezieht sich auf die Qualität der Wellenleiter, wobei Bereiche mit größeren Kreisen normalerweise bessere wellenleitende Eigenschaften aufweisen.

Symmetrische Moden mit guter Eingrenzung der Mode und geringen Verlusten wurden prinzipiell im Bereich A bzw. im Falle von KTP im Bereich B und C geführt. Die folgende Charakterisierung der Wellenleiter beschränkt sich im Wesentlichen auf diese Bereiche.

5.4 Charakterisierung der Wellenleiter in YAG

In den folgenden Abschnitten werden die Eigenschaften der YAG und Yb:YAG Wellenleiter beschrieben. Da bereits in [Sie10a] festgestellt wurde, dass keine Abhängigkeit der Wellenleitung von den verwendeten Dotierionen bei den untersuchten Wellenlängen besteht, erfolgt keine getrennte Betrachtung von undotierten und dotierten Proben. Weiterhin weisen die wellenleitenden Strukturen in der Yb:YAG Keramik und dem Nd:YAG Kristall, an den ein Cr^{4+} :YAG Kristall gebondet ist (siehe Abschnitt 3.4.1), vergleichbare wellenleitende Eigenschaften zu den

Strukturen auf, die mit ähnlichen Parametern in YAG geschrieben wurden. Daher werden die Wellenleiter in diesen Materialien im Folgenden nicht diskutiert.

Gerade, zirkular gekrümmte und S-förmige Wellenleiter werden getrennt diskutiert. Dabei erfolgt für gerade Wellenleiter ein Vergleich zwischen Strukturen, die mit überlagerter Oszillation senkrecht zur Translationsrichtung geschrieben wurden, und Strukturen, die mit einer einfachen linearen Translationsbewegung hergestellt wurden. Zirkular gekrümmte Strukturen wurden nur ohne überlagerte Oszillation hergestellt. Für die S-Kurven werden die zentralen Ergebnisse anhand der Strukturen beschrieben, die mit überlagerter Oszillation geschrieben wurden. In den folgenden Abbildungen der Modenprofile wird der Spurquerschnitt durch weiße Ellipsen, bzw. Rechtecke angedeutet. Die Aufnahme der jeweiligen Modenprofile erfolgte bei maximaler transmittierter Leistung.

5.4.1 Gerade Strukturen ohne überlagerte Oszillation

Wie in Abschnitt 3.3.1 beschrieben, wurden die Schreibparameter zur Herstellung der Strukturen in YAG systematisch variiert. Dabei wurden mit jeder Parameterkombination mindestens zwei Doppelspuren geschrieben, um die Reproduzierbarkeit des Schreibprozesses zu untersuchen. Wellenleitung ist für Strukturen, die innerhalb dieser systematischen Parametervariation hergestellt wurden, im Wesentlichen im Bereich A möglich, also direkt im Zentrum zwischen den Doppelspuren (siehe Abb. 5.9 (a)). Es wird nur Licht geführt, welches parallel zur y -Achse, also parallel zum außerordentlichen Brechungsindex, polarisiert ist. Wellenleiter, die mit Positioniersystem 1 in YAG hergestellt wurden, weisen bezüglich der Polarisationsabhängigkeit der Lichtleitung die gleichen Eigenschaften auf [Cal09, Sie10a].

Andere Bereiche (D - H) zeigen im Gegensatz zu Wellenleitern aus [Cal09, Sie10a] höchstens bei Strukturen, die mit den jeweils größten Pulsenergien geschrieben wurden, Wellenleitung mit einer sehr schwachen Eingrenzung der Mode.

Im Folgenden werden die wichtigsten Erkenntnisse aus dieser systematischen Parametervariation zusammengefasst. Die Charakterisierung der Wellenleiter erfolgte bei 632,8 nm.

Charakterisierung der Modenprofile

Zwischen den Spuren wurden bei nahezu allen Parameterkombinationen nahezu gaußförmige und symmetrische Grundmoden geführt. Ein Durchschnitt durch ein derartiges Modenprofil wird später in Abb. 5.16 gezeigt. Die Größe und Form der Moden wird hauptsächlich durch den Spurbstand bestimmt. Im Folgenden wird diese Abhängigkeit an einem Beispiel diskutiert ($E_p = 0,5 \mu\text{J}$ und $v = 50 \mu\text{m/s}$). Für die anderen Parameterkombinationen ergab sich ein ähnliches Verhalten in Abhängigkeit des Spurbstandes. Die Reproduzierbarkeit war sowohl zwischen Wellenleitern, die mit gleichen Parameterkombinationen hergestellt wurden, als auch bei einer mehrfachen Wiederholung der Messungen gegeben. Abweichungen gab es bei Strukturen, die mit einer Translationsgeschwindigkeit von $10 \mu\text{m/s}$ und einer Pulsenergie von $1,1 \mu\text{J}$ hergestellt wurden. Bei auf diese Weise hergestellten Doppelspuren wurden auch Moden höherer Ordnung geführt.

Abb. 5.10 zeigt Modenprofile für unterschiedliche Spurbstände. Die Modenprofile sind für kleine Spurbstände ($d = 14 \mu\text{m}$, Abb. 5.10 (a)) und große Spurbstände ($d = 30 \mu\text{m}$, Abb. 5.10 (c)) elliptisch, wobei die Hauptachse der Ellipse je nach Spurbstand in Richtung der

5 Wellenleitung

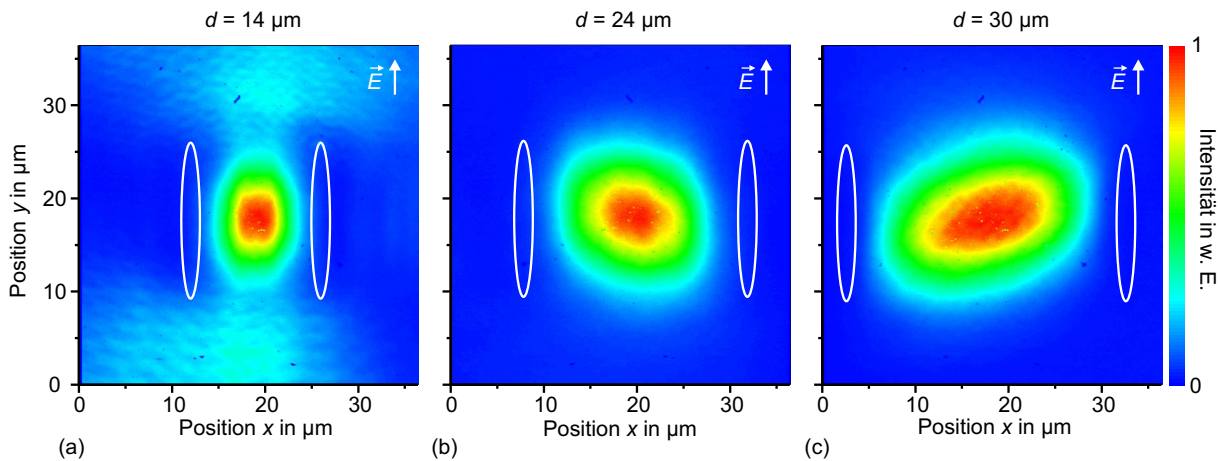


Abbildung 5.10: Nahfeldaufnahmen der geführten Moden in Abhängigkeit des Spurbabstandes für Doppelspurwellenleiter mit $E_p = 0,5 \mu\text{J}$, $v = 50 \mu\text{m/s}$, $d = 14 \mu\text{m}$ (a), $d = 24 \mu\text{m}$ (b) und $d = 30 \mu\text{m}$ (c). Der Spurbauquerschnitt wird durch die weißen Ellipsen dargestellt.

y -Achse bzw. der x -Achse ausgerichtet ist. Im Gegensatz dazu wird für mittlere Spurbabstände (Abb. 5.10 (b)) der Querschnitt kreisförmig bzw. quadratisch. Weiterhin ist zu beobachten, dass insbesondere für kleine Spurbabstände ober- und unterhalb der Spuren Licht aus dem wellenleitenden Bereich austritt. Es könnte sich dabei um Licht, welches nicht in den Wellenleiter eingekoppelt und stattdessen durch den Volumenkristall transmittiert wurde, handeln. Dieses Verhalten könnte allerdings auch auf einen zu geringen Brechungsindexunterschied in y -Richtung zurückzuführen sein, so dass in diese Richtung keine ausreichende Begrenzung der Mode vorhanden ist.

Die generelle Abhängigkeit des Modenquerschnittes vom Spurbabstand ist in Abb. 5.11 (a) aufgetragen. Dabei wurden die Modenprofile von jeweils zwei Wellenleitern vermessen, die mit den gleichen Parametern geschrieben wurden.

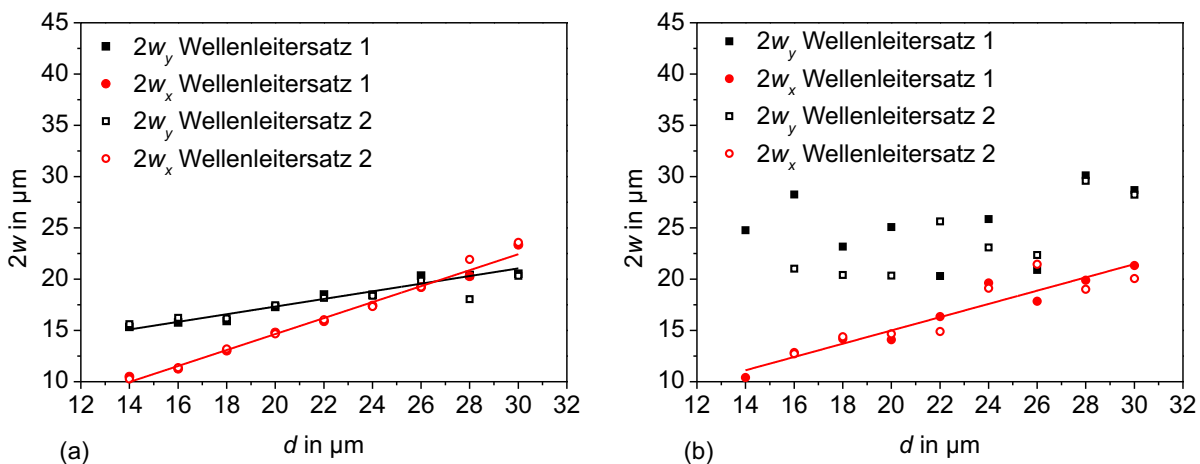


Abbildung 5.11: Modendurchmesser $2w$ in x -Richtung (rote Punkte) und y -Richtung (schwarze Quadrate), jeweils für zwei Wellenleiter (ungefüllte bzw. ausgefüllte Symbole), die mit identischen Parametern hergestellt wurden, in Abhängigkeit des Spurbabstandes d . Die Wellenleiter wurden mit $v = 50 \mu\text{m/s}$, $E_p = 0,5 \mu\text{J}$ (a) und $v = 10 \mu\text{m/s}$, $E_p = 1,1 \mu\text{J}$ (b) geschrieben.

Sowohl die Durchmesser in x -Richtung $2w_x$ als auch in y -Richtung $2w_y$ steigen linear mit dem Spurbstand an, wobei der Anstieg für $2w_x$ deutlich stärker ausfällt als für $2w_y$. In x -Richtung wachsen die Durchmesser für alle Parameterkombinationen von ca. $10\ \mu\text{m}$ bei einem Spurbstand von $14\ \mu\text{m}$ auf etwa $24\ \mu\text{m}$ bei einem Spurbstand von $30\ \mu\text{m}$. Die y -Komponente hingegen weist für $d = 14\ \mu\text{m}$ einen Durchmesser von $15\ \mu\text{m}$ auf und steigt nur bis auf einen Wert von $20\ \mu\text{m}$ bei $d = 30\ \mu\text{m}$ an. Folglich gibt es einen Schnittpunkt der beiden Geraden und somit einen Spurbstand in dem die beiden Werte $2w_x$ und $2w_y$ übereinstimmen. Dieser Spurbstand liegt für die untersuchten Parameterkombinationen zwischen $24\ \mu\text{m}$ und $26\ \mu\text{m}$. Für nahezu alle Spurbstände liegen die Datenpunkte der jeweils vermessenen Wellenleiter, die mit gleichen Parametern geschrieben wurden, direkt übereinander. Dies zeigt, dass die Wellenleiter mit guter Reproduzierbarkeit hergestellt werden konnten.

Eine Ausnahme des beschriebenen Verhaltens ergab sich für Wellenleiter, die mit einer Translationsgeschwindigkeit von $10\ \mu\text{m/s}$ und eine Pulsenergie von $1,1\ \mu\text{J}$ hergestellt wurden. In Abb. 5.12 sind die Nahfeldaufnahmen von drei Modenprofilen, die mit dieser Parameterkombination geschrieben wurden, für unterschiedliche Spurbstände gezeigt. Der Durchmesser $2w_x$ skaliert mit dem Spurbstand, wobei $2w_x$ in diesem Fall bei $I = I_{\text{max}}/e^2$ an der Stelle der größten Ausdehnung gemessen wurde. Der Anstieg des Modendurchmessers in x -Richtung folgt auch in diesem Fall einem linearen Verlauf, wie aus Abb. 5.11 (b) hervorgeht. Es können allerdings weitere Intensitätsmaxima in den Modenprofilen beobachtet werden.

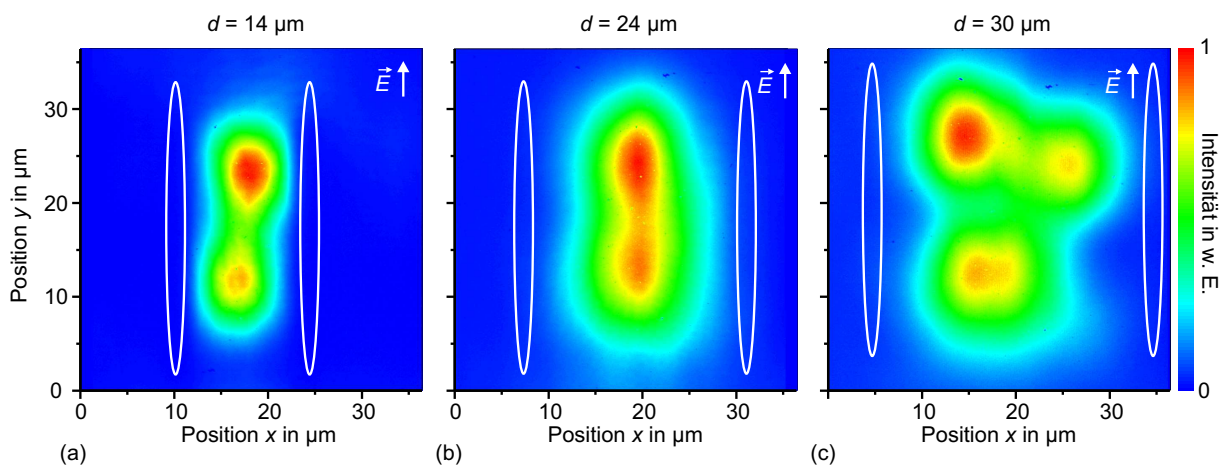


Abbildung 5.12: Nahfeldaufnahmen der geführten Moden in Abhängigkeit des Spurbstandes für Doppelspurwellenleiter mit $E_p = 1,1\ \mu\text{J}$, $v = 10\ \mu\text{m/s}$, $d = 14\ \mu\text{m}$ (a), $d = 24\ \mu\text{m}$ (b) und $d = 30\ \mu\text{m}$ (c).

Das Auftreten weiterer Maxima in der Intensitätsverteilung bzw. die Deformation der Moden lässt sich dadurch erklären, dass Moden höherer Ordnung geführt werden und es zu einer Überlagerung der Moden kommen kann, wie sie in Abb. 5.1 dargestellt ist. Dies erklärt auch die große Streuung der Messwerte für $2w_y$, welche in Abb. 5.11 (b) zu beobachten ist, da bei geringfügig anderer Einkopplung andere Moden angeregt werden. Das Auftreten von Moden höherer Ordnung lässt sich wahrscheinlich anhand der größeren Spurbhöhe erklären, die bei dieser Translationsgeschwindigkeit entsteht (vgl. Abb. 4.7). Diese ist bei den erwähnten Parametern mit $31\ \mu\text{m}$ im Vergleich zu den Spurbhöhen der anderen Wellenleiter ($H = 17\ \mu\text{m}$ bis $H = 22\ \mu\text{m}$) wesentlich höher. Somit ist die Spurbhöhe auch wesentlich größer als der Durchmesser $2w_y$, der in Abb. 5.10 gezeigten Grundmoden der übrigen Wellenleiter. Ein ähnliches

5 Wellenleitung

Verhalten, jedoch in abgeschwächter Form, tritt auch bei Spuren auf, die mit $E_p = 0,6 \mu\text{J}$ und $v = 10 \mu\text{m/s}$ ($H = 24 \mu\text{m}$) geschrieben wurden.

Transmissivität der Wellenleiter

Die Transmissivität der Wellenleiter wurde nach Gleichung 5.17 berechnet, wobei P_{aus} und P_{ein} mit dem in Abb. 5.6 gezeigten Aufbau gemessen wurden. Es wurde von einer perfekten Lichteinkopplung in die Wellenleiter ausgegangen ($\eta_k = 1$). Daher sind die gemessenen Transmissivitäten als untere Grenze der internen Transmissivitäten der Wellenleiter anzusehen. In Abb. 5.13 sind die Ergebnisse für die verschiedenen Parameterkombinationen zusammengefasst, wobei auch die Länge der Wellenleiter angegeben ist.

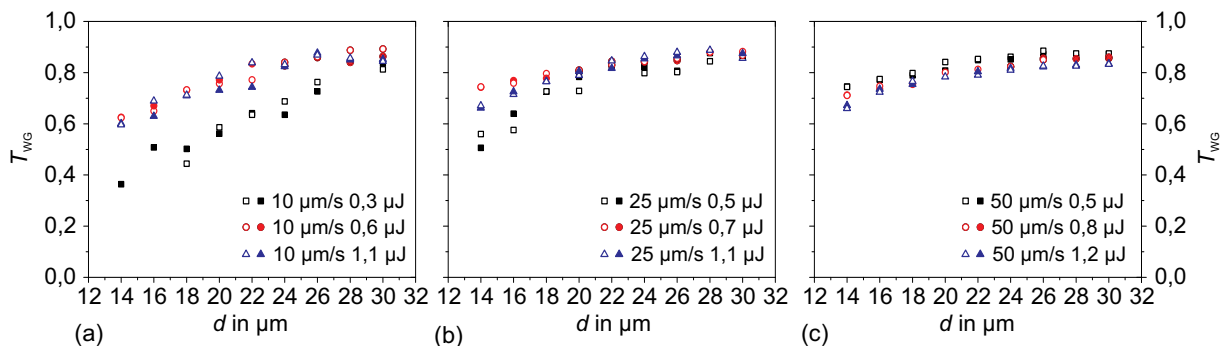


Abbildung 5.13: Transmissivität in Abhängigkeit des Spurabstandes, jeweils für zwei Wellenleiter (ungefüllte bzw. ausgefüllte Symbole), die mit identischen Parametern hergestellt wurden. Für Translationsgeschwindigkeiten von $10 \mu\text{m/s}$ (a), $25 \mu\text{m/s}$ (b) und $50 \mu\text{m/s}$ (c). Die Länge der Wellenleiter, die mit $v = 10 \mu\text{m/s}$ und mit $v = 25 \mu\text{m/s}$ in Kombination $E_p = 0,5 \mu\text{J}$ geschrieben wurden, betrug $0,68 \text{ cm}$, die Länge der übrigen Wellenleiter $0,62 \text{ cm}$.

Für nahezu alle Wellenleiter zeigt die Transmissivität einen ähnlichen Verlauf in Abhängigkeit des Spurabstandes. Für kleine Spurabstände werden Transmissivitäten zwischen 60% und 70% erreicht. Für größere Spurabstände steigt die Transmissivität an und sättigt bei nahezu 90%. Für die mit geringen Pulsenergien bei Translationsgeschwindigkeiten von $10 \mu\text{m/s}$ und $25 \mu\text{m/s}$ geschriebenen Wellenleiter sind die Transmissivitäten etwas geringer. Da für die anderen Wellenleiter, die mit höheren Pulsenergien und $v = 10 \mu\text{m/s}$ geschrieben wurden, eine hohe Transmissivität gemessen wurde, ist dies nicht auf die etwas größere Länge der Wellenleiter zurückzuführen. Vielmehr liegt die niedrigere Transmissivität vermutlich darin begründet, dass die gewählte Pulsenergie zu nahe an der Zerstörschwelle lag und die entstandenen Spuren dadurch vermehrt Unterbrechungen aufweisen, an denen Lichtstreuung auftritt. Für diese Parameterkombinationen kann zudem eine stärkere Streuung derjenigen Messwerte beobachtet werden, die für jeweils zwei Wellenleiter aufgenommen wurden, die mit gleichen Parametern geschrieben wurden. Für alle anderen Parameterkombinationen liegen die jeweiligen Datenpunkte meist übereinander. Dies zeigt wiederum, dass ab einer Pulsenergie, die weit genug über der Zerstörschwelle liegt, die Wellenleiter mit guter Reproduzierbarkeit hergestellt werden können.

Schlussfolgerungen aus der systematischen Parametervariation

Aus den untersuchten Wellenleitern lassen sich Rückschlüsse auf optimale Parameterkombinationen für die Herstellung von Wellenleitern für eine Wellenlänge von 632,8 nm ziehen. In wie weit sich diese auf andere Wellenlängen übertragen lassen, muss systematisch untersucht werden. Eine abschließende Beurteilung über die wellenleitenden Eigenschaften bei anderen Wellenlängen kann daher nicht erfolgen. Lediglich für 1064 nm fanden weitere Untersuchungen statt, welche im nächsten Abschnitt beschrieben werden.

Die Intensitätsverteilung der Moden kann durch die Wahl des Spurabstandes variiert werden. Somit kann auch eine Anpassung an Moden anderer Wellenleiter oder Fasern erfolgen, um Übergangsverluste bzw. Einkoppelverluste zu reduzieren (siehe Gleichung 5.13). Um beispielsweise Wellenleiter herzustellen, die symmetrische Grundmoden führen, deren Durchmesser in x - und y -Richtung gleich ist, sollten Spurabstände zwischen 24 μm und 26 μm gewählt werden. Geringfügig höhere Transmissivitäten werden zwar bei größeren Spurabständen von bis zu 30 μm erreicht. Da der Anstieg der Transmissivität mit dem Spurabstand jedoch sättigt, können Spurabstände zwischen 24 μm und 26 μm als guter Kompromiss angesehen werden.

In Abb. 5.14 sind die Modenprofile von drei Wellenleitern gezeigt, welche hohe Transmissivitäten bzw. geringe maximale Verluste aufweisen. Abb. 5.14 (a) zeigt das Modenprofil eines Wellenleiters, der mit $v = 25 \mu\text{m/s}$, $E_p = 1,1 \mu\text{J}$ und $d = 28 \mu\text{m}$ hergestellt wurde. Die Dämpfung betrug in diesem Fall 0,81 dB/cm und es wurde ein symmetrisches Modenprofil geführt.

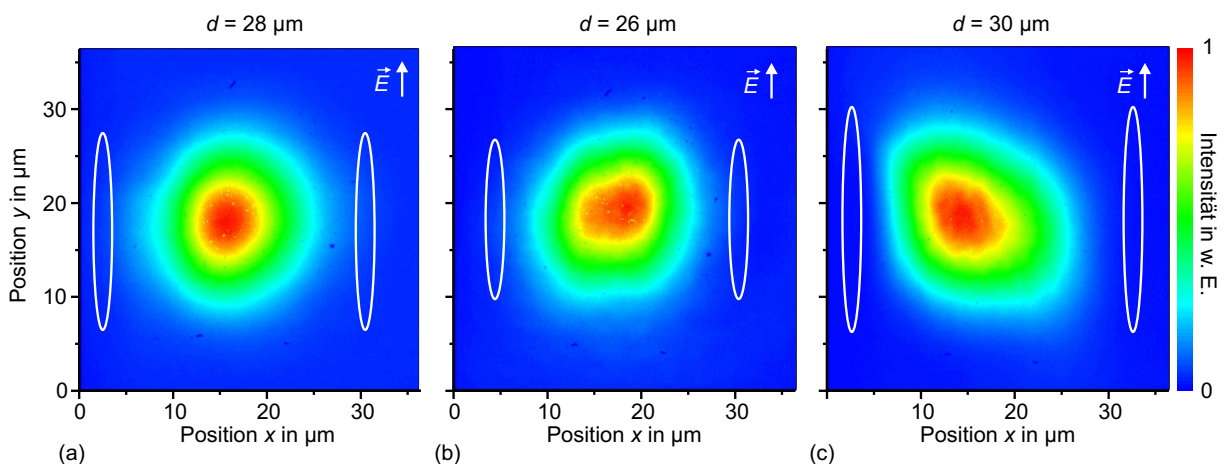


Abbildung 5.14: Nahfeldaufnahmen der geführten Moden für Doppelspurwellenleiter mit geringen Verlusten. Die Schreibparameter waren $E_p = 1,1 \mu\text{J}$, $v = 25 \mu\text{m/s}$, $d = 28 \mu\text{m}$ (a), $E_p = 0,5 \mu\text{J}$, $v = 50 \mu\text{m/s}$, $d = 26 \mu\text{m}$ (b) und $E_p = 0,6 \mu\text{J}$, $v = 50 \mu\text{m/s}$, $d = 30 \mu\text{m}$ (c).

Ähnliche Ergebnisse wurden für den Wellenleiter, dessen Modenprofil in Abb. 5.14 (b) dargestellt ist, erzielt ($E_p = 0,5 \mu\text{J}$, $v = 50 \mu\text{m/s}$, $d = 26 \mu\text{m}$). Die Dämpfung war mit 0,83 dB/cm geringfügig höher. Zum Vergleich ist in Abb. 5.14 (c) das Modenprofil des Wellenleiters mit den geringsten maximalen Verlusten dargestellt ($D = 0,71 \text{ dB/cm}$). Dieser Wellenleiter weist allerdings ein verzerres Intensitätsprofil auf.

Anhand dieser Parameter wurden die entsprechenden Parameterkombinationen für die Herstellung der Wellenleiter in der Yb:YAG Keramik bzw. in dem Nd:YAG Kristall, an den ein Cr^{4+} :YAG Kristall gebondet ist (siehe Abschnitt 3.4.1), gewählt. Für diese Wellenleiter ergaben sich vergleichbare Ergebnisse bezüglich der Modenprofile und Transmissivität.

5 Wellenleitung

Aus den systematischen Untersuchungen von Wellenleitern, die mit unterschiedlichen Parametern hergestellt wurden, lassen sich folgende Rückschlüsse ziehen:

- Wellenleitung ist im Wesentlichen im Bereich A möglich, also im Zentrum zwischen den Doppelspuren (siehe Abb. 5.9).
- Die Modengröße kann mit dem Spurabstand skaliert werden, der Modendurchmesser ändert sich dabei stärker in x - als in y -Richtung.
- Die Abmessungen des Modenquerschnittes ($2w_x \times 2w_y$) in Abhängigkeit des Spurabstandes variieren im Bereich von $0,75d \times 1,1d$ ($d = 14 \mu\text{m}$) bis $0,75d \times 0,68d$ ($d = 30 \mu\text{m}$).
- Symmetrische Moden mit $2w_x \approx 2w_y \approx 18 \mu\text{m}$ werden für Spurabstände zwischen $24 \mu\text{m}$ und $26 \mu\text{m}$ geführt.
- Für Translationsgeschwindigkeiten von $10 \mu\text{m/s}$ und Spurhöhen von $31 \mu\text{m}$ und teilweise $24 \mu\text{m}$ werden Moden höherer Ordnung geführt.
- Unter der Annahme von $\eta_k = 1$ steigt die Transmissivität mit dem Spurabstand und sättigt bei ca. 90% für $d \geq 26 \mu\text{m}$, bei Kristalllängen zwischen $0,62 \text{ cm}$ und $0,68 \text{ cm}$.
- Für Strukturen, die mit höheren Pulsenergien als $2 \mu\text{J}$ geschrieben wurden, ergaben sich in Voruntersuchungen hohe Streuverluste.
- Pulsenergien knapp über der Zerstörschwelle können dazu führen, dass keine kontinuierliche Spur geschrieben wird. Dies resultiert in höheren Streuverlusten.

Es können einige Abschätzungen getroffen werden, inwiefern sich der Parameterraum aufgrund dieser Ergebnisse einschränken lässt, so dass Wellenleiter hergestellt werden, welche die Führung von Moden mit den gewünschten Intensitätsprofilen und möglichst geringen Verlusten unterstützen. Eine Skalierung von $2w_y$ für die Grundmode zu größeren Durchmessern scheint mit Doppelspuren nicht möglich, da die Begrenzung in diese Richtung wahrscheinlich mit der Spurhöhe zusammenhängt. Bei hohen Spurhöhen werden allerdings höhere Moden geführt (siehe Abb. 5.12).

Ob eine Skalierung zu kleineren Modendurchmessern $2w_y$ und somit die Führung kleiner runder Moden anhand kleinerer Spurhöhen möglich ist muss experimentell untersucht werden. Wie beschrieben besteht die Möglichkeit, dass bei kleinen Spurabständen und kleinen Spurhöhen die Mode in y -Richtung nicht stark genug begrenzt wird (siehe Abb. 5.10 (a)). In diesem Fall wurde eine signifikante Intensitätserhöhung auch in den Bereichen außerhalb des Wellenleiters beobachtet.

Ähnliche optimale Spurhöhen und Spurabstände für die Führung runder Moden bei $632,8 \text{ nm}$ wurden auch für Wellenleiter gemessen, die mit Positioniersystem 1 hergestellt wurden [Cal09, Sie10a]. Dabei wiesen die Modenprofile aus [Cal09, Sie10a] jedoch kleinere Durchmesser auf. Im Vergleich zu früheren Ergebnissen konnte die maximale Transmissivität der Wellenleiter jedoch um einen Faktor 1,3 gesteigert werden. In dieser Arbeit wurde eine Dämpfung von $< 0,85 \text{ dB/cm}$ erreicht, wohingegen in den Wellenleitern, die mit Positioniersystem 1 geschrieben wurden, Dämpfungen von $1,9 \text{ dB/cm}$ mit einem ähnlichen Versuchsaufbau gemessen wurden. Weiterhin kann mit dem veränderten Strukturierungsaufbau eine um einen Faktor 2,5 bis 5 höhere Translationsgeschwindigkeit gewählt werden.

5.4.2 Gerade Strukturen mit und ohne überlagerte Sinusoszillation

Die Polarisationskontrast-Aufnahmen des Querschnitts der Doppelspuren weisen darauf hin, dass durch das Schreiben der Spuren mit überlagerter Sinusoszillation senkrecht zur Translationsbewegung ein höherer Brechungsindexunterschied im Material erzeugt wird. Daher wird, sofern nur die Grundmode geführt wird, eine stärkere Eingrenzung der Mode und somit ein kleinerer Querschnitt des Modenprofils erwartet. Dies erweitert den Parameterraum, so dass eine zusätzliche Möglichkeit besteht die Modengröße zu skalieren. Ein höherer Brechungsindexunterschied resultiert auch in einer höheren NA , so dass der Akzeptanzwinkel für die Lichtkopplung vergrößert wird. Zusätzlich wird allerdings auch die Führung höherer Moden bei identischen übrigen Parametern wahrscheinlicher.

Im Folgenden werden die Eigenschaften von zwei Wellenleitern verglichen, die mit dem gleichen Spurabstand in den gleichen Kristall und direkt benachbart geschrieben wurden. Dabei wurde einer der Wellenleiter mit überlagerter Sinusoszillation geschrieben und der andere mit einer einfachen linearen Translationsbewegung und Parametern hergestellt, die aufgrund der im vorherigen Abschnitt vorgestellten systematischen Parametervariation ausgewählt wurden.

Für beide Wellenleiter war Lichtleitung nur für eine Polarisationsrichtung des elektrischen Feldes parallel zur y -Achse möglich. Die Wellenleiter wurden bei 632,8 nm und 1064 nm untersucht. Dabei betrug die Länge des Kristalls während der Charakterisierung mit 1064 nm 10,80 mm. Durch die Herstellung der in Abb. 4.9 gezeigten 65 μm dünnen YAG Scheibe wies der Kristall während der Vermessung mit 632,8 nm nur noch eine Länge von 7,86 mm auf. Die Doppelspuren, die mit überlagerter Oszillation geschrieben wurden, wiesen Wellenleitung in den Bereichen A und D - H auf (siehe Abb. 5.9 (a)). Es werden allerdings nur die Ergebnisse für den Bereich A vorgestellt.

Charakterisierung bei 632,8 nm

In Abb. 5.15 sind die Nahfeldaufnahmen der Modenprofile der beiden Wellenleiter bei 632,8 nm gezeigt. Der Wellenleiter in Abb. 5.15 (a) wurde ohne überlagerte Sinusoszillation mit $E_p = 1,3 \mu\text{J}$, $v = 25 \mu\text{m/s}$ und $d = 25 \mu\text{m}$ hergestellt. Da bei diesem Wellenleiter die Schreiftiefe bei ca. 400 μm und E_p etwas über den im Rahmen der systematischen Parametervariation verwendeten Pulsenergien lag, weist der Spurquerschnitt eine größere Spurhöhe auf. Die wellenleitenden Eigenschaften dieser Doppelspur sind jedoch sehr ähnlich zu den zuvor charakterisierten Wellenleitern.

Das Modenprofil weist einen elliptischen Querschnitt ($2w_x = 16,0 \mu\text{m}$, $2w_y = 21,3 \mu\text{m}$) auf. Die maximale Dämpfung ($\eta_k = 1$) wurde bei 632,8 nm zu 1,4 dB/cm bestimmt und liegt somit etwas über der durchschnittlichen Dämpfung für Wellenleiter von $D \approx 0,9 \text{ dB/cm}$, die mit dieser Herstellungsmethode und ähnlichen Parametern geschrieben wurden (siehe Abb. 5.13).

Im Gegensatz dazu wird in dem Wellenleiter, der bei gleichem Spurabstand mit überlagerter Sinusoszillation geschrieben wurde ($E_p = 1,8 \mu\text{J}$, $v = 25 \mu\text{m/s}$, $A_{\text{osz}} = 2 \mu\text{m}$, $v_{\text{osz}} = 70 \text{ Hz}$)², eine nahezu runde Grundmode geführt ($2w_x = 14,1 \mu\text{m}$, $2w_y = 14,8 \mu\text{m}$). Das Nahfeld des Modenprofils ist in Abb. 5.15 (b) dargestellt. Die stärkere Eingrenzung in x -Richtung lässt sich zum

²Es sei darauf hingewiesen, dass neben der anderen Herstellungsmethode auch unterschiedliche Schreibparameter, insbesondere verschiedene Pulsenergien und Fokussieroptiken, verwendet wurden. Pulsenergien im Bereich von 2 μJ konnten für die Herstellung von Wellenleitern mit einfacher linearer Translationsbewegung nicht gewählt werden, da diese Wellenleiter, wie in Voruntersuchungen festgestellt wurde, hohe Verluste aufwiesen.

5 Wellenleitung

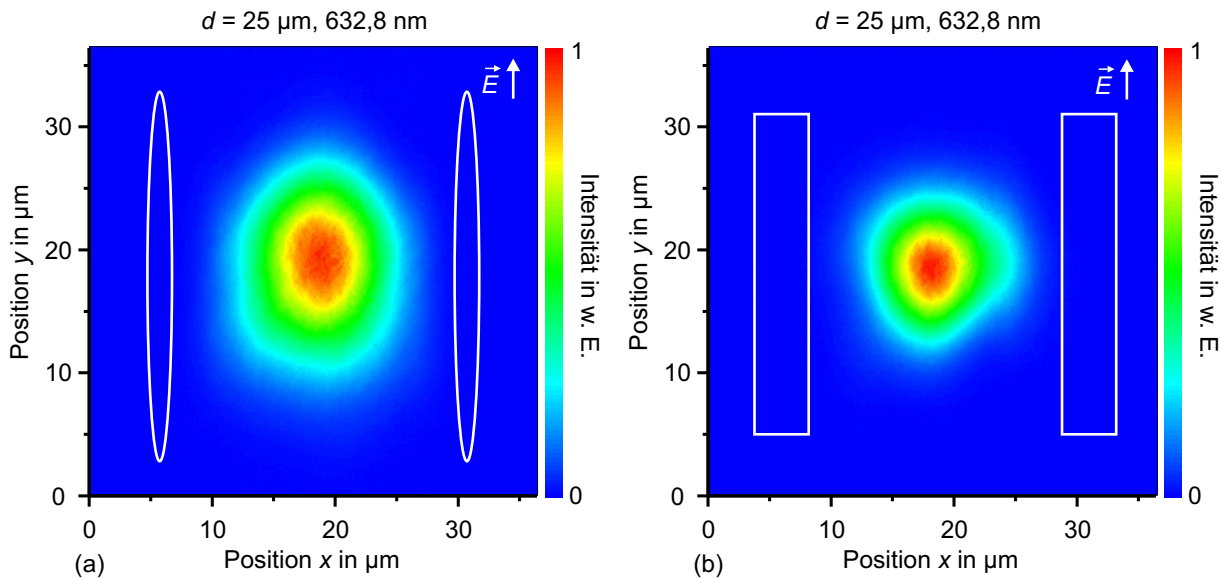


Abbildung 5.15: Nahfeldaufnahmen der geführten Moden für Doppelspurwellenleiter bei 632,8 nm. Die Schreibparameter waren $E_p = 1,3 \mu\text{J}$, $v = 25 \mu\text{m/s}$, $d = 25 \mu\text{m}$, $NA = 0,55$ (a), $E_p = 1,8 \mu\text{J}$, $v = 25 \mu\text{m/s}$, $d = 25 \mu\text{m}$, $NA = 0,65$, $A_{\text{osz}} = 2 \mu\text{m}$, $v_{\text{osz}} = 70 \text{ Hz}$ (b).

einen durch die größere Spurbreite dieser Strukturen erklären ($B = 4 \mu\text{m}$), welche zu einem geringeren effektiven Spurabstand führt. Zum anderen wird die Mode jedoch auch durch einen höheren Brechungsindexunterschied stärker begrenzt (siehe Abschnitt 5.1.1). Zusätzlich weist das Modenprofil im Vergleich zu dem in Abb. 5.15 (a) gezeigten Wellenleiter eine weitaus kleinere Ausdehnung in y -Richtung auf, was auch auf den höheren erzeugten Brechungsindexunterschied in der Umgebung der Spuren zurückzuführen ist. Die Eingrenzung in x -Richtung hingegen ist zusätzlich durch den niedrigeren Brechungsindex des modifizierten Bereichs gegeben, so dass in diesem Fall ein geringerer Unterschied für $2w_x$ für die unterschiedlichen Doppelspuren auftritt. Die maximale Dämpfung für den Wellenleiter aus Abb. 5.15 (b) lag mit 1,1 dB/cm im Bereich der Verluste, die für die wellenleitenden Strukturen aus Abschnitt 5.4.1 gemessen wurden. Die Ausdehnung des Querschnittes des Modenprofils ist vergleichbar zu den Wellenleitern, die mit Positioniersystem 1 hergestellt wurden, die maximale Transmissivität konnte jedoch um einen Faktor 1,2 erhöht werden.

Charakterisierung bei 1064 nm

Zur Realisierung von Wellenleiterlasern im nahen infraroten Spektralbereich sind die Eigenschaften der Wellenleiter bei Wellenlängen in diesem Bereich entscheidend. Dazu wurden die Wellenleiter aus Abb. 5.15 mit einem Nd:YVO₄-Laser bei 1064 nm untersucht. Die Nahfeldaufnahmen der Modenprofile bei dieser Wellenlänge sind in Abb. 5.16 (a) und (b) dargestellt.

Wie nach den Überlegungen in Abschnitt 5.1.1 erwartet wird, nimmt die Querschnittsfläche der Modenprofile mit größerer Wellenlänge zu. Für den Wellenleiter, der mit einfacher linearer Translationsbewegung hergestellt wurde, ergab sich eine Ausdehnung des Querschnitts von $2w_x = 18,3 \mu\text{m} \times 2w_y = 28,3 \mu\text{m}$ (Abb. 5.16 (a)). Für den in Abb. 5.16 (b) gezeigten Wellenleiter, welcher mit überlagerter Sinusoszillation geschrieben wurde, wurde ein nahezu kreisförmiges Modenprofil mit $2w_x = 16,8 \mu\text{m}$ und $2w_y = 18,3 \mu\text{m}$ gemessen. Damit ist der

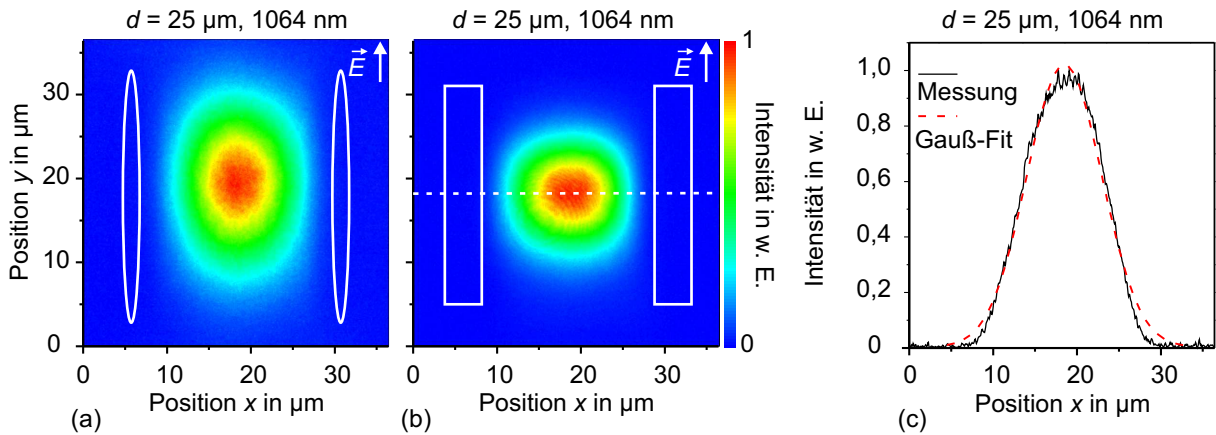


Abbildung 5.16: Nahfeldaufnahmen der geführten Moden für Doppelspurwellenleiter bei 1064 nm. Die Schreibparameter waren $E_p = 1,3 \mu\text{J}$, $v = 25 \mu\text{m/s}$, $d = 25 \mu\text{m}$, $NA = 0,55$ (a), $E_p = 1,8 \mu\text{J}$, $v = 25 \mu\text{m/s}$, $d = 25 \mu\text{m}$, $NA = 0,65$, $A_{\text{osz}} = 2 \mu\text{m}$, $v_{\text{osz}} = 70 \text{ Hz}$ (b). Intensitätsprofil bei 1064 nm entlang der eingezeichneten Linie (c).

Flächeninhalt A des Wellenleiters aus Abb. 5.16 (a) mit $A = 407 \mu\text{m}^2$ nahezu doppelt so groß, wie der Flächeninhalt des in Abb. 5.16 (b) gezeigten Wellenleiters mit $A = 241 \mu\text{m}^2$. Die maximale Dämpfung der Wellenleiter liegt bei 1,2 dB/cm für Wellenleiter (a) bzw. 1,5 dB/cm (b) und entspricht im Rahmen der Messgenauigkeit den Verlusten bei 632,8 nm. Sofern Rayleigh Streuung ($\alpha_{\text{streu}} \sim 1/\lambda^4$) der dominierende Streuprozess ist, werden für kleinere Wellenlängen eigentlich größere Verluste erwartet. Es besteht jedoch die Möglichkeit, dass mit dem HeNe-Laser eine höhere Koppeffizienz erzielt wurde, so dass lediglich die Gesamtverluste nahezu gleich sind. Um zu überprüfen, ob Rayleigh Streuung dominiert, wäre es sinnvoll in zukünftigen Experimenten einen durchstimmbaren Ti:Saphir-Laser in die Faser des Aufbaus aus Abb. 5.7 einzukoppeln. Somit könnten die Verluste unter Berücksichtigung der Koppeffizienz wellenlängenabhängig untersucht werden.

In Abb. 5.16 (c) ist das Intensitätsprofil entlang der in (b) eingezeichneten Linie dargestellt. Zusätzlich ist als rote gestrichelte Linie eine nichtlineare Kurvenanpassung anhand eines Gauß-Fits gezeigt. Die beiden Kurven stimmen relativ gut überein, wobei die gemessene Intensitätsverteilungen in den Flanken eine niedrigere Intensität aufweist als eine perfekte Gaußverteilung. Dieses Beispiel lässt sich auf die meisten anderen der bisher gezeigten Moden übertragen.

Aus der kleineren Querschnittsfläche der Modenprofile bei Verlusten in der gleichen Größenordnung für beide gezeigten Doppelspuren ergeben sich Vorteile für die Anwendung der Struktur aus Abb. 5.16 (b) als Wellenleiterlaser. Für Strukturen, die mit einfacher linearer Translationsbewegung in Selten-Erd-dotiertem YAG hergestellt wurden, wird die Schwellbedingung zum Erreichen der Laseroszillation wesentlich höher liegen als für Wellenleiter, die mit überlagerter Sinusoszillation bei gleichem Spurabstand geschrieben wurden (siehe Abschnitt 6.1.1).

Messung der numerischen Apertur

Die numerische Apertur wurde für die beiden charakterisierten Wellenleiter mit dem in Abb. 5.8 gezeigten Aufbau bei 632,8 nm gemessen. Die gemessenen numerischen Aperturen und die resultierenden Brechungsindexunterschiede nach Gleichung 5.22 sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Dabei wurde für den Brechungsindex von unmodifiziertem YAG $n_1 = 1,829$ angenom-

5 Wellenleitung

men. Messungen der numerische Aperturen eines Wellenleiters, der mit Positioniersystem 1 in Yb:YAG hergestellt wurde ($E_p = 1 \mu\text{J}$, $v = 10 \mu\text{m/s}$, $NA = 0,59$, $d = 28 \mu\text{m}$) und von Wellenleitern, die mit dem Positioniersystem dieser Arbeit in YAG geschrieben wurden ($v = 25 \mu\text{m/s}$, $NA = 0,55$, $E_p = 1,1 \mu\text{J}$ und $1,3 \mu\text{J}$, $d = 28 \mu\text{m}$ und $22 \mu\text{m}$), sind zusätzlich als Vergleichswert angegeben.

Herstellungsmethode	NA	Δn
lineare Translation ($d = 22 \mu\text{m}$)	0,028	$2,1 \cdot 10^{-4}$
lineare Translation ($d = 25 \mu\text{m}$)	0,024	$1,6 \cdot 10^{-4}$
lineare Translation ($d = 28 \mu\text{m}$)	0,020	$1,1 \cdot 10^{-4}$
Sinusoszillation ($d = 25 \mu\text{m}$)	0,034	$3,2 \cdot 10^{-4}$
Positioniersystem 1 ($d = 28 \mu\text{m}$)	0,032	$2,8 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 5.1: Numerische Aperturen und Brechungsindexunterschiede für Wellenleiter, die mit unterschiedlichen Herstellungsmethoden geschrieben wurden. Der Wellenleiter, der mit überlagerter Sinusoszillation hergestellt wurde, entspricht dem Wellenleiter aus Abb. 5.15 (a). Die Wellenleiter, die mit einfacher linearer Translation hergestellt wurden, entsprechen dem Wellenleiter aus Abb. 5.15 (b) bzw. wurden mit $v = 25 \mu\text{m/s}$, $NA = 0,55$, $E_p = 1,1 \mu\text{J}$ und $1,3 \mu\text{J}$, $d = 28 \mu\text{m}$ und $22 \mu\text{m}$ geschrieben. Mit Positioniersystem 1 wurde ein Wellenleiter mit $E_p = 1,1 \mu\text{J}$, $v = 10 \mu\text{m/s}$, $NA = 0,55$, $d = 28 \mu\text{m}$ geschrieben.

Die Wellenleiter, die mit einfacher linearer Translationsbewegung geschrieben wurden, weisen für kleinere Spurabstände eine größere NA auf. Die numerische Apertur und somit der Brechungsindexunterschied für den kleinsten Spurabstand liegt jedoch immer noch unter der NA des Wellenleiters, der mit überlagerter Sinusoszillation hergestellt wurde. Die numerische Apertur des Wellenleiters, der mit Positioniersystem 1 geschrieben wurde, weist einen etwas geringeren Wert bei geringfügig größerem Spurabstand auf. Dies bestätigt, dass durch eine überlagerte Sinusoszillation senkrecht zur Translationsrichtung größere Brechungsindexunterschiede erzeugt werden.

Die numerische Apertur wurde wie in Abschnitt 5.3.3 beschrieben durch Aufnahme des Fernfeldes in unterschiedlichen Abständen zum Wellenleiter gemessen. Aufgrund von Streulicht und nicht in den Wellenleiter eingekoppelten Lichts kann im Fernfeld teilweise nicht unterschieden werden, welche Anteile der aufgenommenen Intensitätsverteilung der Wellenleitermode zugeordnet werden können. Zusätzlich treten Interferenzeffekte auf. Daher sind die angegebenen Werte für die NA nur als grobe Abschätzung der Größenordnung zu verstehen. Die angegebene Genauigkeit stimmt wahrscheinlich nicht mit der Messgenauigkeit dieser Methode überein und soll nur existierende Unterschiede zwischen den einzelnen Messungen aufzeigen. Zur Überprüfung der Messwerte wäre eine mehrfache Vermessung der gleichen Wellenleiter notwendig, sowie Messungen mit anderen Methoden. So kann beispielsweise das M^2 des Wellenleiters bestimmt werden und in Kombination mit dem Modenprofildurchmesser des Nahfeldes die NA berechnet werden. Weiterhin kann die NA über den maximal möglichen Einkoppelwinkel bestimmt werden [Sie10a].

Zusammenfassung

Durch die Herstellung von Strukturen mit überlagerter Sinusoszillation ist eine stärkere Eingrenzung der Mode insbesondere in y-Richtung möglich als für Wellenleiter, die mit einer

einfachen linearen Translationsbewegung geschrieben wurden. Die Verluste bleiben dabei im Wesentlichen unverändert und gleichzeitig wird die numerische Apertur und somit der Akzeptanzwinkel für die Lichteinkopplung erhöht. Somit steht auf der einen Seite eine weitere Möglichkeit zur Verfügung um die Eigenschaften der Wellenleiter anzupassen, auf der anderen Seite kann vermutet werden, dass sich diese Wellenleiter, aufgrund der kleineren Querschnittsfläche der Modenprofile, besser zur Realisierung von Wellenleiterlasern (siehe Abschnitt 6.1) nutzen lassen. Die geringere Dämpfung im Vergleich zu den Wellenleitern, welche mit Positioniersystem 1 in Yb:YAG hergestellt wurden und sich ausgezeichnet für die Anwendung als Wellenleiterlaser eignen [Sie10b], lässt sich wahrscheinlich auf die weitaus homogeneren Kanten der in dieser Arbeit hergestellten Strukturen zurückführen (Siehe Kapitel 4).

Die gemessene Dämpfung liegt im Vergleich mit anderen fs-Laser-geschriebenen Typ II Wellenleitern in einem für diese Wellenleiter typischen Bereich (siehe Literaturangaben in Abschnitt 2.2.3). Die bisher minimalen Verluste wurden in Nd:GdVO₄ Wellenleitern zu 0,5 dB/cm gemessen [Tan10b]. Die maximalen Verluste, welche veröffentlicht wurden, liegen bei 3 dB/cm in Pr:LiYF₄ [Bec11a].

5.4.3 Zirkular gekrümmte Strukturen

Wie in Abschnitt 3.3.2 beschrieben, wurden in eine quaderförmige YAG Probe zirkular gekrümmte Doppelspuren mit unterschiedlichen Krümmungsradien ($R = 80$ mm bis $R = 20$ mm) und leicht unterschiedlichen Bogenlängen geschrieben. Die übrigen Schreibparameter waren konstant. Um die Abweichung des Auftreffwinkels der Wellenleiter auf die Endfläche des Kristalls von 90° zu minimieren, wurde die Probe nach einer ersten Politur und Auswertung der wellenleitenden Eigenschaften abgeschragt und erneut poliert. Im folgenden Abschnitt werden die zirkular gekrümmten Strukturen anhand der Modenprofile und Ausbreitungsverluste charakterisiert. Die Untersuchungen der wellenleitenden Eigenschaften wurden mit dem Versuchsaufbau aus Abb. 5.6 bei 632,8 nm durchgeführt. Das Licht wurde auf der geraden Seite eingekoppelt, während die Messung der Modenprofile und der transmittierten Leistung auf der abgeschragten Seite erfolgte. Dies ist schematisch in Abb. 5.17 dargestellt. Im Folgenden werden die Eigenschaften der Modenprofile und die Transmissionsmessungen beschrieben und diskutiert.

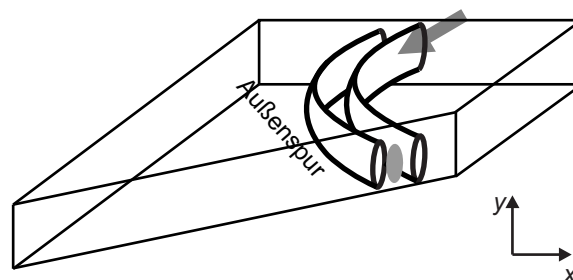


Abbildung 5.17: Schematische Darstellung der Ausrichtung der gekrümmten Strukturen während der Charakterisierung der Wellenleiter. Die Lichteinkopplung wird durch den Pfeil auf der rückwärtigen Seite des Kristalls angedeutet. Die Modenprofile (graue Ellipse) wurden an der abgeschragten Seite, die hier dem Betrachter zugewandt ist, aufgenommen.

Modenprofile

In Abb. 5.18 sind die Modenprofile der abgeschrägten Probe für Krümmungsradien von 80 mm bis 30 mm dargestellt. Die mehrfache Vermessung der Wellenleiter und die Messung an zwei Wellenleitern, die mit den gleichen Parametern geschrieben wurden, lieferten gut reproduzierbare Ergebnisse. Die Modenprofile ändern sich jedoch deutlich stärker bei einer Variation der Einkopplung als im Falle der geraden Wellenleiter. Die gezeigten Modenprofile wurden bei maximaler transmittierter Leistung aufgenommen. Für die Wellenleiter mit einem Krümmungsradius von 20 mm konnten die Modenprofile nicht sinnvoll aufgenommen werden, da die transmittierte Leistung in diesem Fall in der Größenordnung des auftretenden Streulichtes lag. Zusätzlich ist bei diesen Wellenleitern die Abweichung δ vom senkrechten Einfall auf die abgeschrägte Fläche mit 15° relativ groß (vgl. Tabelle 3.7).

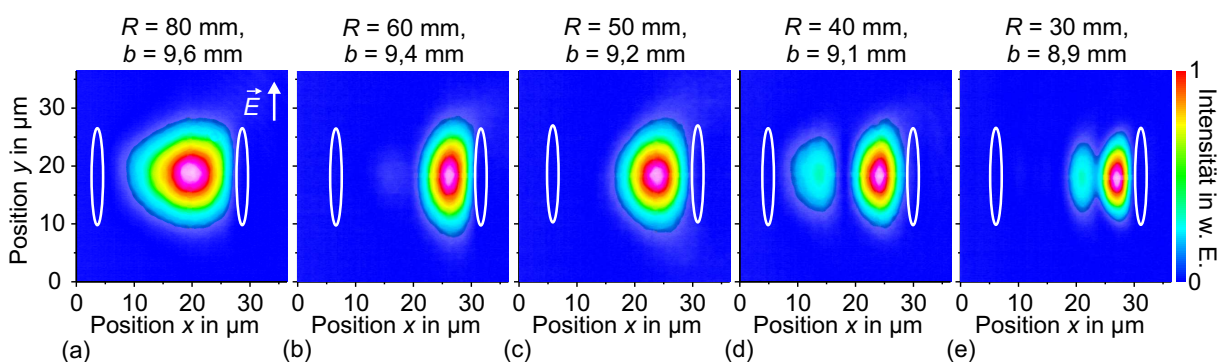


Abbildung 5.18: Nahfeldaufnahmen der geführten Moden in einer abgeschrägten Probe für gekrümmte Doppelspurwellenleiter mit unterschiedlichen Krümmungsradien bei 632,8 nm. Die Schreibparameter waren $E_p = 0,5 \mu\text{J}$, $v = 25 \mu\text{m/s}$, $d = 25 \mu\text{m}$, $NA = 0,55$. Die Außenspur ist auf der rechten Seite.

Die relative Lage der Modenprofile zwischen den Spuren unterscheidet sich von der Lage bei geraden Wellenleitern. In diesem Fall sind die Modenprofile zentral zwischen den Spuren angeordnet. Im Falle der zirkular gekrümmten Wellenleiter ist das Modenprofil deutlich in Richtung der Spur der äußeren Krümmung verschoben.

Die Modenprofile weisen eine elliptische Form auf, wobei die Ausdehnung in x -Richtung geringer ausfällt, als die Ausdehnung in y -Richtung, die bei etwa $20 \mu\text{m}$ liegt. Gerade Wellenleiter weisen bei diesen Schreibparametern, wie in Abb. 5.10 (b) und 5.11 (a) dargestellt ist, eher runde Modenprofile auf. Dies fällt insbesondere bei den Modenprofilen für Krümmungsradien von 60 mm und 50 mm auf. Die Modendurchmesser betragen in diesen Fällen $10 \mu\text{m}$ bzw. $12 \mu\text{m}$ in x -Richtung. Dahingegen zeigt das Modenprofil des Wellenleiters mit $R = 80 \text{ mm}$ noch eine größere Ähnlichkeit zu den Modenprofilen der geraden Wellenleiter, ist jedoch deformiert ($2w_x \approx 2w_y \approx 20 \mu\text{m}$). Die Seite zur äußeren Spur wirkt abgeschnitten, während das Modenprofil zur Seite der inneren Spur verformt ist. Bei $R = 40 \text{ mm}$ und $R = 30 \text{ mm}$ kann zusätzlich zu dem dominanten Maximum, welches nahe der Außenspur lokalisiert ist, ein zweites abgeschwächtes Maximum beobachtet werden. Dieses ist im Fall von $R = 40 \text{ mm}$ deutlicher vom dominanten Maximum getrennt als bei $R = 30 \text{ mm}$. Ein derartiges zweites Maximum kann auch bei Wellenleitern mit größeren Krümmungsradien angeregt werden, wodurch die transmittierte Leistung allerdings absinkt.

Die gekrümmten Wellenleiter wurden auch schon untersucht, als die Probe noch eine Quaderform aufwies (siehe Abb. 3.6 (a)), wobei die entsprechenden Modenprofile in [Pas11] nachgeschlagen werden können. Es ist zu beachten, dass die Bogenlänge der Wellenleiter bei dieser Probe entsprechend Tabelle 3.7 größer war als im Fall der abgeschrägten Probe. Die Form und Lage der Modenprofile weist ähnliche Eigenschaften zu den Profilen der abgeschrägten Probe auf. Allerdings treten die zusätzlichen Maxima in diesem Fall nicht bei $R = 40$ mm sondern bei $R = 50$ mm auf.

Weiterhin wurden gekrümmte Einzelspuren hergestellt. Die Modenprofile weisen in diesem Fall ähnliche Eigenschaften auf, allerdings ist die Transmission dieser Wellenleiter wesentlich geringer. Als wichtigstes Ergebnis der Einzelspurwellenleiter lässt sich festhalten, dass bei diesen Strukturen nur an der innenliegenden Seite der Krümmung Wellenleitung möglich ist. Die Modenprofile dieser Einzelspurwellenleiter und weitere Ergebnisse zu Doppelspurwellenleitern, bei denen beide Spuren mit unterschiedlichen Parametern hergestellt wurden, können auch in [Pas11] nachgeschlagen werden.

Diskussion der Charakteristika der Modenprofile

Die beobachtete Verschiebung der Hauptmaxima zur Außenspur, also zur äußeren Krümmung des Wellenleiters, und die Einengung der Mode entspricht weitestgehend den in Abschnitt 5.1.2 beschriebenen Vorhersagen aus der Conformal Transformation. Allerdings können die dort durchgeführten Berechnungen für einen Schichtwellenleiter bzw. die Simulationen für eine Faser (Abb. 5.5) nicht direkt auf die hier gezeigten Wellenleiter übertragen werden. Im Gegensatz zum Schichtwellenleiter findet hier eine Eingrenzung der Mode in x - und y -Richtung statt. Weiterhin kann für die fs-Laser-geschriebenen Wellenleiter kein Stufenindexprofil angenommen werden. Es ist eher anzunehmen, dass der Brechungsindex an der Außenseite der Krümmung, also im Falle der Doppelspurwellenleiter an der Innenseite der Außenspur, aufgrund der höheren Spannungen stärker erhöht wird als an der Außenseite der Innenspur (siehe Abb. 3.4). Dies wurde anhand der mikroskopischen Untersuchungen in Abschnitt 4.2.3 an Doppelspuren mit kleinem Krümmungsradius bestätigt (siehe Abb. 4.13).

Dieser zusätzliche Brechungsindexunterschied erhöht jedoch den Effekt des höheren effektiven Brechungsindex an der Innenseite der Außenspur, der über die Conformal Transformation beschrieben wird. Ein weiteres Indiz dafür, dass die zentralen Ergebnisse der Conformal Transformation auf die hier gezeigten Wellenleiter übertragen werden können, ist die Tatsache, dass an gekrümmten Einzelspuren nur an der Innenseite der Spur Wellenleitung möglich ist. An der Außenseite der Spur existiert kein lokales Maximum des Brechungsindex und die Mode kann nicht geführt werden.

Das Auftreten eines zweiten abgeschwächten Maximums neben dem Hauptmaximum, welches für längere Bogenlängen, also bei der quaderförmigen Probe, bei anderen Krümmungsradien auftritt als bei der abgeschrägten Probe, kann wahrscheinlich anhand des in Abschnitt 5.1.1 für gerade Wellenleiter beschriebenen mode beatings erklärt werden. Sofern höhere angeregte Moden in den gekrümmten Wellenleitern aufgrund höherer Verluste noch nicht abgestrahlt wurden, kann eine Überlagerung von mindestens zwei Moden zu einem oszillierenden Verhalten des Modenprofils in Abhängigkeit der im Wellenleiter zurückgelegten Strecke führen (siehe Abb. 5.1). Diese Längenabhängigkeit erklärt auch, warum bei gleichen Krümmungsradien, aber

unterschiedlichen Bogenlängen, also bei der abgeschrägten und bei der nicht abgeschrägten Probe, das zweite Maximum im Modenprofil in einem Fall zu beobachten ist und in dem anderen Fall nicht.

Im Vergleich zu den symmetrischen Modenprofilen eines symmetrischen geraden Wellenleiters (Abb. 5.1) kann bei den gekrümmten Wellenleitern aufgrund des asymmetrischen Brechungsindexprofils (siehe Abb. 5.4) eher von einer Überlagerung von mindestens zwei asymmetrischen Moden ausgegangen werden, welche beide in Richtung der Außenkrümmung verschoben sind. Dies könnte in Kombination mit der Tatsache, dass die Moden höherer Ordnung höhere Verluste aufweisen und somit schneller abgestrahlt werden, erklären warum in keinem der beobachteten Fälle die maximale Intensität in dem zusätzlichen Maximum vorzufinden ist.

Um diese Vermutungen zu verifizieren und ein oszillierendes Verhalten der Modenprofile zu untersuchen, wären weitere Messungen an gekrümmten Wellenleitern bei unterschiedlichen Bogenlängen notwendig. Für diese Messungen wäre es sinnvoll den bestehenden Wellenleiter um einige mm zu kürzen und daraufhin erneut zu untersuchen. Dieses nicht zerstörungsfreie Cut-Back Verfahren wird in mehreren Schritten wiederholt und kann ebenfalls zur Verlustmessung eingesetzt werden [Cal09, Sie10a]. Mit einer wellenlängenabhängigen Untersuchung könnte das oszillierende Verhalten zerstörungsfrei untersucht werden. Ein derartiges Experiment könnte durchgeführt werden, indem das Licht eines durchstimmbaren Ti:Saphir-Lasers in die Faser des Versuchsaufbaus aus Abb. 5.7 eingekoppelt wird.

Von Yuan *et al.* wurde ein derartiges oszillierendes Verhalten der Modenprofile in gekrümmten Siliziumnitrid Rippenwellenleitern mittels near-field scanning optical microscopy (NSOM) [Dür86] direkt in Abhängigkeit der vom Licht zurückgelegten Bogenlänge beobachtet [Yua05]. Weiterhin konnte mit diesem Experiment bestätigt werden, dass an einem Übergang zwischen einem geraden Wellenleiter und einem gekrümmten Wellenleiter aufgrund der in Abschnitt 5.2.2 beschriebenen Modenfehlpassung zur Einhaltung der Stetigkeitsbedingungen des elektrischen Feldes Moden höherer Ordnung und Strahlungsmoden angeregt werden.

Das Auftreten des zweiten Maximums könnte auch durch ein entsprechendes Brechungsindexprofil entlang der Radialachse, welches zwei lokale Maxima aufweist, erklärt werden. In diesem Fall würde das Licht des HeNe-Lasers in zwei unterschiedliche wellenleitende Kanäle eingekoppelt werden. Aufgrund des geringen Abstandes der einzelnen Wellenleiterkanäle würde eine Kopplung der elektrischen Felder zwischen den Kanälen vorliegen, und somit auch ein oszillierendes Verhalten beobachtet werden.

Verluste

Die maximale Dämpfung der zirkular gekrümmten Doppelspurwellenleiter wurde mit dem Aufbau aus Abb. 5.6 bei 632,8 nm gemessen. Es wurde nur die Dämpfung der schräg abgetragenen Probe ausgewertet.

Die Fresnel-Reflexion an der Auskoppelseite wurde dabei für die Abweichung vom senkrechten Einfall auf die Endfläche anhand von Gleichung 5.8 berechnet. In Abbildung 5.19 ist die Dämpfung pro cm in Abhängigkeit des Krümmungsradius aufgetragen.

Die Dämpfung sinkt von 6,3 dB/cm bei einem Krümmungsradius von 30 mm auf 2,8 dB/cm bei $R = 80$ mm ab. Diese Dämpfungswerte liegen leicht über den Werten, die für andere in der Literatur veröffentlichte fs-Laser-geschriebene gekrümmte Wellenleiter gemessen wurden [Ton06]. Anhand der gestrichelten Linie in der Abbildung, welche einer exponentiellen Kurven-

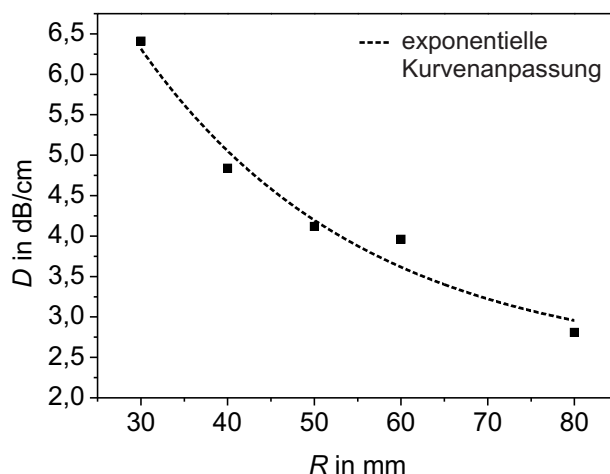


Abbildung 5.19: Dämpfung in Abhängigkeit des Radius für gekrümmte Doppelspuren in der schräg abgetragenen Probe.

anpassung entspricht, wird deutlich, dass dieser Abfall näherungsweise einem exponentiellen Verlauf folgt.

Die Dämpfung ist proportional zum Dämpfungskoeffizienten α und dieser setzt sich additiv aus α_{streu} und $\alpha_{\text{krüm}}$ zusammen, sofern Absorptionsverluste vernachlässigt werden können (siehe Abschnitt 5.2.2). Unter der Annahme, dass die Streuverluste für alle Wellenleiter gleich sind, entspricht der exponentielle Verlauf der Dämpfung in Abhängigkeit des Krümmungsradius dem theoretisch erwarteten Verlauf des Modells von Marcatili und Miller (siehe Gleichung 5.20).

Polarisationsabhängigkeit der Wellenleitung

Sowohl für gerade Wellenleiter, die mit einer einfachen linearen Translationsbewegung geschrieben wurden, als auch für Wellenleiter, die mit überlagerter Oszillation hergestellt wurden, wurde beobachtet, dass nur Wellenleitung für linear polarisiertes Licht auftritt. Das elektrische Feld muss dabei parallel zur y -Achse ausgerichtet sein. In dieser Arbeit wurde für zirkular gekrümmte Wellenleiter die Polarisationsabhängigkeit der Wellenleitung mit einer ähnlichen Messmethode wie in [Cal09, Sie10a] gemessen. Dabei wurde die transmittierte Leistung mit dem in Abb. 5.6 gezeigten Aufbau in Abhängigkeit des Polarisationswinkels, welcher den Winkel zwischen der x -Achse und der Ausrichtung des elektrischen Feldes des eingekoppelten Lichtes angibt, gemessen. Der Polarisationswinkel wurde dabei über die Drehung des $\lambda/2$ -Plättchens eingestellt.

In Abb. 5.20 ist die normierte transmittierte Leistung in Abhängigkeit des Polarisationswinkels für einen gekrümmten Doppelspurwellenleiter mit $R = 80$ mm aufgetragen. Für die anderen Krümmungsradien ergaben sich ähnliche Ergebnisse. Die maximale Transmissivität wird, wie bei den geraden Wellenleitern, bei einem Polarisationswinkel von 90° , also bei $\vec{E} \parallel y$, erreicht. Da sowohl das aus dem Wellenleiter ausgekoppelte Licht in derselben Richtung polarisiert ist, als auch die Form der Modenprofile nicht vom Polarisationswinkel beeinflusst wird, kann ausgeschlossen werden, dass in dem Wellenleiter zwei senkrecht zueinander polarisierte Moden geführt werden.

In Kombination mit der Rekonstruktion der Indikatrix für den Bereich zwischen den Spu-

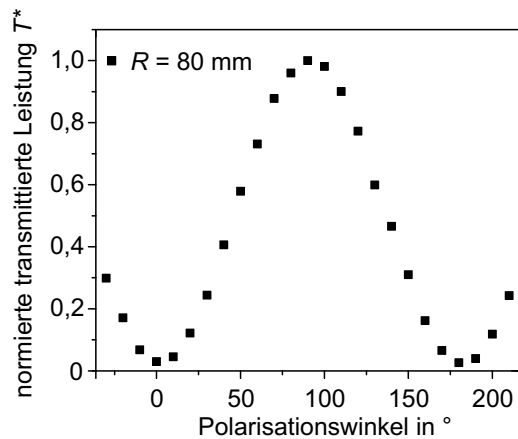


Abbildung 5.20: Polarisationsabhängigkeit der transmittierten Leistung für eine gekrümmte Doppelspur mit $R = 80$ mm. Die transmittierte Leistung T_{WG} wurde auf T^* normiert. T^* ist in Abhängigkeit des Polarisationswinkels aufgetragen.

ren (siehe Abschnitt 4.2.4) kann aus diesen Ergebnissen der Rückschluss gezogen werden, dass eine lokale Brechungsindexerhöhung in diesem Bereich nur für den außerordentlichen Brechungsindex durch das Schreiben von Doppelspuren erzeugt wird. Das Profil des ordentlichen Brechungsindex weist entweder keinen lokalen Extremwert oder ein lokales Minimum auf.

5.4.4 S-Kurven

S-Kurven wurden in YAG jeweils mit und ohne überlagerte Oszillation senkrecht zur Translationsrichtung hergestellt. Dabei wurden an S-Kurven, die ohne überlagerte Oszillation geschrieben wurden, drei verschiedene Bogenlängen ($b = 1,0$ mm, $b = 1,4$ mm und $b = 1,8$ mm) untersucht. Die Krümmungsradien wurden dabei jeweils zwischen 10 mm und 100 mm in 5 mm bis 20 mm Schritten variiert und mit jeder Parameterkombination jeweils zwei S-Kurven hergestellt. Eine detaillierte Diskussion der Ergebnisse zu diesen Strukturen kann in [Pas11] nachgelesen werden.

In dieser Arbeit werden hauptsächlich die S-Kurven, die mit überlagerter Oszillation, wie in Abb. 3.8 (c) dargestellt, in Yb:YAG geschrieben wurden, diskutiert. Dabei wurden $b = 1,8$ mm, $E_p = 1,0$ μ J, $\nu_{osz} = 70$ Hz und $\nu = 25$ μ m/s gewählt. Die Oszillationsamplitude der Sinusoszillation wurde für die geraden Wellenleiter zu 2 μ m eingestellt und für die Zickzack-Oszillation der gekrümmten Teilstücke zwischen 3,5 μ m und 5 μ m variiert. Bei einigen S-Kurven wurden die Außenspuren des gekrümmten Teilstückes ohne überlagerte Oszillation geschrieben (siehe Abb. 3.7 (b) und 4.12 (c)), um den Brechungsindexunterschied zwischen der Innenseite der Außenspur und der Außenseite der Innenspur und somit möglichst auch die bei zirkular gekrümmten Spuren beobachtete Verschiebung der Mode in Richtung der Außenspur zu verringern. Dies könnte zu einer geringeren Modenfehlانpassung zwischen geradem und gekrümmtem Teilstück führen.

Zur Herstellung der Strukturen wurde eine asphärische Linse mit einer numerischen Apertur von 0,68 verwendet, um den fs-Laserstrahl zu fokussieren. Der Spurbabstand wurde zwischen 26 μ m und 28 μ m und der Krümmungsradius zwischen 10 mm und 100 mm in 10 mm bis 20 mm Schritten variiert. Weiterhin wurden je zwei Wellenleiter bei $b = 1,0$ mm, $R = 80$ mm

und $R = 100$ mm hergestellt. Die übrigen Parameter können in Abschnitt 3.3.4 nachgelesen werden. Nach der Politur betrug die Länge der Probe $L = 9,5$ mm. Je nach Krümmungsradius variiert die Länge der geraden Teilstücke nach Gleichung 3.11 somit zwischen $L' = 2,95$ mm und $L' = 2,96$ mm. Die Länge der gekrümmten Teilstücke ist über die Bogenlänge gegeben und somit wesentlich geringer als für die zirkular gekrümmten Strukturen.

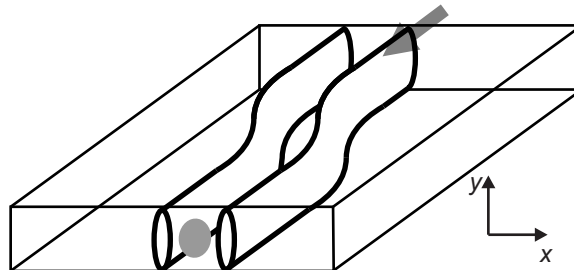


Abbildung 5.21: Schematische Darstellung der Ausrichtung der S-Kurven während der Charakterisierung der Wellenleiter. Die Lichteinkopplung wird durch den Pfeil auf der rückwärtigen Seite des Kristalls angedeutet. Die Modenprofile (graue Ellipse) wurden an der dem Betrachter zugewandten Seite aufgenommen.

Die Charakterisierung der Wellenleiter erfolgte mit dem Versuchsaufbau aus Abb. 5.6 bei 632,8 nm, wobei auch bei diesen Wellenleitern nur linear polarisiertes Licht mit $\vec{E} \parallel y$ geführt wird. Die Ausrichtung der Probe während der Experimente ist in Abb. 5.21 schematisch dargestellt. Die Ergebnisse der S-Kurven, die ohne überlagerte Oszillation geschrieben wurden, werden gegebenenfalls zum Vergleich herangezogen.

Modenprofile

In Abb. 5.22 sind die Modenprofile für unterschiedliche Krümmungsradien gezeigt. Dabei nimmt der Krümmungsradius von links nach rechts ab. Die unterschiedlichen Reihen von oben nach unten zeigen Modenprofile von Strukturen, die mit unterschiedlichen Schreibparametern hergestellt wurden, wobei die Außenspuren der Reihe (p) - (t) ohne überlagerte Zickzack-Oszillation geschrieben wurden. Die übrigen Schreibparameter sind angegeben. Im Folgenden werden die Eigenschaften der Modenprofile in Abhängigkeit des Krümmungsradius bei sonst gleichen Schreibparametern diskutiert und mit den Modenprofilen verglichen, die mit jeweils anderen Schreibparametern hergestellt wurden.

Die Modenprofile der S-Kurven, die mit $d = 26 \mu\text{m}$ geschrieben wurden, sind bis zu einem Krümmungsradius von 60 mm deutlich in Richtung der Außenspur des zweiten gekrümmten Teilstückes verschoben ((a) - (c)). Hierbei wird für $R = 100$ mm und $R = 80$ mm im Wesentlichen die Grundmode geführt. Diese ist mit $2w_x = 10 \mu\text{m}$ (a) bzw. $2w_x = 8 \mu\text{m}$ (b) in x -Richtung im Vergleich zu den geraden Wellenleitern, die mit ähnlichen Parametern geschrieben wurden, wesentlich schmaler (vgl. Abb. 5.15 (b)). Für $R \leq 60$ mm ist eine Überlagerung der Grundmode mit Moden höherer Ordnung, wie schon im Fall der zirkular gekrümmten Strukturen, zu beobachten. Dabei scheint die Anzahl der Moden mit kleinerem Krümmungsradius zuzunehmen, so dass das Modenprofil für $R = 10$ mm aus sechs Maxima besteht³.

³Diese S-Kurve wurde zwar mit $A_{\text{osz}} = 3,5 \mu\text{m}$ geschrieben, die folgenden Beispiele zeigen jedoch, dass dieses Verhalten charakteristisch für $R = 10$ mm ist.

5 Wellenleitung

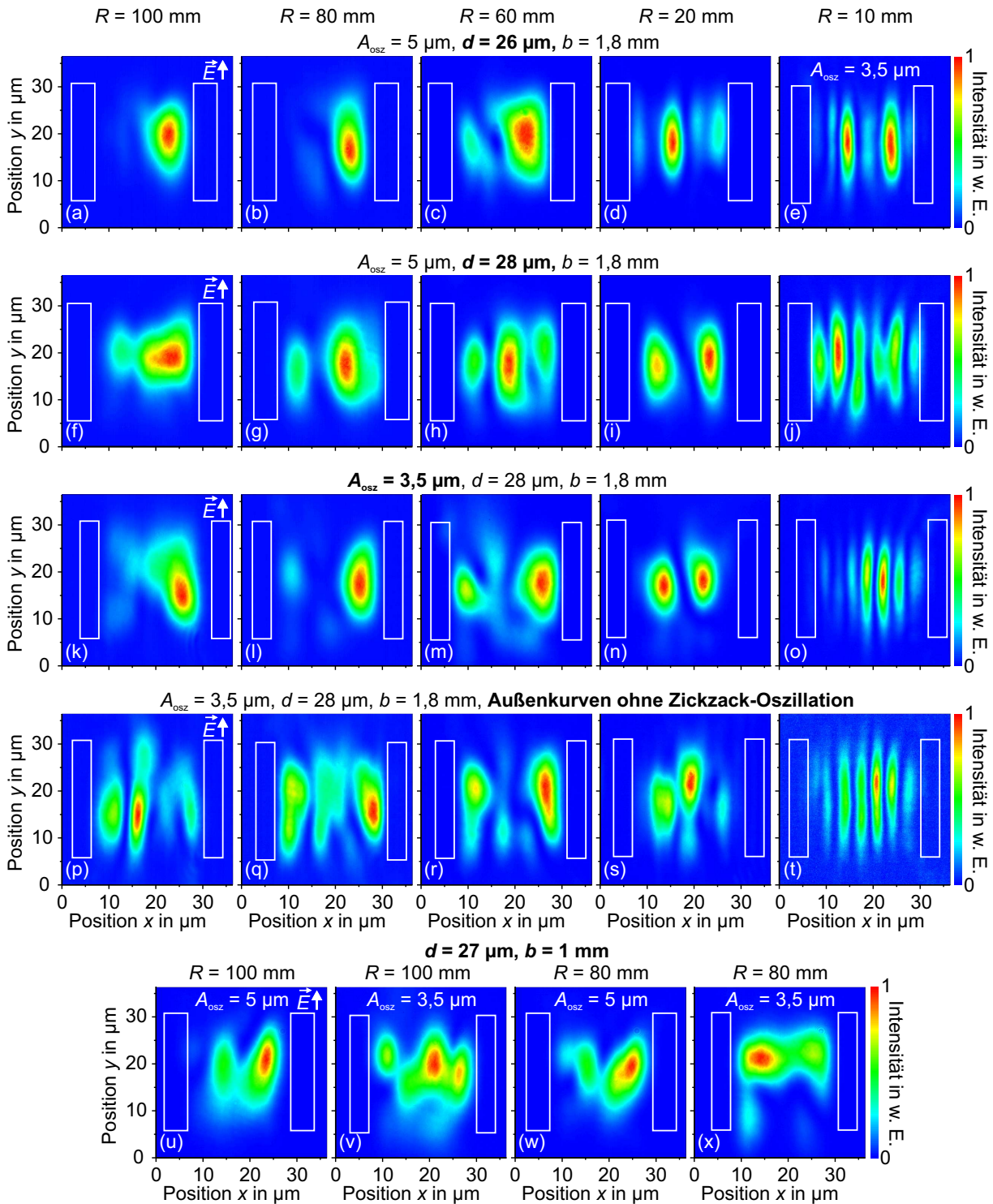


Abbildung 5.22: Nahfeldaufnahmen der geführten Moden bei 632,8 nm für S-Kurven mit unterschiedlichen Krümmungsradien und verschiedenen Schreibparametern, die mit überlagerter Oszillation geschrieben wurden. Schreibparameter: $E_p = 1,0 \text{ }\mu\text{J}$, $v = 25 \text{ }\mu\text{m/s}$, $NA = 0,68$, $v_{\text{osz}} = 70 \text{ Hz}$ und $b = 1,8 \text{ mm}$ bzw. $1,0 \text{ mm}$ und für den geraden Abschnitt $A_{\text{osz}} = 2 \text{ }\mu\text{m}$. Die übrigen Schreibparameter sind eingezeichnet oder in Abschnitt 3.3.4 angegeben. Die Außenspuren des gekrümmten Teilstückes in (p) - (t) wurden ohne überlagerte Oszillation geschrieben. Die Lage der Spurquerschnitte wird durch die weißen Rechtecke angedeutet. Die Parameter, welche von oben nach unten geändert wurden, sind fett gedruckt.

Die Modenprofile der S-Kurven, welche mit $d = 28 \mu\text{m}$ hergestellt wurden, weisen ähnliche Eigenschaften auf. Auch in diesem Fall ist das Maximum der dominanten Grundmode für Krümmungsradien bis 80 mm ((f), (g) und (k), (l)) zur Außenspur hin verschoben. Im Vergleich zu den kleineren Spurabständen (a) - (d) kann mode beating jedoch bei allen Krümmungsradien beobachtet werden. Für $R = 20 \text{ mm}$ ((i) und (n)) treten zwei ausgeprägte Maxima mit nahezu gleicher Intensität, die zentral zwischen den Spuren angeordnet sind, auf. Diese weisen eine sehr ähnliche Form zu den $LP_{1,1}$ -Moden von Stufenindexfasern auf. Auch für diese Spurabstände ist eine hohe Anzahl von Maxima bei $R = 10 \text{ mm}$ zu beobachten. Ausgeprägte Unterschiede zwischen diesen beiden Reihen können hauptsächlich für $R = 60 \text{ mm}$ festgestellt werden. In diesem Fall weist das Modenprofil für $A_{\text{osz}} = 5 \mu\text{m}$ (h) drei Maxima auf. Im Gegensatz dazu können für $A_{\text{osz}} = 3,5 \mu\text{m}$ (m) nur zwei Maxima beobachtet werden.

Im Falle der S-Kurven, bei denen die Außenkurven ohne überlagerte Zickzack-Oszillation geschrieben wurden, werden für alle Krümmungsradien eine hohe Anzahl von Moden angeregt. Nur eine dominante Grundmode kann bei keinem der unterschiedlichen Krümmungsradien beobachtet werden. Stattdessen tritt wahrscheinlich ausgeprägtes mode beating zwischen den unterschiedlichen transversalen Moden auf.

Für S-Kurven, die mit unterschiedlichen Bogenlängen und ohne überlagerte Oszillation geschrieben wurden, ergeben sich ähnliche Ergebnisse. Es kann allerdings eine starke Abhängigkeit der Modenprofile von der Bogenlänge festgestellt werden. Die entsprechenden Aufnahmen sind in [Pas11] gezeigt. S-Kurven mit überlagerter Zickzack-Oszillation einer anderen Bogenlänge von $b = 1 \text{ mm}$ und einem Spurabstand von $27 \mu\text{m}$ wurden nur für $R = 100 \text{ mm}$ und $R = 80 \text{ mm}$ hergestellt. Die entsprechenden Modenprofile sind in Abb. 5.22 in der letzten Reihe dargestellt ((u) - (x)).

Die gezeigten Modenprofile weisen Unterschiede zu den Profilen der ersten vier Reihen aus Abb. 5.22, welche den entsprechenden Krümmungsradien zugeordnet sind, auf. Die Verschiebung in Richtung der zweiten Außenspur ist nicht zu beobachten, bzw. fällt deutlich geringer aus. In Abb. 5.22 (x) ist das Maximum sogar zur zweiten Innenspur verschoben. Weiterhin treten bei diesen S-Kurven auch schon bei $R = 100 \text{ mm}$ ($A_{\text{osz}} = 3,5 \mu\text{m}$) drei Maxima im Modenprofil auf (v).

Diskussion der Charakteristika der Modenprofile

Aufgrund der Ergebnisse zu geraden wellenleitenden Strukturen kann davon ausgegangen werden, dass im ersten geraden Teilstück der S-Kurve eine nahezu kreisrunde Mode im Zentrum zwischen den Spuren geführt wird. In den gekrümmten Teilstücken wird es zu einer Verschiebung des Intensitätsmaximums in Richtung der jeweiligen Außenspur kommen bzw. auch Moden höherer Ordnung können angeregt oder geführt werden. Dies folgt aus den Ergebnissen zu den zirkular gekrümmten Strukturen, welche zwar aufgrund der anderen Parameter, insbesondere der wesentlich größeren Bogenlängen und unterschiedlichen Herstellungsmethode, nicht für einen direkten Vergleich herangezogen werden können, jedoch Erklärungsansätze für die bei S-Kurven auftretenden Effekte liefern können.

An den jeweiligen Übergängen zwischen den einzelnen Teilstücken werden nach Abschnitt 5.2.2 Moden höherer Ordnung angeregt, um die Stetigkeitsbedingungen des elektrischen Feldes an den Übergängen zu erfüllen. Diese Moden höherer Ordnung werden zwar schneller abgestrahlt als die Grundmode, es kommt allerdings zum mode beating zwischen den geführten

Moden. Da jedoch nicht genau bekannt ist, welche Moden an den Übergängen angeregt werden, und wie schnell diese abgestrahlt werden bzw. welche Form diese aufgrund von mode beating nach welcher durchlaufenen Wellenleiterstrecke annehmen, ist eine Interpretation der Modenprofile anhand der vorhandenen Daten schwierig. Die folgende Diskussion ist daher eher spekulativ.

Für große Krümmungsradien ($R \geq 80$ mm), ausgenommen für Strukturen bei denen die Außenspur ohne überlagerte Oszillation geschrieben wurde ((p) - (q)), ist folgende Entwicklung der Modenprofile vorstellbar. Im ersten geraden Teilstück werden runde Moden zentral zwischen den Spuren geführt. Im darauffolgenden gekrümmten Teilstück werden die Moden zur ersten Außenspur, also nach links, verschoben. Dahingegen führt die entgegengesetzte Krümmung des zweiten gekrümmten Abschnittes zu einer Verschiebung nach rechts. Im letzten geraden Abschnitt bleibt diese Verschiebung dann noch erhalten. Die Moden würden für ein längeres gerades Teilstück eventuell wieder in die Mitte verschoben werden. Da sich für diese Krümmungsradien eine dominante Grundmode durchzusetzen scheint, ist es wahrscheinlich nicht notwendig eine hohe Zahl von Moden an den Übergängen anzuregen, um die Stetigkeitsbedingungen zu erfüllen, oder die höheren Moden werden nach kurzer durchlaufener Wellenleiterstrecke wieder abgestrahlt. Dieser Effekt ist für kleinere Spurabstände ((a), (b)) deutlicher ausgeprägt.

Für größere Spurabstände ((f), (g) und (k), (l)) weisen die Moden höherer Ordnung eventuell geringere Verluste auf als für kleinere Spurabstände, oder die Verschiebung der zentral gelegenen Grundmode des geraden Teilstückes zu den Moden in den gekrümmten Teilstücken ist ausgeprägter, so dass eine größere Anzahl Moden angeregt werden muss. Dies führt dazu, dass neben der Verschiebung der Mode noch Nebenmaxima bzw. Deformationen der Mode beobachtet werden können, welche wahrscheinlich auf mode beating zurückgeführt werden können.

Für kleinere Krümmungsradien ($R \leq 60$ mm) ergibt sich nach den Ergebnissen der in Abb. 5.18 gezeigten zirkular gekrümmten Strukturen eine stärkere Verschiebung der Modenprofile zur Außenspur und es konnte auch dort mode beating beobachtet werden. Dieses könnte zu einer größeren Modenfehlانpassung und somit zu einer größeren Anzahl für die Erfüllung der Randbedingung notwendiger Moden führen.

Für $R = 20$ mm und $d = 28$ μ m (i) und (n) wird eine $LP_{1,1}$ artige Mode angeregt. Die unterschiedliche Intensität der Maxima in (i) weist darauf hin, dass diese Moden eventuell auch ein oszillierendes Verhalten und somit mode beating aufweisen. Ob sich nach längerer Strecke im geraden Teilstück eine Grundmode durchsetzt oder ob diese $LP_{1,1}$ -Mode ausbreitungsfähig ist, konnte nicht abschließend geklärt werden.

Insbesondere bei $R = 10$ mm wird eine hohe Anzahl Moden angeregt, wobei kein direkter Zusammenhang zwischen Spurabstand bzw. der Oszillationsamplitude und der Anzahl der auftretenden Maxima am Ende des Wellenleiters gefunden werden konnte. Vielmehr ist zu vermuten, dass auch hier ein oszillierendes Verhalten der Modenprofile vorliegt, es sich also eher um Momentaufnahmen des mode beatings handelt. In wie fern sich die Grundmode nach längerer zurückgelegter Wellenleiterstrecke durchsetzen würde, oder ob zuvor zu viel Leistung aufgrund der Abstrahlung aus den Moden höherer Ordnung verloren geht, konnte ebenfalls nicht aufgeklärt werden.

Die Modenprofile der S-Kurven, deren Außenspuren ohne überlagerte Zickzack-Oszillation geschrieben wurden, weisen für alle Krümmungsradien eine hohe Anzahl Maxima und eine recht starke Deformation der Moden auf ((p) - (t)). Die hohe Anzahl der Maxima weist auf eine

hohe Anzahl von Moden und somit auf eine schlechtere Anpassung als in den zuvor gezeigten Beispielen hin. Da für diese S-Kurven, wie im Folgenden beschrieben, auch wesentlich höhere Verluste gemessen wurden, wird deutlich, dass die Modenfehlanspassung zwischen den einzelnen Teilstücken mit diesem Schreibschema nicht verringert werden konnte.

Die Unterschiede der Modenprofile der S-Kurven, die mit $b = 1$ mm hergestellt wurden, zu den Modenprofilen der S-Kurven der oberen drei Reihen aus Abb. 5.22 lassen sich vermutlich auf die unterschiedlichen Bogenlängen und somit auf die unterschiedliche langen Strecken, die das Licht im gekrümmten Teil zurücklegt, zurückführen. Für eine kürzere Bogenlänge werden geringere Anteile der höheren Moden abgestrahlt, oder das oszillierende Verhalten aufgrund des mode beatings führt zu einer anderen Feldverteilung an den jeweiligen Übergängen als bei der längeren Bogenlänge. Daher werden an den Übergängen wiederum andere Moden angeregt als im Falle von $b = 1,8$ mm. Ein zusätzlicher Einfluss kann aufgrund der Ergebnisse aus der systematischen Parametervariation hergeleitet werden. Es kann erwartet werden, dass auch der im Vergleich zu den anderen S-Kurven unterschiedliche Spurabstand in der Führung leicht anderer Moden in den geraden Teilstücken resultiert. Ein Vergleich der ersten und zweiten Reihe aus Abb. 5.22 zeigt, dass dies wiederum zu anderen Modenprofilen am Ende der Wellenleiter führt.

Zur eindeutigen Erklärung der auftretenden Modenprofile sind allerdings weitergehende Untersuchungen notwendig. Die Entwicklung der Mode im zweiten geraden Teil des Wellenleiters könnte beispielsweise mit der bereits erwähnten Cut-Back Methode untersucht werden. Um die Interpretation der Messdaten zusätzlich zu erleichtern, wäre die Herstellung von Wellenleitern sinnvoll, die jeweils nur einen der Übergänge enthalten, also Wellenleiter bei denen an ein gekrümmtes Stück ein gerades Stück anschließt. Dabei sollte der Einfluss von unterschiedlichen Bogenlängen und Längen L' des geraden Stückes untersucht werden. Diese wenigen Ansätze zeigen jedoch bereits, dass neben den üblichen Möglichkeiten die Schreibparameter zu variieren (siehe Abschnitt 3.2), eine große Zahl weiterer Parameter hinzukommt, so dass eine systematische Untersuchung dieses erweiterten Parameterraums sehr aufwendig erscheint.

Daher ist es wichtig durch geeignete Messmethoden das jeweilige Brechungsindexprofil der einzelnen Teilstücke in Abhängigkeit der Strukturierungsparameter zu ermitteln. Anhand von Simulationsrechnungen könnten dann Vorhersagen über die Modenprofile getroffen werden. Dies würde eine Anpassung der Schreibparameter ermöglichen, so dass geringe Verluste an den Übergängen entstehen.

Beispielsweise können Brechungsindexprofile von Fasern und planaren Wellenleitern mit der refracted near-field Methode gemessen werden [Gis92]. Da diese Methode jedoch auf der Brechung von Lichtstrahlen an Gebieten unterschiedlichen Brechungsindex und anschließender Transmission durch den Kristall beruht, ist die Messung an Typ II Wellenleitern aufgrund der großen Lichtstreuung an den Spuren schwierig umzusetzen. Brechungsindexprofile in fs-Laser-geschriebenen Wellenleitern wurden bisher anhand des geführten Modenprofils für monomode-Wellenleiter berechnet [Flo03, Cal09, Sie10a]. Wenn beispielsweise in gekrümmten Wellenleitern höhere Moden gemessen werden, kann diese Methode nicht mehr angewendet werden. Weiterhin müsste sichergestellt werden, sofern nur die Grundmode beobachtet wird, dass dabei nicht nur eine Momentaufnahme des beschriebenen oszillierenden Verhaltens ge-

messen wurde. Mit einer dritten Methode wird ein bestimmtes Brechungsindexprofil für eine Simulationsrechnung vorgegeben. Das Modenprofil wird dann aufgrund dieses Brechungsindexprofils berechnet und mit dem gemessenen Modenprofil verglichen. In einem iterativen Verfahren wird das vorgegebene Brechungsindexprofil dann insofern geändert, bis das berechnete Modenprofil dem gemessenen entspricht [Tan10b]. Bei dieser Methode besteht allerdings die Möglichkeit, dass sehr ähnlich aussehende Moden von unterschiedlichen Brechungsindexprofilen geleitet werden können, so dass das berechnete Brechungsindexprofil womöglich nicht eindeutig ist. Auch mit interferometrischen Verfahren wurde das Brechungsindexprofil von fs-Laser-geschriebenen Bereichen bereits vermessen [Kon09]. Weiterhin stehen auch unterschiedliche Mikroskopiemethoden zur Bestimmung von Brechungsindexunterschieden zur Verfügung. Neben der in Abschnitt 4.2.1 erwähnten Phasenkontrastmikroskopie [Bán03] ermöglicht auch die DIC-Mikroskopie die Messung von Brechungsindexprofilen [Dra05]. Im Rahmen dieser Arbeit fanden keine Messungen des Brechungsindexprofils statt.

Verluste

Die maximale Dämpfung ($\eta_k = 1$) der S-Kurven wurde mit dem Aufbau aus Abb. 5.6 bei 632,8 nm gemessen. Die Ergebnisse der Messung sind in Abb. 5.23 zusammengefasst. Abb. 5.23 (a) zeigt die Dämpfung \bar{D} in Abhängigkeit des Radius für die entsprechenden Wellenleiter aus Abb. 5.22 (a) - (t). In diesem Fall ist nicht die Dämpfung pro Längeneinheit D angegeben, da aufgrund der unterschiedlichen Verlustmechanismen der Streu-, Übergangs- und Krümmungsverluste, die jeweils vom Krümmungsradius, der Bogenlänge und der Länge der geraden Teilstücke abhängen, eine einfache Skalierung auf längere Wellenleiterlängen nicht möglich ist. Alle untersuchten Wellenleiter weisen aber nahezu die gleiche Gesamtlänge auf. Aufgrund der logarithmischen Skala werden für geringe Dämpfungen die Unterschiede zwischen den Wellenleitern gleichen Krümmungsradius geringer dargestellt. Daher ist zum Vergleich in Abb. 5.23 (b) die Transmissivität der gleichen Wellenleiter gegen den Krümmungsradius aufgetragen. Die Dämpfung der Wellenleiter (u) - (x) ist aufgrund größerer Übersichtlichkeit nicht angegeben.

Aus den Graphen kann abgelesen werden, dass für alle S-Kurven die Dämpfung mit kleinerem Krümmungsradius zunimmt, wobei die Wellenleiter, deren Außenkurven ohne überlagerte Zickzack-Oszillation geschrieben wurden, eine wesentlich höhere Dämpfung aufweisen.

Für die übrigen Wellenleiter liegt die Dämpfung für Krümmungsradien von $R = 80$ mm und $R = 100$ mm konstant zwischen 0,8 dB und 1,3 dB und steigt für $R = 60$ mm leicht auf Werte zwischen 1,4 dB und 1,6 dB an. Ab Krümmungsradien von $R = 20$ mm nimmt dieser Anstieg rapide zu und für $R = 10$ mm werden Werte zwischen 6,6 dB und 7,5 dB erreicht. Die Kurven folgen einem exponentiellen Verlauf, wie aus der exponentiellen Kurvenanpassung an die Datenpunkte hervorgeht. In Abb. 5.23 (b) ist zu erkennen, dass im Rahmen der Messgenauigkeit nahezu keine Unterschiede in der Transmissivität zwischen den einzelnen Wellenleitern ((a) - (o)) bei jeweils gleichen Krümmungsradien festgestellt werden können. Dabei wurde für die Messgenauigkeit ein relativer Fehler von 5% resultierend aus der Messgenauigkeit des Leistungsmessgerätes und dem Fehler bei der Messung der Transmissivität des verwendeten Mikroskopobjektivs, welches zur Abbildung des Nahfeldes der geführten Moden genutzt wurde, angenommen. Ebenso liegen die exponentiellen Kurvenanpassungen in Abb. 5.23 (a) nahezu übereinander.

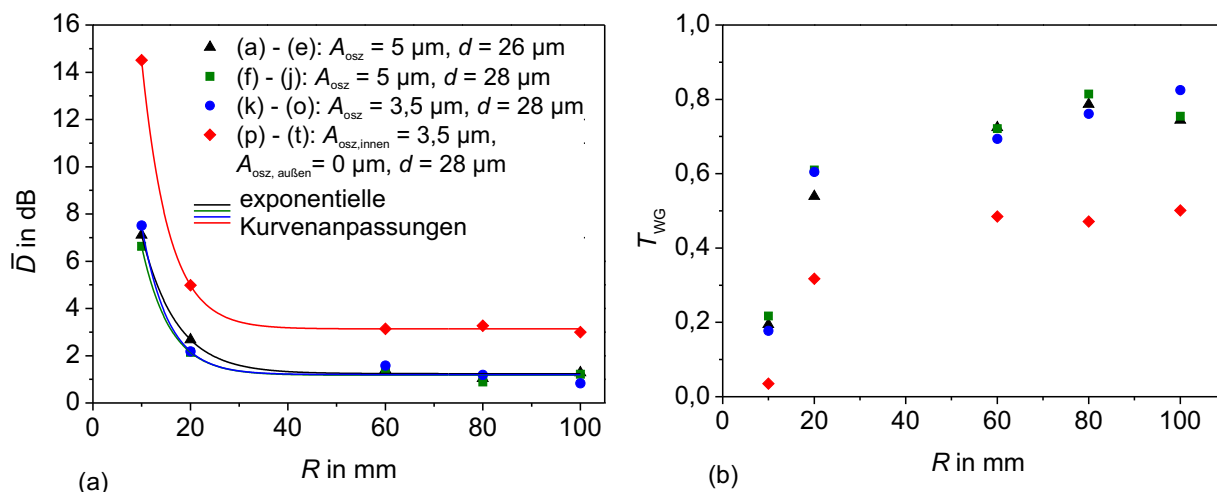


Abbildung 5.23: Dämpfung in Abhängigkeit des Krümmungsradius für S-Kurven (a). Transmissivität in Abhängigkeit des Krümmungsradius für S-Kurven (b). Die Buchstaben in der Legende verweisen auf die entsprechenden Wellenleiter aus Abb. 5.22. Die Legende ist für (a) und (b) gültig.

Für die S-Kurven, deren Außenspur ohne überlagerte Oszillation geschrieben wurden, ergeben sich wesentlich höhere Dämpfungen. Für $R \geq 60$ mm liegt die Dämpfung zwischen 3 dB und 3,2 dB und steigt auf 14,5 dB bei $R = 10$ mm an, so dass bei diesem Krümmungsradius nur noch 3,5% der einfallenden Leistung transmittiert werden.

Die Abhängigkeit der Dämpfung vom Krümmungsradius kann hauptsächlich auf zwei Effekte zurückgeführt werden.

1. Aus den Ergebnissen der zirkular gekrümmten Strukturen geht hervor, dass für kleinere Krümmungsradien die Dämpfung exponentiell ansteigt (siehe dazu Abschnitt 5.4.3). Dieses exponentielle Verhalten kann qualitativ auf die gekrümmten Teilstücke der S-Kurven übertragen werden. Allerdings wurden die zirkular gekrümmten Wellenleiter mit einer anderen Schreibmethode hergestellt und weisen wesentlich längere Bogenlängen auf als die gekrümmten Teilstücke der S-Kurven. Welchen Anteil die Verluste aufgrund der Krümmung der Wellenleiter an den Gesamtverlusten aufweisen, kann daher anhand der vorhandenen Messergebnisse nicht quantifiziert werden.
2. An den verschiedenen Übergängen zwischen den einzelnen Teilstücken treten die in Abschnitt 5.2.2 beschriebenen Effekte auf. Aufgrund der Modenfehlانpassung werden Teile des Lichtes in Strahlungsmoden umgewandelt, so dass Verluste an den Übergängen entstehen. Da höhere Moden schneller abgestrahlt werden, steigen die Verluste in den folgenden Teilstücken mit der Anzahl der Moden, die notwendig sind, um die Stetigkeitsbedingungen zu erfüllen. Insbesondere bei den Modenprofilen in Abb. 5.22, welche $R = 10$ mm zugeordnet sind, führen die beschriebenen Effekte zu hohen Verlusten. In diesem Fall scheint, wie zuvor beschrieben, eine hohe Anzahl Moden an den Übergängen angeregt zu werden. Die höhere Anzahl von Maxima in den Modenprofilen der Wellenleiter, deren Außenkurven ohne überlagerte Oszillation geschrieben wurden, weist darauf hin, dass ein großer Anteil der höheren Gesamtverluste dieser Wellenleiter auf eine größere Modenfehlانpassung an den Übergängen zurückzuführen ist. Allerdings ist nicht

bekannt, ob die gekrümmten Teilstücke dieser S-Kurven zusätzlich höhere Verluste aufweisen als die gekrümmten Teilstücke der übrigen Wellenleiter.

Ein Vergleich der S-Kurven mit den geraden Wellenleitern, die in die gleiche Probe, allerdings mit anderen Parametern geschrieben wurde, ergibt, dass diese geraden Wellenleiter (siehe Abschnitt 5.4.2) mit 1 dB teilweise höhere bzw. nahezu die gleichen Verluste aufweisen wie die S-Kurven bei $R \geq 80$ mm. Dies weist auf der einen Seite darauf hin, dass die zusätzlichen Übergangsverluste, die zusätzlichen Verluste aufgrund der gekrümmten Teilstücke und die zusätzlichen Verluste aufgrund höherer angeregter Moden im zweiten geraden Teilstück bei diesen Krümmungsradien relativ gering ausfallen. Weiterhin ist davon auszugehen, dass die geraden Teilstücke der S-Kurve im Vergleich zu den geraden Doppelspurwellenleitern geringere Verluste aufweisen. Daher scheint die verwendete Fokussieroptik in Kombination mit den angepassten Parametern besser für die Herstellung von geraden Wellenleitern mit überlagerter Sinusoszillation geeignet zu sein. Gerade wellenleitende Strukturen mit diesen Parametern wurden im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht hergestellt.

Zusammenfassung und Optimierungsansätze zur Reduktion der Übergangsverluste

Die Auswertung der Modenprofile und Dämpfungen von S-Kurven, die mit überlagerter Oszillation senkrecht zur Translationsrichtung hergestellt wurden, ergab folgende zentrale Ergebnisse:

- Aufgrund der Modenfehlpassung an den Übergängen zwischen den einzelnen Teilstücken werden höhere Moden zur Einhaltung der Stetigkeitsbedingungen des elektrischen Feldes angeregt und es treten Strahlungsverluste an den Übergängen auf.
- Die höheren Moden erfahren bei der Ausbreitung höhere Verluste und es tritt mode beating bei gleichzeitiger Propagation mehrerer Moden auf.
- In einigen Fällen setzt sich eine dominante Grundmode durch.
- Die Anzahl der angeregten Moden ist bei sehr kleinen Krümmungsradien größer als bei großen Krümmungsradien.
- Die Dämpfung der Wellenleiter weist einen exponentiellen Verlauf in Abhängigkeit des Krümmungsradius auf.
- Die Dämpfung setzt sich aus den Streuverlusten, den Übergangsverlusten, den Verlusten aufgrund der Wellenleiterkrümmung und zusätzlichen Verlusten aufgrund der Anregung höherer Moden zusammen. Eine Zuordnung der Anteile der einzelnen Verlustprozesse zur gesamten Dämpfung ist anhand der vorhandenen Daten nicht möglich.
- Die S-Kurven weisen für $R \geq 80$ mm nahezu die gleichen Verluste auf, wie gerade Wellenleiter, die in die gleiche Probe mit anderer Fokussierung und leicht anderen Parametern geschrieben wurden. Für diese Krümmungsradien ist also der Beitrag, der zusätzlich zu den Streuverlusten auftritt, relativ gering und die geraden Teilstücke wurden wahrscheinlich mit geeigneteren Parametern hergestellt als die geraden Doppelspuren.

- Die Anpassung der Moden an den Übergängen durch ein verändertes Schreibschema, bei dem die Außenkurven zur Reduktion der induzierten Spannungen ohne überlagerte Oszillation geschrieben wurden, erwies sich als nicht erfolgreich.

Aus den Ergebnissen lassen sich einige Ansätze zur Reduktion der Übergangsverluste finden. Da die Mode des gekrümmten Teilstückes in Richtung der Außenkurve verschoben ist und zudem in x -Richtung schmaler wird, könnten die einzelnen Teilstücke derart zueinander verschoben werden, dass die Maxima der entsprechenden Moden übereinander liegen. Die geraden Wellenleiterstücke könnten zusätzlich durch die Wahl kleinerer Spurabstände jeweils schmaler gemacht werden, um die Breiten der Moden von geradem und gekrümmtem Teilstück anzupassen. Diese Optimierungsansätze sind in Abb. 5.24 (a) schematisch dargestellt. Zum Vergleich zeigt Abb. 5.24 (b) eine schematische Darstellung der hergestellten S-Kurven. Die graue Linie stellt die erwartete Lage der Mode für jedes Einzelsegment dar.

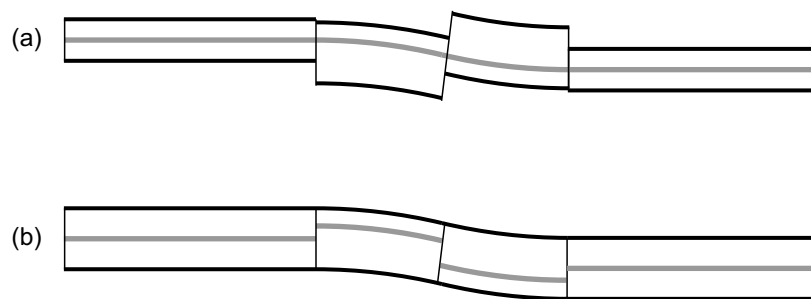


Abbildung 5.24: Schematische Darstellung der Ansätze zur Verringerung der Übergangsverluste aufgrund besserer Modenanpassung (a). Schematische Darstellung der hergestellten S-Kurven ohne Verschiebung der einzelnen Teilstücke (b).

In den Hellfeld Mikroskopaufnahmen wurde eine Kante zwischen den einzelnen Segmenten beobachtet (siehe Abb. 4.11). Für die gezeigten Übergangsbereiche ist dabei im Fall der gekrümmten Spuren, die vollständig mit überlagerter Oszillation geschrieben wurden, die Kante in die richtige Richtung ausgerichtet, so dass die beiden Teilstücke gemäß Abb. 5.24 (a) zueinander verschoben sind. Ob diese Verschiebung allerdings den gewünschten positiven Effekt der besseren Modenanpassung aufweist, oder aufgrund der entstehenden Kante zusätzliche Streuverluste auftreten, konnte nicht geklärt werden. Im Übergangsbereich zwischen zwei gekrümmten Segmenten konnte keine Verschiebung bzw. Kante beobachtet werden.

Beide vorgestellte Techniken wurden beispielsweise in Rippenwellenleitern angewendet [Smi93, Lad95, Rah08]. Es konnten sowohl die Verluste als auch das mode beating reduziert werden.

Zur Reduzierung der Übergangsverluste und des mode beatings mit Hilfe dieser Methoden bei fs-Laser-geschriebenen Wellenleitern sind jedoch noch einige Voruntersuchungen sinnvoll. Es sollten die jeweilige Verschiebung und Größe des Modenprofils bei unterschiedlichen Krümmungsradien und Bogenlängen bekannt sein. Dies erfordert wiederum die getrennte Untersuchung von einzelnen Segmenten der S-Kurven. Sind die Eigenschaften der einzelnen Teilstücke jedoch bekannt sollte eine Anpassung der Moden möglich sein.

5.4.5 Zusammenfassung der Charakterisierung der Wellenleiter in YAG

In undotiertem und dotiertem YAG wurden Typ II Wellenleiter durch fs-Laserstrukturierung hergestellt und charakterisiert. Anhand einer systematischen Parametervariation konnten bestimmte Parameterkombinationen ausgemacht werden, die sich zum Schreiben von Strukturen mit guten wellenleitenden Eigenschaften eignen. Die Skalierbarkeit zu Moden mit kleinerem Durchmesser ist jedoch für Strukturen begrenzt, die mit einfacher linearer Translationsbewegung geschrieben werden.

Durch die Herstellung von Doppelspuren mit überlagerter Sinusoszillation konnten größere Brechungsindexunterschiede erzeugt werden. Dies resultiert in einer stärkeren Eingrenzung der Mode und somit in kleineren Durchmessern des Modenprofils, wobei die Verluste der Wellenleiter vergleichbar zu den Wellenleitern aus der systematischen Parametervariation sind.

Weiterhin wurden sowohl zirkular gekrümmte Strukturen als auch S-Kurven geschrieben. Die Verschiebung der Modenprofile zu den entsprechenden Außenkurven konnte anhand der Conformal Transformation und des höheren Brechungsindex an der Innenseite der Außenkurve, der durch die höheren Spannungen in diesem Bereich entsteht, erklärt werden. Das Auftreten zusätzlicher Maxima in den Modenprofilen resultiert wahrscheinlich aus der Anregung von Moden höherer Ordnung an den Übergangsstellen und aus der Führung von Moden höherer Ordnung im gekrümmten Bereich. Sofern mehrere Moden in einem Wellenleitersegment geführt werden, kann mode beating zu einem oszillierenden Verhalten des Modenprofils in Abhängigkeit der zurückgelegten Strecke des Lichts führen.

Für zirkular gekrümmte Wellenleiter und S-Kurven wurde ein exponentieller Verlauf der Dämpfung in Abhängigkeit des Krümmungsradius gemessen. Dies entspricht dem theoretisch erwarteten Verlauf von zirkular gekrümmten Wellenleitern. Für S-Kurven blieb ungeklärt welche Verlustprozesse zu welchen Anteilen zur Gesamtdämpfung beitragen. S-Kurven mit geringen Krümmungsradien weisen eine vergleichsweise geringe Gesamtdämpfung auf, die im Bereich der mit teilweise unterschiedlichen Parametern hergestellten geraden Wellenleiter oder sogar darunter liegt.

Für alle hergestellten Wellenleiter ist Lichtführung nur für linear polarisiertes Licht mit $\vec{E} \parallel y$ möglich.

5.5 Charakterisierung der Wellenleiter in Pr:SrAl₁₂O₁₉

In den folgenden beiden Abschnitten werden die Eigenschaften der fs-Laser-geschriebenen Pr:SrAl₁₂O₁₉ Wellenleiter beschrieben. Wellenleitung tritt bei diesen Strukturen in den in Abb. 5.9 (a) gezeigten Bereichen A und D - H auf, wobei die Mode im Bereich A am stärksten eingegrenzt ist. Die Betrachtung wird hauptsächlich auf diesen Bereich und diejenigen Wellenleiter beschränkt, welche die besten Lasereigenschaften aufweisen (siehe Abschnitt 6.6). Die entsprechenden Schreibparameter zur Herstellung der Wellenleiter wurden anhand der Ergebnisse aus der zuvor beschriebenen systematischen Parametervariation für YAG ausgewählt. Es erfolgt eine getrennte Charakterisierung der Modenprofile und der Verluste.

5.5.1 Modenprofile

Die Modenprofile wurden bei einer Wellenlänge von 632,8 nm mit dem Aufbau aus Abb. 5.7 aufgenommen. Diese Wellenlänge liegt nahe an der erwarteten Laserwellenlänge im roten Spektralbereich von etwa 644 nm. Zusätzlich erfolgten Messungen bei 444,5 nm, der Pumpwellenlänge (vgl. Abb. 3.12) in den später gezeigten Laserexperimenten. Dafür wurde ein zu Abb. 5.6 ähnlicher Aufbau verwendet. Die Lichteinkopplung erfolgte in diesem Fall mit einem 10× Mikroskopobjektiv ($NA = 0,22$), wobei die Apertur der Einkoppeloptik allerdings nicht vollständig ausgeleuchtet wurde, so dass die effektive NA geringer war. Als Lichtquelle diente anstelle des HeNe-Lasers eine multimode InGaN-Laserdiode, die bei maximaler Ausgangsleistung von ca. 1 W betrieben wurde.

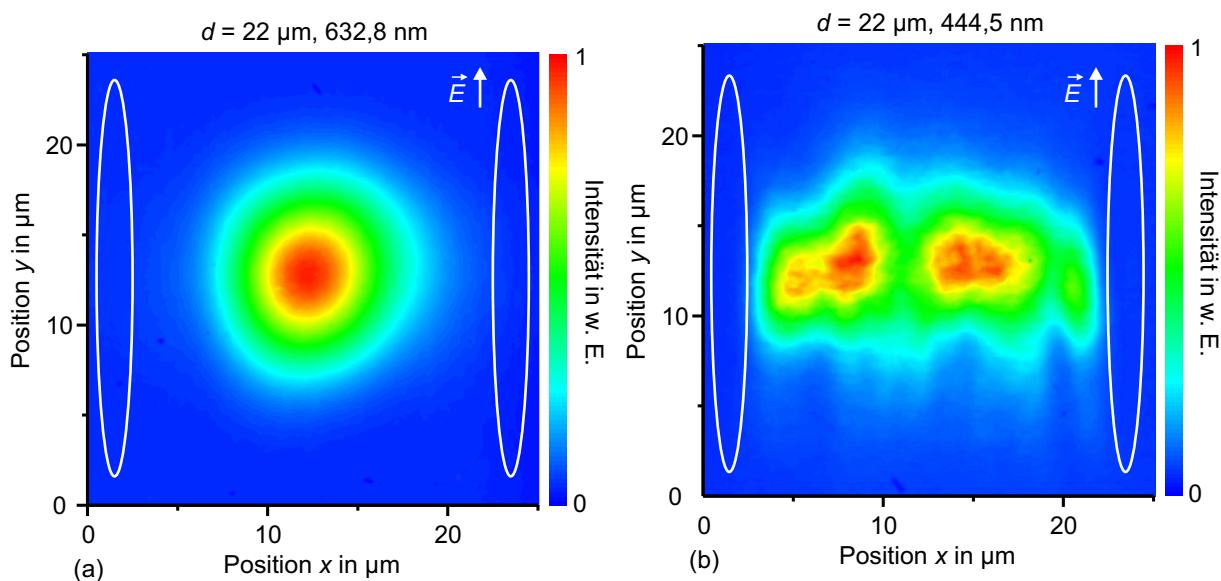


Abbildung 5.25: Nahfeldaufnahmen der geführten Moden für einen Doppelspurwellenleiter bei 632,8 nm (a) und 444,5 nm (b). Die Schreibparameter waren $E_p = 1 \mu\text{J}$, $v = 25 \mu\text{m/s}$, $d = 22 \mu\text{m}$, $NA = 0,55$. Die Lage der Spurquerschnitte ist durch die weißen Ellipsen angedeutet.

In Abb. 5.25 sind die Modenprofile eines Wellenleiters mit einem Spurabstand von $22 \mu\text{m}$ bei unterschiedlichen Wellenlängen dargestellt. Die Spuren wurden mit $E_p = 1 \mu\text{J}$, $v = 25 \mu\text{m/s}$ und der Fokussieroptik mit $NA = 0,55$ geschrieben. In der Grafik wurde eine andere Achsenskalierung als im Fall der YAG Wellenleiter gewählt. Wie durch den weißen Pfeil in der Abbildung angedeutet wird, ist Wellenleitung auch für diese Strukturen nur für linear polarisiertes Licht mit $\vec{E} \parallel y$ möglich. Dies entspricht einer Ausrichtung des elektrischen Feldes senkrecht zur c -Achse des Kristalls (siehe Abb. 4.16 (a)).

Bei 632,8 nm wird eine kreisrunde Mode mit einem Durchmesser von $2w = 14 \mu\text{m}$ geführt. Die Modengröße ist geringer als bei den YAG Wellenleitern, die mit dieser Herstellungsmethode und ähnlichen Parametern hergestellt wurden. Beispielsweise wurde für einen YAG Wellenleiter ($E_p = 1,1 \mu\text{J}$, $v = 25 \mu\text{m/s}$ und $NA = 0,55$, $d = 22 \mu\text{m}$) $2w_x = 16 \mu\text{m}$ und $2w_y = 21 \mu\text{m}$ gemessen. Ein Gauß-Fit an das Intensitätsprofil entlang eines x - bzw. y -Durchschnitts durch das Modenprofil ergibt eine gute Übereinstimmung zu einer Gaußschen Intensitätsverteilung. Moden höherer Ordnung können bei dieser Wellenlänge durch den HeNe-Laser auch bei ei-

ner Dejustage der Einkopplung nicht angeregt werden. Daher ist davon auszugehen, dass der Wellenleiter bei 632,8 nm nur die Grundmode führt.

Bei 444,5 nm hingegen werden ebenfalls Moden höherer Ordnung geführt, wie Abb. 5.25 (b) zeigt. Im Gegensatz zu Abb. 5.25 (a) füllt das Modenprofil nahezu den gesamten Bereich in x -Richtung zwischen den Spuren aus und wirkt an den Seiten abgeschnitten. Das evaneszente Feld dieser Mode reicht also weiter in die Spuren hinein. Dies deutet auf höhere Verluste bei dieser Wellenlänge hin.

5.5.2 Verluste und NA

Diejenigen Verluste, die entstehen, wenn ein optisches Bauelement, in diesem Fall der Wellenleiter, in einen Versuchsaufbau integriert wird, enthalten auch die Verluste durch Fresnel-Reflexion und Koppeffizienz. Diese sogenannten Einfügeverluste betragen für den gezeigten Pr:SrAl₁₂O₁₉ Wellenleiter nur 0,9 dB.

Die Mode der zur Lichteinkopplung verwendeten SM16PM-monomode-Faser weist einen Querschnitt von $2w_x = 11,9 \mu\text{m} \times 2w_y = 13,8 \mu\text{m}$ bei 632,8 nm auf. Die Berechnung der Koppeffizienz für Licht dieser Faser in den oben beschriebenen Wellenleiter nach Gleichung 5.13 ergibt einen Wert von $\eta_k = 98\% (+2/-4)\%$. Unter Berücksichtigung der Fresnel-Reflexion wurde die Transmissivität des Wellenleiters zu $97,5\% (+2,5/-4)\%$ berechnet. Die entsprechende Dämpfung von 0,16 dB/cm für den 6,9 mm langen Kristall ist für fs-Laser-geschriebene Wellenleiter in kristallinen Materialien äußerst gering. Die geringsten bisher gemessenen Verluste in derartigen Wellenleitern liegen für Typ III Wellenleiter bei 0,12 dB/cm [Okh12]. Typ II Wellenleiter mit geringeren Verlusten als 0,5 dB/cm [Tan10b] wurden zuvor noch nicht realisiert.

Eine Berechnung der Koppeffizienz nach Gleichung 5.13 bei 444,5 nm ist nicht möglich, da bei dieser Wellenlänge neben der Grundmode weitere Moden geführt werden.

Die Messung der numerischen Apertur erfolgte wiederum mit dem Versuchsaufbau aus Abb. 5.8 bei 632,8 nm. Für einen Wellenleiter mit einem Spurabstand von $28 \mu\text{m}$ wurde eine NA von 0,022 gemessen. Die grobe Abschätzung des Brechungsindexunterschieds nach Gleichung 5.22 ergibt einen Wert von $1,4 \cdot 10^{-4}$. Diese Werte sind vergleichbar zu den Ergebnissen der YAG-Wellenleiter, welche mit der gleichen Herstellungsmethode und ähnlichen Parametern geschrieben wurden (siehe Tabelle 5.1).

5.6 Charakterisierung der Wellenleiter in KTP

In KTP wurden Wellenleiter mit zwei unterschiedlichen Anordnungen der Spuren geschrieben. Die erste Anordnung entspricht den bisher gezeigten Doppelspuren, die mit einfacher linearer Translationsbewegung hergestellt wurden. Die unterschiedlichen verwendeten Schreibparameter sind in Abschnitt 3.3.1 angegeben. Gute Wellenleiter wurden mit $E_p = 1,9 \mu\text{J}$ bis $2,4 \mu\text{J}$, $v = 25 \mu\text{m/s}$, $NA = 0,55$ in einer Schreiftiefe von ca. $300 \mu\text{m}$ hergestellt. Die Pulsenergien liegen erheblich über den Werten, mit denen gute Wellenleiter in Pr:SrAl₁₂O₁₉ und YAG geschrieben wurden. Für kleinere Pulsenergien ergab sich keine Wellenleitung bzw. eine sehr schwache Eingrenzung der Mode.

Eine Diskussion der Charakteristika der Wellenleiter in Abhängigkeit des Spurabstandes erfolgt in den folgenden Abschnitten. Die wellenleitenden Bereiche nach Abb. 5.9 (a) sind für diese Spuranordnung B und C, sowie E und G. Im Bereich A, also direkt zwischen den Doppelspuren, ist im Gegensatz zu den bisher gezeigten Strukturen keine Wellenleitung möglich.

Die zweite Anordnung besteht, wie in Abb. 3.5 (b) gezeigt, aus vier viereckig angeordneten Spuren. Wellenleitung trat für diese Anordnung in den Bereichen A - C aus Abb. 5.9 (b) auf. In diesem Fall wurden geringere Pulsenergien von $1,1 \mu\text{J}$ bis $1,5 \mu\text{J}$ gewählt, um die in den Mikroskopaufnahmen (Abb. 4.18) beobachteten Risse, welche in den Bereich A hineinragen würden, zu vermeiden. Die übrigen Parameter waren identisch zu den zuvor gewählten, wobei die Variation von Δh in Abschnitt 3.3.1 nachgeschlagen werden kann.

In den folgenden beiden Abschnitten werden die Modenprofile und Verluste für die unterschiedlichen Spuranordnungen diskutiert. Die Untersuchungen wurden mit dem Versuchsaufbau aus Abb. 5.6 bei einer Wellenlänge von $632,8 \text{ nm}$ durchgeführt. Wellenleitung ist für linear polarisiertes Licht sowohl mit $\vec{E} \parallel y$ als auch mit $\vec{E} \parallel x$ möglich. Die transmittierte Leistung liegt für $\vec{E} \parallel y$ allerdings um etwa 10% höher.

5.6.1 Modenprofile

Die Modenprofile für Doppelspurwellenleiter mit Spurabständen von $20 \mu\text{m}$ und $18 \mu\text{m}$ ($E_p = 1,9 \mu\text{J}$) sind in Abb. 5.26 dargestellt. Sowohl ober- als auch unterhalb der Spuren, also in den Bereichen B und C, werden nahezu kreisrunde Moden geführt.

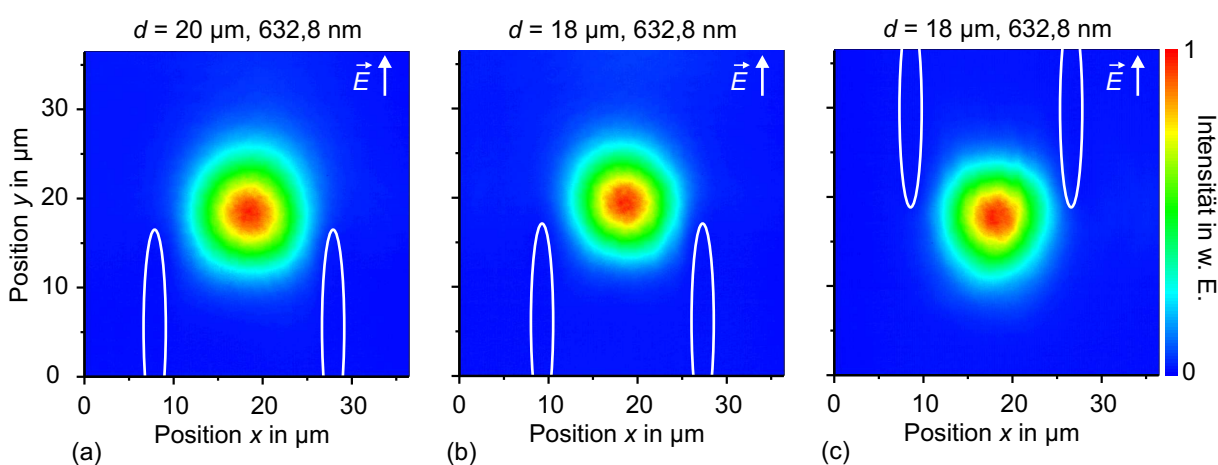


Abbildung 5.26: Nahfeldaufnahmen der geführten Moden für Doppelspurwellenleiter bei $632,8 \text{ nm}$. Schreibparameter: $E_p = 1,9 \mu\text{J}$, $v = 25 \mu\text{m/s}$, $NA = 0,55$. Modenprofil für Wellenleitung in Bereich B, $d = 20 \mu\text{m}$ (a). Modenprofil für Wellenleitung in Bereich B bzw. C, $d = 18 \mu\text{m}$ (b) bzw. (c). Die Lage der Spurquerschnitte ist durch die weißen Ellipsen angedeutet.

Der Querschnitt der Mode für einen Spurabstand von $22 \mu\text{m}$ weist Durchmesser von $2w_x = 15,2 \mu\text{m}$ und $2w_y = 17,1 \mu\text{m}$ für den Bereich B auf (Abb. 5.26 (a)). Diese Werte sinken bei einem Spurabstand von $18 \mu\text{m}$ auf $2w_x = 13,8 \mu\text{m}$ und $2w_y = 15,4 \mu\text{m}$ für den Bereich B und $2w_x = 14,0 \mu\text{m}$ und $2w_y = 15,7 \mu\text{m}$ für den Bereich C ab (Abb. 5.26 (b) und (c)). Eine Störung oder Verzerrung der Modenprofile im Bereich C aufgrund der zusätzlich auftretenden Risse kann nicht beobachtet werden.

5 Wellenleitung

In Abb. 5.27 sind die Modenprofile für größere Spurabstände ($d = 27 \mu\text{m}$) und für die viereckige Anordnung der Spuren gezeigt. Abb. 5.27 (a) und (b) zeigt die Modenprofile eines Doppelspurwellenleiters in den Bereichen B bzw. C.

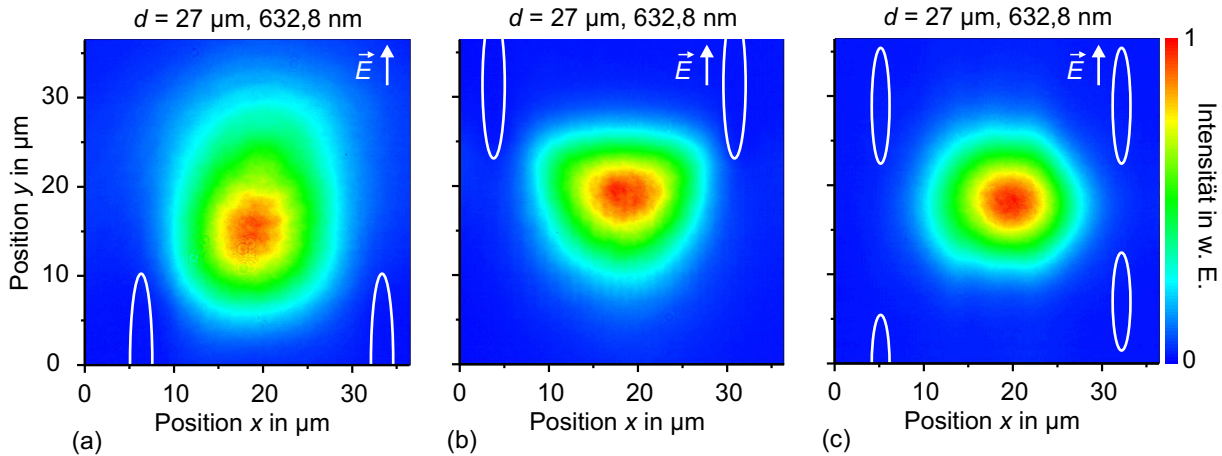


Abbildung 5.27: Nahfeldaufnahmen der geführten Moden für Doppelspurwellenleiter bei 632,8 nm. Schreibparameter: $E_p = 1,9 \mu\text{J}$, $v = 25 \mu\text{m/s}$, $d = 27 \mu\text{m}$. In (a) bzw. (b) ist das Modenprofil für Wellenleitung in Bereich B bzw. C gezeigt. Modenprofil für viereckig angeordnete Spuren in Bereich A (c). Schreibparameter: $E_p = 1,1 \mu\text{J}$, $v = 25 \mu\text{m/s}$, $d = 27 \mu\text{m}$, $\Delta h = 12 \mu\text{m}$.

Wie anhand der Ergebnissen für YAG erwartet, wächst der Modendurchmesser in x -Richtung mit größerem Spurabstand auf $2w_x \approx 21 \mu\text{m}$ an. In y -Richtung ist insbesondere für das Modenprofil des Bereichs B (Abb. 5.27 (a)) eine starke Vergrößerung des Durchmessers zu verzeichnen ($2w_y(\text{B}) = 29,2 \mu\text{m}$). Das Modenprofil im Bereich C (Abb. 5.27 (b)) hingegen scheint zusätzlich in diese Richtung eingegrenzt zu werden ($2w_y(\text{C}) = 20,0 \mu\text{m}$) und läuft spitz in negative y -Richtung zu. Diese zusätzliche Eingrenzung resultiert aus den zusätzlichen modifizierten Bereichen bzw. Rissen, die rund um den Bereich C beobachtet werden konnten (vgl. Abschnitt 4.4).

Ein wichtiger Unterschied zu den zuvor untersuchten Kristallen ist, dass es sich bei KTP um einen biaxialen Kristall handelt. Der Grund für die unterschiedlichen wellenleitenden Bereiche der Pr:SrAl₁₂O₁₉ und YAG Doppelspuren könnte in der Ausrichtung der entsprechenden Brechungsindizes liegen. Es kann davon ausgegangen werden, dass die Spannungslinien, welche von den Spurspitzen ausgehen, ein Spannungsfeld erzeugen, welches in einer relativen Erhöhung der Brechungsindizes $n_{y'}$ und $n_{z'}$ (vgl. Abschnitt 3.4.3) zum umgebenden Material in den Bereichen B und C resultiert. Das Brechungsindexprofil resultiert in einer starken Eingrenzung der Mode, wobei die Führung in Richtung des Bereichs A gegebenenfalls durch einen eventuell niedrigeren Brechungsindex der Spuren und des Bereichs A selbst unterstützt wird.

Das Brechungsindexprofil zentral zwischen den Spuren muss derart beschaffen sein, dass weder für den Brechungsindex $n_{y'}$ noch $n_{z'}$ im Bereich A eine relative Erhöhung zum umgebenden Material durch die Strukturierung erzeugt wird, da in diesem Bereich für keine Polarisationsrichtung Wellenleitung beobachtet wurde. Es besteht zwar die Möglichkeit, dass der Brechungsindex im Vergleich zum Volumenkristall erhöht wird, allerdings muss diese Erhöhung geringer ausfallen als für die Bereiche B und C. Eine Brechungsindexverringerung im Bereich A ist jedoch wahrscheinlicher, da die Modenprofile in Richtung des Bereichs A teilweise abgeschnitten wirken, das evaneszente Feld also nicht so weit in diesen Bereich hineinragt.

Die Modendurchmesser $2w_x$ (schwarze Quadrate) und $2w_y$ (rote Kreise) für die Bereiche B (gefüllte Symbole) und C (ungefüllte Symbole) sind in Abb. 5.28 in Abhängigkeit des Spurbabstandes aufgetragen. Dabei wurden jeweils zwei Wellenleiter, die mit gleichen Parametern hergestellt wurden, untersucht.

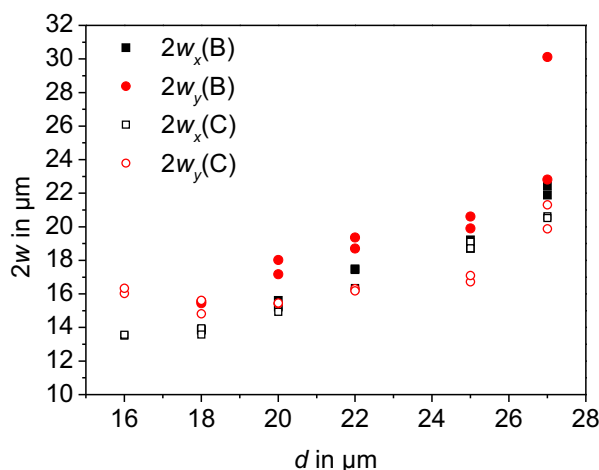


Abbildung 5.28: Modendurchmesser $2w_x$ (rote Kreise) und $2w_y$ (schwarze Quadrate) für die Bereiche B (gefüllte Symbole) und C (ungefüllte Symbole) in Abhängigkeit des Spurbabstandes.

In beide Richtungen steigt der Modendurchmesser mit dem Spurbabstand für Werte von $d = 16 \mu\text{m}$ bis $d = 27 \mu\text{m}$ linear an. Allerdings sind im Bereich C die Modendurchmesser in y -Richtung für große Spurbabstände aufgrund der zusätzlichen Begrenzung durch die zusätzlichen modifizierten Bereiche kleiner als im Bereich B.

Zur weiteren Eingrenzung der Mode in y -Richtung unabhängig von diesen zusätzlichen modifizierten Bereichen und unter Bedingungen, die leichter durch Variation der Parameter einzustellen sind, wurden viereckig angeordnete Spuren realisiert. Das geführte Modenprofil im Bereich A eines derartigen Wellenleiters ist in Abb. 5.27 (c) dargestellt. In diesem Fall wurde unbeabsichtigt und aus unbekanntem Gründen eine der unteren Spuren tiefer geschrieben. Dennoch gelang mit dieser Anordnung eine gute zusätzliche Begrenzung der Mode in y -Richtung, so dass ein nahezu kreisrunde Mode mit $2w_x = 20,2 \mu\text{m}$ und $2w_y = 18,1 \mu\text{m}$ geführt wird. Mit dieser Anordnung steht also eine Möglichkeit zur Verfügung die Mode hin zu größeren runden Durchmessern zu skalieren.

5.6.2 Verluste

Die maximale Dämpfung bei $632,8 \text{ nm}$ in Abhängigkeit des Spurbabstandes ist in Abb. 5.29 dargestellt. Dabei wurden jeweils diejenigen Wellenleiter ausgewählt, welche die geringste Dämpfung für einen Spurbabstand aufweisen. Für Spurbabstände von $20 \mu\text{m}$, $22 \mu\text{m}$ und $25 \mu\text{m}$ sind dies Doppelspuren, die mit höherer Pulsenergie von $2,4 \mu\text{J}$ als die bisher gezeigten Wellenleiter geschrieben wurden. Für geringere Pulsenergien ergaben sich allerdings auch nur geringfügig höhere Werte der Dämpfung bei diesen Spurbabständen. Die Wellenleiter weisen zwar teilweise unterschiedliche Verluste für die verschiedenen wellenleitenden Bereiche B oder C auf, welcher der Bereiche weniger Verluste aufweist ist jedoch statistisch auf die verschiedenen Wellenleiter

verteilt und es lässt sich kein Zusammenhang zu unterschiedlichen Schreibparametern herstellen.

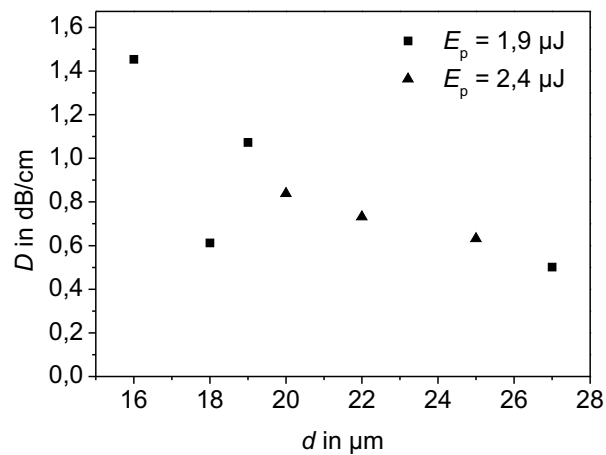


Abbildung 5.29: Dämpfung in Abhängigkeit des Spurbabstandes für Doppelspurwellenleiter. Die Dreiecke geben Verluste von Wellenleitern an, die mit $E_p = 2,4 \mu\text{J}$ und den in Abb. 5.27 angegebenen Parametern geschrieben wurden. Es wurde jeweils der Wellenleiter (B oder C) einer Doppelspur mit geringerer Dämpfung ausgewählt.

Die Dämpfung wird in Abhängigkeit des Spurbabstandes mit größeren Abständen kleiner. Sie sinkt von 1,5 dB/cm bei $d = 16 \mu\text{m}$ auf 0,5 dB/cm bei $d = 27 \mu\text{m}$ ab. Es ist jedoch auch gelungen einen Wellenleiter mit $D = 0,6 \text{ dB/cm}$ bei einem Spurbabstand von $18 \mu\text{m}$ herzustellen. Die Dämpfung der Strukturen mit einer rechteckigen Anordnung der Spuren liegt bei ca. 1,1 dB/cm und ist damit etwas höher als die Dämpfung für Doppelspuren mit großem Spurbabstand.

Die hier gezeigten Wellenleiter weisen damit eine um bis zu einem Faktor zwei geringere Dämpfung, verglichen mit bisher in der Literatur veröffentlichten fs-Laser-geschriebenen Wellenleitern in KTP, auf [Cam07, Zha08, Don11b]. In den bisherigen Typ II KTP Wellenleitern findet die Wellenleitung jedoch nicht in den Bereichen B und C sondern im Bereich A statt. Eine mögliche Erklärung könnte darin liegen, dass der KTP Kristall in [Zha11] anders orientiert war und die Spuren parallel zur y' -Achse geschrieben wurden. Durch die Herstellung weiterer Wellenleiter in anders orientierten KTP Kristallen könnte diese Vermutung verifiziert werden.

5.6.3 Zusammenfassung der Charakterisierung der Wellenleiter in KTP

In KTP konnten wellenleitende Strukturen mit geringen Verlusten hergestellt werden, wobei die wellenleitenden Bereiche im Gegensatz zu den Strukturen in YAG und Pr:SrAl₁₂O₁₉ ober- und unterhalb und nicht zentral zwischen den Spuren lokalisiert sind. Durch viereckige Anordnung von vier Spuren ist es möglich die Modenausdehnung in y -Richtung zusätzlich einzugrenzen.

Aufgrund der Wellenleitung bleibt der Modendurchmesser im Gegensatz zu einer Fokussierung direkt in den Kristall über die gesamte Kristalllänge erhalten. Die Intensität nimmt also nur aufgrund der Streuverluste, jedoch nicht aufgrund einer Aufweitung des Strahldurchmessers entlang der Ausbreitungsrichtung des Lasers ab. Diese Eigenschaft von Wellenleitern in nichtlinearen Kristallen ist vorteilhaft für die nichtlineare Frequenzkonversion. Erste Ergebnisse, die mit den hier charakterisierten Wellenleitern erzielt werden konnten, sind in [Lau12] veröffentlicht.

6 Wellenleiterlaser

Auf Grundlage der im vorherigen Kapitel beschriebenen Wellenleiter in den unterschiedlichen Materialien (Yb:YAG, Yb:YAG Keramik, Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG, Pr:SrAl₁₂O₁₉) konnten Wellenleiterlaser realisiert werden. Die Ergebnisse dieser verschiedenen kristallinen Wellenleiterlaser werden in diesem Kapitel zusammengefasst.

Im ersten Abschnitt werden einige für diese Arbeit wichtige Grundlagen der Laserphysik beschrieben und die Vorteile von Wellenleiterlasern gegenüber konventionellen Festkörperlasern hervorgehoben.

Im zweiten Abschnitt erfolgt eine Zusammenstellung der bisher realisierten Wellenleiterlaser, die auf fs-Laserstrukturierung basieren, um einen Überblick über den Stand der Forschung zu geben und eine Einordnung der Ergebnisse dieser Arbeit zu ermöglichen.

Die Resultate der Yb:YAG Wellenleiterlaser werden im dritten Abschnitt beschrieben. Dabei erfolgt eine Unterteilung in Laser, welche mit Positioniersystem 1 geschrieben und mit unterschiedlichen Pumpquellen angeregt wurden, und einen Wellenleiterlaser, dessen Strukturen mit überlagerter Sinusoszillation geschrieben wurden. Zudem werden die Eigenschaften eines Yb:YAG Keramik Wellenleiterlasers beschrieben und Unterschiede zu den einkristallinen Yb:YAG Wellenleiterlasern diskutiert.

In den im vorherigen Kapitel beschriebenen S-Kurven war ebenfalls Laseroszillation möglich. Die Laserergebnisse und Eigenschaften der Modenprofile für unterschiedliche Krümmungsradien sind Themen des vierten Abschnitts.

Der Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG Wellenleiterlaser ist passiv gütegeschaltet. Die Ergebnisse dieses monolithischen Systems werden im fünften Abschnitt diskutiert.

Im Rahmen dieser Arbeit gelang es erstmalig einen dielektrischen kristallinen Wellenleiterlaser, der direkt ohne zusätzliche Frequenzkonversionsschritte im sichtbaren Spektralbereich emittiert, zu demonstrieren. Dieser Wellenleiterlaser wird am Ende des Kapitels vorgestellt bevor noch einmal eine Zusammenfassung der zentralen Ergebnisse dieses Kapitels erfolgt.

Die Ergebnisse in diesem Kapitel werden nicht in chronologischer Reihenfolge vorgestellt sondern sind thematisch sortiert. Die Eigenschaften (Ausgangsleistung, differentieller Wirkungsgrad, Laserschwelle) einiger der vorgestellten Wellenleiterlaser können wahrscheinlich durch Anwendung der im Laufe dieser Arbeit entwickelten Herstellungsmethode, also durch Schreiben der Strukturen mit überlagerter Sinusoszillation, oder durch Optimierung der Schreibparameter noch wesentlich verbessert werden.

6.1 Grundlagen der Laserphysik

Die Physik des Lasers beruht auf den Prozessen der stimulierten Absorption¹, stimulierten Emission und der spontanen Emission.

¹Die in Kapitel 2 beschriebenen Mehrphotonenprozesse werden hier vernachlässigt.

Durch die stimulierte resonante Absorption von Photonen werden Elektronen in höhere Energieniveaus angeregt. Bei diesem Prozess entspricht der Energieabstand zwischen Grund- und angeregtem Zustand der Energie des Photons. Über die Relation $E = h \cdot c / \lambda$ ist diese Energie mit der Wellenlänge des Photons verknüpft.

Die stimulierte Emission beschreibt die Emission eines Photons aus dem angeregten Zustand aufgrund eines eingestrahlt Photons, welches eine Wellenlänge entsprechend dem Energieabstand zwischen dem angeregten und dem Zielniveau aufweist. Das emittierte Photon weist die gleiche Wellenlänge, Ausbreitungsrichtung, Phase und Polarisation wie das eingestrahlte Photon auf. Sofern die Besetzung des oberen Laserniveaus größer als die Besetzung des unteren Laserniveaus ist, also Besetzungsinversion vorliegt, kann auf Grundlage dieses Prozesses der Photonenfluss F durch ein aktives Medium verstärkt und damit auch Laseroszillation erzielt werden. Besetzungsinversion kann für Zweiniveausysteme nicht erreicht werden.

Die spontane Emission beschreibt die Emission eines Photons aufgrund des Übergangs eines Elektrons aus einem angeregten Zustand in energetisch tiefer liegende Zustände. Die Lebensdauer eines angeregten Niveaus ist zu den entsprechenden Übergangswahrscheinlichkeiten, also den Wirkungsquerschnitten, in die tieferliegenden Energiezustände invers proportional. Da die am Laserprozess beteiligten Multipletts, wie in Abschnitt 3.4 beschrieben, entartet bzw. in thermisch gekoppelte Energieniveaus aufgespalten sind, werden die Übergangswahrscheinlichkeiten für Emission und Absorption mit effektiven Wirkungsquerschnitten σ_{em} und σ_{abs} und nicht mit den atomaren Wirkungsquerschnitten zwischen zwei einzelnen Niveaus beschrieben. Zusätzlich wird die Lebensdauer durch intraionische und interionische Prozesse verkürzt, so dass stattdessen eine effektive Lebensdauer τ_{eff} angegeben wird.

Wie bereits in Abschnitt 3.4 beschrieben, wurden mit den verwendeten Materialien drei unterschiedliche Typen von Lasern realisiert. Yb:YAG kann aufgrund des entsprechenden Energieniveauschemas nur als Quasi-Drei-Niveau-Laser betrieben werden. Die in dieser Arbeit genutzten Pump- und Laserübergänge sind in Abb. 3.10 (b) eingezeichnet. Das Energieniveauschema von Nd:YAG hingegen erlaubt die Realisation von Drei- und Vier-Niveau-Lasern. In dieser Arbeit wurde jedoch nur das Vierniveauschema mit den in Abb. 3.10 (a) eingezeichneten Übergängen realisiert. In Kombination mit dem Cr^{4+} :YAG Kristall, welcher an den Nd:YAG Kristall gebondet ist, wurde Nd:YAG als gütegeschalteter Laser verwendet, so dass kurze Laserpulse emittiert werden. Die für die Güteschaltung notwendigen Übergänge des Cr^{4+} :YAG Kristalls sind in Abschnitt 3.4.1 beschrieben. Das Energieniveauschema von Pr:SrAl₁₂O₁₉ erlaubt auch die Realisation von Drei- und Vier-Niveau-Lasern. In dieser Arbeit wurden die Vier-Niveau-Laser bei den Übergängen aus Abb. 3.12 realisiert.

In den folgenden Abschnitten werden lediglich die wichtigsten Eigenschaften und Formeln, welche zur Charakterisierung der unterschiedlichen Laser notwendig sind, zusammengefasst. Dauerstrichlaser werden hauptsächlich über die Laserschwelle P_{thr} , den differentiellen Wirkungsgrad η_s , sowie die optisch-optische Effizienz η_{opt} charakterisiert. Diese ergeben sich aus den Lösungen der Rategleichungen, welche die Änderungen der Besetzungsdichten in den am Laserprozess beteiligten Energieniveaus beschreiben. Für gepulste Laser werden als Hauptcharakteristika die Pulsdauer τ und die Repetitionsrate R_{rep} hinzugefügt.

Eine ausführliche Darstellung zu den Grundlagen der Laserphysik kann in [Sie86, Sve98] nachgelesen werden. Die Darstellung in den folgenden Abschnitten folgt [Sve98]. Zusammenfassungen der Eigenschaften von Ytterbium-Lasern finden sich in [Krä08, Pet09, Fre10]. Die Eigenschaften von Neodym-Lasern sind in [Cze02] dargestellt und eine Beschreibung der Güte-

schaltung kann in [Tel12] nachgeschlagen werden, wobei eine ausführliche Darstellung zu passiven Güteschaltern in [Mal09] gegeben ist. Die Eigenschaften von Praseodym-Lasern im sichtbaren Spektralbereich sind in [Ric08, Gün11, Han11, Fec11a] zusammengefasst. Besonderheiten, die sich für fs-Laser-geschriebene Wellenleiterlaser ergeben, können in [Sie10a] nachgelesen werden.

6.1.1 Laserschwelle

Ein Laserresonator besteht im Wesentlichen aus zwei Spiegeln und einem aktiven Medium, welches sich zwischen den Spiegeln befindet. Im aktiven Medium wird Besetzungsinversion durch Zufuhr von Energie, im Falle von Festkörperlasern durch die Einstrahlung von Pumplicht mit der Frequenz ν_p , hergestellt. Über spontane Emission werden Photonen emittiert, welche bei entsprechender Ausrichtung und Wellenlänge über mehrfache Resonatorumläufe im aktiven Medium verstärkt werden. Die Änderung des Photonenflusses F innerhalb des Laserresonators lässt sich mit

$$\frac{dF}{dz} = \sigma_{\text{gain}}(\lambda)FN_t \quad (6.1)$$

beschreiben. Dabei ist $\sigma_{\text{gain}}(\lambda)$ der Verstärkungswirkungsquerschnitt und N_t die Dichte aller optisch aktiven Ionen. Der Verstärkungswirkungsquerschnitt ist über

$$\sigma_{\text{gain}}(\lambda) = \frac{N_o}{N_t}\sigma_{\text{em}}(\lambda) - \frac{N_u}{N_t}\sigma_{\text{abs}}(\lambda) \quad (6.2)$$

definiert, wobei N_o und N_u die Besetzungsdichten des oberen bzw. unteren Laserniveaus sind. Sofern $\frac{dF}{dz} > 0$ ist, also bei $\sigma_{\text{gain}} > 0$, und somit Besetzungsinversion vorliegt, welche über

$$N = N_o - \frac{\sigma_{\text{abs}}}{\sigma_{\text{em}}}N_u \quad (6.3)$$

definiert ist, kann Verstärkung des Photonenflusses erzielt werden.

Sobald durch die Verstärkung die Verluste γ des Resonators ausgeglichen werden, wird die Schwellbedingung für Laseroszillation, welche im Folgenden als Laserschwelle bezeichnet wird, erreicht. Die Resonatorumlaufverluste 2γ setzen sich aus den Transmissionen der Spiegel T_1 und T_2 , sowie aus den Spiegelverlusten a aufgrund von Absorption und/oder Streuung an den Spiegeln und den Verlusten L_i im aktiven Medium zusammen und werden über die logarithmischen Verluste

$$\gamma_1 = -\ln(1 - T_1) \quad (6.4)$$

$$\gamma_2 = -\ln(1 - T_2) \quad (6.5)$$

$$\gamma_i = -[\ln(1 - a) + \ln(1 - L_i)] \quad (6.6)$$

$$2\gamma = 2\gamma_i + \gamma_1 + \gamma_2 \quad (6.7)$$

beschrieben.

Unter der Verwendung eines ortsunabhängigen Modells kann aus den Ratengleichungen die für das Erreichen der Laserschwelle im Dauerstrichbetrieb erforderliche Schwellpumpleistung

für den Vier-Niveau-Laser hergeleitet werden:

$$P_{\text{thr}} = \frac{1}{\eta_p} \cdot \frac{h\nu_p A_p \gamma}{\sigma_{\text{em}}(\lambda_L) \tau_{\text{eff}}}. \quad (6.8)$$

Dabei ist η_p die Pumpeffizienz, die angibt welcher Anteil der Pump photons zur Besetzung des oberen Laserniveaus beiträgt. A_p gibt die Querschnittsfläche des gepumpten Kristallvolumens an.

Für Quasi-Drei-Niveau-Laser ergibt sich die Schwellpumpleistung zu

$$P_{\text{thr}} = \frac{1}{\eta_p} \left(\frac{h\nu_p A_p \cdot \gamma}{(\sigma_{\text{em}}(\lambda_L) + \sigma_{\text{abs}}(\lambda_L)) \tau_{\text{eff}}} + \frac{h\nu_p A_p \cdot N_t \sigma_{\text{abs}}(\lambda_L) l}{(\sigma_{\text{em}}(\lambda_L) + \sigma_{\text{abs}}(\lambda_L)) \tau_{\text{eff}}} \right). \quad (6.9)$$

Dabei ist l die Länge des aktiven Mediums. Der Hauptunterschied zu Gleichung 6.8 liegt in dem Term $\sigma_{\text{abs}}(\lambda_L)$, welcher den Wirkungsquerschnitt der Absorption auf der Laserwellenlänge angibt und für Quasi-Drei-Niveau-Laser nicht den Wert Null annimmt. Diese Reabsorption der Laserphotonen führt, wie bereits in Abschnitt 3.4.1 beschrieben, in der Regel zu höheren Laserschwelen im Vergleich zu Vier-Niveau-Lasern.

Diese Gleichungen und auch die folgenden Gleichungen zur Berechnung des differentiellen Wirkungsgrads sind allerdings nur gültig, sofern nur eine Lasermode oszilliert und die Energiedichte der Pump- und Lasermode homogen im aktiven Medium verteilt ist. Weiterhin muss die Besetzungsinversion unabhängig von der z -Richtung sein. Es ist in den untersuchten Wellenleiterlaser allerdings nicht davon auszugehen, dass nur eine longitudinale Lasermode oszilliert. Weiterhin ist insbesondere für die Yb:YAG Wellenleiterlaser sowohl die Energiedichte der Pumpmode, als auch die Besetzungsinversion von der z -Koordinate abhängig [Sie10a]. Daher können die angegebenen Gleichungen nur als erste Näherung betrachtet werden. Eine differenziertere Beschreibung des Laserhaltens kann anhand der Rigrod Analyse erfolgen [Rig65, Sie86].

Anhand dieser Gleichungen kann jedoch ein wichtiger Vorteil von Wellenleiterlasern gegenüber üblichen Festkörperlasern ausgemacht werden. Aufgrund der Lichtführung weist die Querschnittsfläche A_p , welche im Falle von Kanalwellenleiterlasern relativ klein ist, einen konstanten Wert über die gesamte Länge des Kristall auf. Im Falle eines Festkörperlasers ist diese Fläche normalerweise größer und nimmt aufgrund der Divergenz des Pumpstrahls innerhalb des Kristallvolumens zu, was zu einer Erhöhung der Laserschwelle führt.

6.1.2 Differentieller Wirkungsgrad

Durch weitere Erhöhung der Pumpleistung P_p über die Laserschwelle hinaus wird die Anzahl der Photonen und somit die Leistung im Resonator, bzw. die durch die Spiegel mit T_1 und T_2 ausgekoppelte Leistung P_{out} linear erhöht. Die Steigung dieser Geraden entspricht dem differentiellen Wirkungsgrad und ist ein Maß für die Effizienz eines Lasers. Der differentielle Wirkungsgrad ergibt sich für ideale Vier- und Quasi-Drei-Niveau-Laser zu:

$$\eta_s = \frac{dP_{\text{out}}}{dP_p} = \frac{\nu_L}{\nu_p} \cdot (\gamma_1 + \gamma_2) \cdot \frac{1}{2\gamma}. \quad (6.10)$$

Der differentielle Wirkungsgrad eines realen Systems ist allerdings aufgrund nicht idealer Bedingungen geringer. Beispielsweise liegt keine vollständige Absorption des eingestrahlten Pumplichtes aufgrund von Streuverlusten oder der Dotierungskonzentration der aktiven Ionen im

Kristall vor. Ein nicht idealer Überlapp von Pump- und Lasermode führt ebenfalls zu einer Reduktion der Effizienz. Unter Berücksichtigung dieser Effekte wird der differentielle Wirkungsgrad über

$$\eta_s = \eta_p \cdot \eta_{\text{abs}} \cdot \eta_c \cdot \eta_q \cdot \eta_t \quad (6.11)$$

verringert. Dabei ist η_p die bereits oben definierte Pumpeffizienz und η_{abs} gibt den Anteil absorbierter Leistung an. Die Auskoppelverluste und resonatorinternen Verluste werden über $\eta_c = (\gamma_1 + \gamma_2)/2\gamma$ berücksichtigt. Der Überlapp zwischen Pump und Lasermode wird über η_t angegeben und $\eta_q = v_L/v_p$ ist mit dem in Abschnitt 3.4 erwähnten Quantendefekt über $(1 - \eta_q)$ verknüpft. Da die übrigen Terme aus Gleichung 6.11 prinzipiell den Wert eins annehmen können, wird durch η_q der maximal erreichbare differentielle Wirkungsgrad bei fester Pump- und Laserwellenlänge vorgegeben.

Um hohe differentielle Wirkungsgrade zu erreichen, sollten nach Gleichung 6.11 bei hohen resonatorinternen Verlusten, wie sie im Falle der Wellenleiter vorliegen, hohe Spiegeltransmissionen gewählt werden.

Zusätzlich kann anhand von Gleichung 6.11 ein weiterer Vorteil von Wellenleiterlasern identifiziert werden. Aufgrund der Lichtführung von Pump- und Laserlicht im gleichen Volumen und über die gesamte Länge des Lasermediums ist ein hoher Überlapp der Moden gegeben und es kann $\eta_t \approx 1$ angenommen werden. Weiterhin kann die Wellenleiterlänge so angepasst werden, dass nahezu das gesamte eingekoppelte Pumplicht absorbiert wird, ohne dass Divergenz der Pumpmode innerhalb des aktiven Mediums auftritt. Es müssen allerdings Verluste aufgrund der Streuung des Pumplichtes berücksichtigt werden. Da jedoch der Anteil des gestreuten Pumplichts in den Experimenten unbekannt war, wird die Pumpeffizienz für die verwendeten Materialien zu $\eta_p = 1$ angenommen.

Die optisch-optische Effizienz der Wellenleiterlaser wird im Rahmen dieser Arbeit als der Quotient aus maximaler Ausgangs- und Pumpleistung definiert. Dabei wird die eingestrahlte Pumpleistung als diejenige Leistung definiert, welche direkt vor dem Kristall gemessen und mit den Verlusten aufgrund der Fresnel-Reflexion korrigiert wurde. Diese wird im Folgenden

$$P_{\text{incident}} = P_{\text{ein}} \cdot (1 - R_{\text{fresnel}}) \quad (6.12)$$

genannt. Dabei ist P_{ein} die gemessene Leistung. Bei zusätzlicher Berücksichtigung der Koppel-effizienz η_k wird die Pumpleistung als eingekoppelte Pumpleistung

$$P_{\text{launched}} = P_{\text{ein}} \cdot \eta_k \cdot (1 - R_{\text{fresnel}}) \quad (6.13)$$

bezeichnet.

6.1.3 Passive Güteschaltung

Wie oben beschrieben wird die Laserschwelle erreicht, sobald die Verluste durch die Verstärkung ausgeglichen werden. Nach Gleichung 6.1 ist dafür eine kritische Schwellinversion notwendig, die bei größeren Verlusten höher ist. Bei der Güteschaltung werden zusätzliche Verluste in den Resonator eingebracht, die Güte des Resonators also verringert. Dadurch wird eine Besetzungsinversion aufgebaut, die weit über der kritischen Schwellinversion N_c des Resonators ohne diese zusätzlichen Verluste liegt. Dies führt zur Speicherung von Energie im aktiven Medium.

Sofern die zusätzlichen Verluste schnell ausgeschaltet werden können, die Güte also wieder erhöht wird, wird diese Energie in Form eines Pulses abgegeben. Im Folgenden wird dieses Prinzip anhand der passiven Güteschaltung mit einem sättigbaren Absorber unter Anregung mit einem Dauerstrich-Pumplaser näher erläutert.

In Abb. 6.1 ist der zeitabhängige Verlauf der Besetzungsinversion N (a) der Verluste γ (b) und der Photonenzahl ϕ (c) für diesen Fall schematisch dargestellt [Sve98].

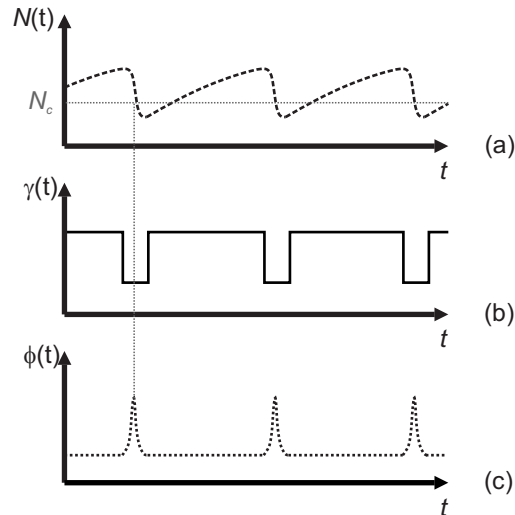


Abbildung 6.1: Zeitlicher Verlauf der Besetzungsinversion N (a), der Verluste γ (b) und der Photonenzahl ϕ (c) im Falle der Güteschaltung unter Anregung mit einem Dauerstrichlaser nach [Sve98].

Sobald die Schwellinversion inklusive der zusätzlichen Verluste überschritten wird, startet die Laseroszillation und der sättigbare Absorber bleicht sehr schnell aus, so dass die Verluste praktisch instantan reduziert werden (Abb. 6.1 (a) und (b)). Aufgrund der relativ geringen Sättigungsintensität von typischerweise zur Güteschaltung verwendeten Absorbern ist die Inversion nach dem Ausbleichen nahezu unverändert zur Inversion vor dem Ausbleichen. Der Laserresonator weist infolgedessen Verstärkung anstelle von Verlusten auf und ein Laserpuls wird emittiert, wodurch die Besetzungsinversion abnimmt. Die maximale Leistung bzw. Photonenzahl innerhalb des Pulses wird erreicht, sobald die kritische Schwellinversion des Laserresonators ohne zusätzliche Verluste erreicht wird. Dann sind die Verluste im Resonator höher als die Verstärkung und die Leistung bzw. Photonenzahl innerhalb des Pulses nimmt wieder ab (Abb. 6.1 (c)). Da nach Ende des Pulses keine Laserphotonen mehr im Resonator oszillieren, geht der sättigbare Absorber wieder in den Grundzustand über und die Resonatorverluste steigen an. Darauf beginnt der Prozess von neuem.

Bei passiv gütegeschalteten Systemen kann es vorkommen, dass die Pulse nicht wie oben dargestellt immer mit der gleichen Repetitionsrate emittiert werden und teilweise auch unterschiedliche Pulsspitzenleistung aufweisen. Es kommt also zu einem Jitter sowohl in der zeitlichen Abfolge als auch in der emittierten Leistung zwischen den einzelnen Pulsen innerhalb des Pulzuges. Dies resultiert zum einen daraus, dass unterschiedliche longitudinale Moden innerhalb des Resonators aufgrund des Spatial-Hole-Burnings im aktiven Medium trotz homogen verbreiteter Emissionslinien anschwingen können [Sve98]. Diese weisen jedoch unterschiedliche Laserschwelen auf. Aufgrund dieser unterschiedlichen Laserschwelen konkur-

rieren einzelne longitudinale Moden im gütegeschalteten Betrieb miteinander. Dies führt zu dem beschriebenen Jitter. Eine detaillierte Beschreibung dieser Effekte und Simulationsrechnungen können am Beispiel eines Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG Mikrochiplasers in [Don05] nachgeschlagen werden. Dieser Jitter kann unterdrückt werden, sofern der gütegeschaltete Laser nur eine longitudinale Mode emittiert [Che93].

Weiterhin ist es nicht möglich, den passiv gütegeschalteten Prozess anhand der einfachen Ratagleichungen für den Dauerstrichbetrieb eines Lasers zu beschreiben. Es wurde festgestellt, dass derartige Laser nur unter bestimmten experimentellen Rahmenbedingungen stabile Güteschaltung zeigen. Sofern aufgrund von Schwankungen des Pumplasers oder thermischen und mechanischen Instabilitäten des Laserresonators die experimentellen Bedingungen von diesen Bereichen stabiler Güteschaltung abweichen, zeigt der Laser chaotisches Verhalten, welches zu großen Jittern in der Pulsspitzenleistung und zeitlichen Abfolge der Pulse führt [Tan03].

6.2 Wellenleiterlaser basierend auf der fs-Laserstrukturierung, Stand der Forschung

Um die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse in den aktuellen Stand der Forschung einordnen zu können, wird ein Überblick über die bisher realisierten fs-Laser-geschriebenen Wellenleiterlaser gegeben. Es werden dabei sowohl Wellenleiterlaser in kristallinen Materialien als auch in Gläsern vorgestellt. Wie bereits in Abschnitt 2.2.3 findet dabei eine Unterteilung in Typ I bis Typ III Wellenleiterlaser statt. Typ IV Wellenleiterlaser wiesen bisher vergleichsweise moderate differentielle Wirkungsgrade und relativ geringe Ausgangsleistungen auf und werden im Folgenden nicht näher betrachtet [Jia12c, Jia12d].

6.2.1 Typ I Wellenleiterlaser

Der erste Wellenleiterlaser, der mit fs-Laserstrukturierung hergestellt wurde, war ein Typ I Wellenleiterlaser in Er:Yb-dotiertem Phosphatglas bei 1533,5 nm. Die Ausgangsleistung ist mit 1,7 mW bei 300 mW eingekoppelter Pumpleistung jedoch relativ gering. Die Laserschwelle liegt bei 240 mW und der differentielle Wirkungsgrad bei 2% [Tac04].

Material	η_s in %	P_{thr} in mW	P_{max} in mW	λ in nm	Pumpquelle (incident)	Literatur
Er,Yb:Phosphatglas	21	142	80	1535	Laserdiode	[Del07]
Er,Yb:Phosphatglas	-	639	0,37	1537	Laserdiode	[Mar08]
Er,Yb:Oxifluorid-Silikatglas	-	350	29	1550	Laserdiode	[Psa08]
Yb:Phosphatglas	17	116	100	1033	Laserdiode	[Ams09]
Tm:Fluorgermanatglas	6	80	32	1910	Ti:Saphir	[Fus11]
Yb:Bismuthglas	79	35	163	1030/ 1035	Ti:Saphir	[Mar12]

Tabelle 6.1: Typ I fs-Laser-geschriebene Wellenleiterlaser.

In Tabelle 6.1 sind die Lasereigenschaften weiterer Typ I Wellenleiterlaser zusammengefasst. Dabei gibt P_{\max} die maximal erzielte Ausgangsleistung an. Die Daten sind aufsteigend nach dem Jahr der Veröffentlichung sortiert.

Typ I Wellenleiterlaser wurden bisher ausschließlich in unterschiedlichen Selten-Erd dotierten Gläsern realisiert. Es konnten Emissionswellenlängen um 1 μm , 1,5 μm und 2 μm demonstriert werden. Auch ein monolithischer Wellenleiterlaser in Er,Yb:Phosphatglas mit integriertem fs-Laser-geschriebenem Bragg-Gitter wurde hergestellt, wobei die maximale Ausgangsleistung auf 0,37 mW begrenzt war. Die höchste Effizienz und Ausgangsleistung wurden kürzlich mit einem Yb:Bismuthglas Wellenleiterlaser erzielt.

Weiterhin wurden in Er,Yb:Phosphatglas und Er:Bismuthglass modengekoppelte Wellenleiterlaser mit 0,1 mW Ausgangsleistung bei einer Pulsdauer von etwa 1,6 ps bzw. 1,25 mW Ausgangsleistung bei 320 fs Pulsdauer realisiert [Del06, Bee10]. Auch Wellenleiterlaser, die auf zwei Wellenlängen gleichzeitig emittierten, wurden demonstriert [Ams12]. Diese sind nicht in der Tabelle aufgeführt.

6.2.2 Typ II Wellenleiterlaser

Der erste Typ II Wellenleiterlaser wurde in einer Nd:YAG Keramik hergestellt und wies mit 60% differentielltem Wirkungsgrad eine im Vergleich zu den bis zu diesem Zeitpunkt realisierten Wellenleiterlasern in Glas hohe Effizienz auf [Tor08]. In Tabelle 6.2 sind die Eigenschaften dieses und weiterer Typ II Wellenleiterlaser basierend auf unterschiedlichen Materialien dargestellt.

Material	η_s in %	P_{thr} in mW	P_{\max} in mW	λ in nm	Pumpquelle	Literatur
Nd:YAG Keramik	60	68	80	1064	Ti:Saphir (l)	[Tor08]
Yb:KGd(WO ₄) ₂	9	111	18,6	1036	Laserdiode (a)	[Bai09]
Yb:KY(WO ₄) ₂	-	77	8,2	1037	Laserdiode (a)	[Bai09]
Nd:YAG	23	156	25,5	1064	Ti:Saphir (l)	[Sie09]
Nd:YVO ₄	39	15	9,5	1064	Ti:Saphir (a)	[Tan10a]
Nd:GdVO ₄	70	52	256	1064	Ti:Saphir (a)	[Tan10b]
Nd:YAG	59	63	1290	1064	Ti:Saphir (l)	[Cal10]
Yb:YAG	75	245	765	1030	Ti:Saphir (l)	[Sie10b]
Nd:GGG	25	29	11	1061	Ti:Saphir (a)	[Zha11]
Nd:YVO ₄	16	180	49,4	1064	Ti:Saphir (a)	[Tan11]
	2	210	5	1342		
Nd:YAB	-	-	14	1064	Ti:Saphir	[Don11a]
	-	-	0,032	532		
Nd:LuVO ₄	14	98	31	1066	Ti:Saphir (a)	[Ren12b]
Ti:Saphir	24	84	143	798	SHG-Nd:YVO ₄ (a)	[Gri12]
				700 - 870		

Tabelle 6.2: Typ II fs-Laser-geschriebene Wellenleiterlaser (i = incident, l = launched, a = absorbiert).

Wie bereits in Abschnitt 2.2.3 beschrieben, wurden Typ II Wellenleiter hauptsächlich in kristallinen Materialien hergestellt. Somit basieren bisher auch alle Typ II Wellenleiterlaser auf kristallinen Materialien. In den meisten Fällen wurden Ytterbium oder Neodym dotierte Kristalle oder Keramiken eingesetzt, so dass die Wellenleiterlaser eine Emissionswellenlänge von etwa 1,03 μm bzw. 1,06 μm aufweisen. Eine Wellenlänge von 1342 nm wurde mit einem Nd:YVO₄ Wellenleiterlaser erzielt, welcher gleichzeitig bei 1064 nm oszillierte. Eine Wellenlänge von 700 nm wurde in einem durchstimmbaren Ti:Saphir Wellenleiterlaser realisiert, welcher mit einem frequenzverdoppelten Festkörperlaser bei 532 nm gepumpt wurde. Kürzere Wellenlängen (532 nm) als 700 nm wurden bisher nur durch Selbstfrequenzverdopplung in einem Nd:YAB Wellenleiterlaser bzw. durch Frequenzverdopplung in einem Nd:YVO₄ + KTP Hybridsystem [Don11b] mit sehr niedriger Ausgangsleistung und Effizienz realisiert.

Die höchste Ausgangsleistung von 1,3 W und der höchste differentielle Wirkungsgrad von 75% aller fs-Laser-geschriebenen Typ II Wellenleiterlaser resultierten aus früheren Arbeiten mit Nd:YAG bzw. Yb:YAG Wellenleitern, die mit Positioniersystem 1 geschrieben wurden.

Im Vergleich zu Typ I Wellenleiterlasern sind die Ausgangsleistungen und Effizienzen der meisten kristallinen Laser aus Tabelle 6.2 wesentlich höher. Es muss allerdings angemerkt werden, dass in vielen Fällen der Typ I Wellenleiterlaser Laserdioden als Pumpquelle verwendet wurden. Im Gegensatz dazu wurden die meisten der gezeigten Typ II Wellenleiterlaser mit einem Ti:Saphir-Laser gepumpt. Die Pumpleistung zur Bestimmung der Lasercharakteristika für unterschiedliche Experimente ist unterschiedlich definiert (P_{incident} , P_{launched} , $P_{\text{absorbiert}}$). Daher kann kein direkter Vergleich gezogen werden. Diodengepumpte Typ II Wellenleiterlaser weisen bisher niedrige Effizienzen und Ausgangsleistungen auf, jedoch werden neue Ergebnisse zu derartigen Systemen im Rahmen dieser Arbeit vorgestellt.

6.2.3 Typ III Wellenleiterlaser

Okhrimchuk et al. demonstrierten 2005 erstmalig Laseroszillation in einem fs-Laser-geschriebenen kristallinen Wellenleiterlaser in Nd:YAG [Okh05]. In diesem Fall wurde

Material	η_s in %	P_{thr} in mW	P_{max} in mW	λ in nm	Pumpquelle	Literatur
Nd:YAG	11	30	160	1064	Laserdiode (a)	[Okh05]
Tm:ZBLAN	50	-	47	1880	Laserdiode (a)	[Lan11]
Nd:YVO ₄	65	138	335	1064	Ti:Saphir (a)	[Jia12a]
Nd:YAG Keramik	44	160	181	1064	Ti:Saphir (a)	[Liu12]
Nd:YAG	23	-	180	1064	Laserdiode (-)	[Okh12]
Tm:YAG Keramik	27	312	93	1985	Ti:Saphir (i)	[Ren12a]
Ho,Tm:ZBLAN	20	20	76	2052	Ti:Saphir (a)	[Lan12a]
Tm:ZBLAN	67	12	205	1890	Ti:Saphir (a)	[Lan12b]
Pr:LiYF ₄	6	360	25	604	Laserdiode (i)	[Mül12]
	2	234	12	720		

Tabelle 6.3: Typ III fs-Laser-geschriebene Wellenleiterlaser (i = incident, l = launched, a = absorbiert).

eine Typ III Konfiguration gewählt, um den Wellenleiterquerschnitt an das Modenprofil eines Laserdiodenbarrens anzupassen. Weitere Typ III Wellenleiterlaser wurden sowohl in Gläsern, als auch in kristallinen Materialien realisiert und sind in Tabelle 6.3 zusammengefasst.

Aufgrund der größeren Kerndurchmesser einiger dieser Wellenleiter ist die Einkopplung von multimode-Laserdioden als Pumpquellen mit höherer Effizienz möglich. Die diodengepumpten Varianten der Typ III Nd:YAG Wellenleiterlaser weisen jedoch relativ geringe Effizienzen auf. Sehr gute Ergebnisse ergaben sich allerdings sowohl für dioden- als auch Ti:Saphir-Lasergepumpte Typ III Tm:ZBLAN Wellenleiterlaser, die bei ca. 2 μm Wellenlänge emittieren. Im Ti:Saphir-Laser gepumpten Fall wurde zusätzlich Güteschaltung des Tm:ZBLAN Wellenleiterlasers demonstriert. Mit einem Typ III Pr:LiYF₄ Wellenleiterlaser wurde Laseremission im sichtbaren Spektralbereich erzielt.

6.3 Yb:YAG Wellenleiterlaser

Im Rahmen dieser Arbeit wurden unterschiedliche Yb:YAG Wellenleiterlaser durch die fs-Laserstrukturierung hergestellt und charakterisiert. Dabei erfolgte die Untersuchung eines Wellenleiterlasers, der im Rahmen der Arbeit von Siebenmorgen mit Positioniersystem 1 hergestellt wurde [Sie10a], bei Anregung mit unterschiedlichen Pumplichtquellen. Der verwendete prinzipielle Versuchsaufbau wird im ersten Abschnitt beschrieben. Im zweiten Abschnitt werden die Ergebnisse, welche unter Verwendung eines optisch gepumpten Halbleiterlasers, einer monomode-Laserdiode oder einer Trapezlaserdiode als Pumpquelle erreicht wurden, vorgestellt und jeweils mit den Ergebnissen, die unter Verwendung eines Ti:Saphir-Lasers als Pumpquelle erzielt wurden, verglichen. In einem weiteren Experiment wurde Laseroszillation im Yb:YAG Volumenkristall ohne die Verwendung von Resonatorspiegeln realisiert. Die Eigenschaften dieses Lasers werden diskutiert.

Die Lasereigenschaften der Yb:YAG Wellenleiter, die mit überlagerter Sinusoszillation hergestellt wurden, werden im dritten Abschnitt vorgestellt. Dabei wurde wiederum ein Ti:Saphir-Laser als Pumpquelle verwendet.

Der letzte Abschnitt beinhaltet die Charakterisierung der Wellenleiterlaser in der Yb:YAG Keramik. Die Ergebnisse werden mit den Wellenleiterlasern in den kristallinen Yb:YAG Proben verglichen und Unterschiede diskutiert.

6.3.1 Versuchsaufbau

Der prinzipielle Versuchsaufbau zur Durchführung der Laserexperimente ist in Abb. 6.2 schematisch dargestellt. Zur Lichteinkopplung wurden für die verschiedenen Experimente unterschiedliche Einkoppeloptiken verwendet, um die jeweilige Pumpplasmode an die Wellenleitermode anzupassen.

Für die Laserexperimente wurde die auf die Eingangsfacette des Wellenleiters einfallende Pumpleistung P_{incident} über die Kombination aus $\lambda/2$ -Plättchen und optischer Diode variiert. Die optische Diode verhinderte gleichzeitig die Rückkopplung von reflektiertem Pumplicht bzw. von Licht des Wellenleiterlasers in die Pumpquelle. Ein weiteres $\lambda/2$ -Plättchen diente zur Kontrolle der Polarisationsrichtung der einfallenden Pumpstrahlung, so dass eine Polarisationsrichtung entsprechend $\vec{E} \parallel y$ eingestellt werden konnte (siehe dazu Kapitel 5).

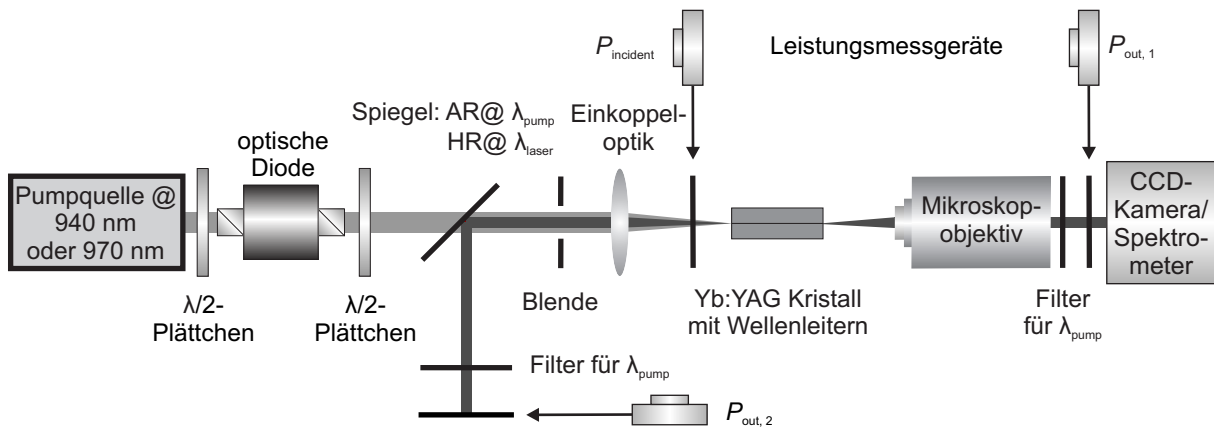


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung des prinzipiellen Versuchsaufbaus für die Yb:YAG Wellenleiterlaserexperimente.

Aufgrund der in Abschnitt 6.1 erwähnten Vorteile von Wellenleiterlasern wird trotz der relativ hohen Streuverluste genügend Verstärkung im Wellenleiter erzeugt, um Laseroszillation nur aufgrund der Rückkopplung durch die Fresnel-Reflexion an den Endflächen der Wellenleiter zu ermöglichen. Zusätzliche Spiegel oder Spiegelschichten auf den Wellenleiterendflächen sind daher nicht notwendig. Der Wellenleiterlaser emittiert folglich zu beiden Richtungen des Kristalls und der Gesamtauskoppelverlust beträgt nach den Gleichungen 6.4, 6.5, und 5.7 $\gamma_{OC} = \gamma_1 + \gamma_2 = 4,96$. Dies entspricht einem Auskoppelgrad von $T_{OC} = 99\%$.

Das auf der Rückseite der Wellenleiter emittierte Laserlicht wurde mit einem Mikroskopobjektiv (Newport Nachet $40\times$, $NA = 0,60$) aufgesammelt und die Ausgangsleistung $P_{out,1}$ aufgenommen, nachdem verbleibendes Pumplicht herausgefiltert wurde. Zusätzlich wurde das Nahfeld der Lasermode mit einer CCD-Kamera (Pieper FK-7512-IQ oder DAT-WinCamD-UCD15) und das Spektrum der Laseremission mit einem Spektrometer (Bruker Equinox 55) aufgenommen. Das Laserlicht, welches auf der Einkopplenseite emittiert wurde, konnte mit einem dichroitischen Spiegel, antireflektierend (AR) bei der Pumpwellenlänge und hochreflektierend (HR) bei der Laserwellenlänge, vom Pumplicht getrennt werden. Ein weiterer Filter sorgt dafür, dass die Messung von $P_{out,2}$ nicht durch Pumplicht verfälscht wird, welches von der Endfläche des Kristalls reflektiert wird.

In einigen Wellenleiterlasern unterscheiden sich die Leistungen $P_{out,1}$ und $P_{out,2}$ (siehe dazu [Sie10a]). In den folgenden Leistungscharakteristiken der Wellenleiterlaser wird dennoch stets nur die kombinierte Ausgangsleistung $P_{out} = P_{out,1} + P_{out,2}$ gegen die eingestrahlte bzw. eingekoppelte Pumpleistung aufgetragen.

In den im Folgenden beschriebenen Laserexperimenten wurde unter anderem eine linear polarisierte monomode-Laserdiode (axcel photonics M9-940-0300) als Pumpquelle verwendet. Die maximale Ausgangsleistung beträgt 330 mW bei einer Wellenlänge von 939 nm, wobei aufgrund der Verluste an den übrigen optischen Elementen des Versuchsaufbaus eine maximale einfallende Pumpleistung von $P_{incident} = 266$ mW zur Verfügung stand. Zur Pumplichteinkopplung in den Wellenleiter wurde in diesem Fall ein $10\times$ Mikroskopobjektiv ($NA = 0,22$) verwendet. Die Apertur des Mikroskopobjektivs wurde allerdings nicht vollständig ausgeleuchtet, so dass die effektive NA geringer war.

Als weitere Pumpquelle wurde eine ebenfalls linear polarisierte Trapezlaserdiode verwendet,

die eine Ausgangsleistung von bis zu 12 W bei einer Wellenlänge von 970,5 nm emittiert. Die einfallende Pumpleistung wurde in den Laserexperimenten jedoch auf 5,5 W begrenzt, um eine Zerstörung der Wellenleiterendflächen zu vermeiden. Aufgrund der Verluste an den optischen Elementen wurde die Laserdiode somit bei 7,7 W Ausgangsleistung betrieben, um diese einfallende Pumpleistung zu erreichen. Bei dieser Ausgangsleistung beinhaltet die zentrale Mode mit einem $M^2 = 1,1$ über 80% der Leistung. Als Einkoppeloptik wurde eine asphärische Linse mit einer Brennweite von 18,4 mm verwendet. Weitere Details zur Funktionsweise von Trapezlaserdioden, die hohe Strahlqualität bei geringer Emissionsbandbreite aufweisen, können in [Fie08] nachgeschlagen werden.

Die dritte auf Halbleitertechnologie basierende Pumpquelle war ein optisch gepumpter Halbleiterlaser (Englisch: Optically Pumped Semiconductor Laser, OPS-Laser) mit ebenfalls guter Strahlqualität ($M^2 \approx 2$). Dieser ist im Wellenlängenbereich zwischen 960 nm und 981 nm mit einer Ausgangsleistung von über 5 W durchstimmbare, wobei die maximale Ausgangsleistung etwa 10,5 W bei 970 nm beträgt. Bei den hier gezeigten Untersuchungen, welche zeitlich vor den Experimenten mit der Trapezlaserdiode durchgeführt wurden, wurde P_{incident} jedoch auf 3,7 W begrenzt. Die einfallende linear polarisierte Pumpstrahlung wurde nicht wie in den vorherigen Fällen über die Kombination aus $\lambda/2$ -Plättchen und optischer Diode variiert, sondern über die Stromzufuhr der Pumpdiode des OPS-Lasers geregelt. Zur Lichteinkopplung wurde eine Linse mit $f = 25$ mm verwendet.

Aufgrund der sehr guten möglichen Strahlqualität von Festkörperlasern können mit einem durchstimmbaren Ti:Saphir-Laser als Pumpquelle sehr hohe Einkoppeleffizienzen in die Wellenleiter erreicht werden. Bei entsprechender Anpassung der Wellenlänge und des Modenprofils des Ti:Saphir-Lasers an die Eigenschaften des Wellenleiters kann mit dieser Pumpquelle theoretisch die höchstmögliche Effizienz der Wellenleiterlaser erzielt werden. Daher werden die Ergebnisse der Ti:Saphir-Laser-gepumpten Wellenleiterlaser mit den Resultaten bei Anregung mit den oben diskutierten Pumpquellen verglichen. Zum Einsatz als Pumpquelle für integrierte aktive optische Bauelemente eignet sich ein Ti:Saphir-Laser aufgrund hoher Anschaffungskosten und aufgrund der Komplexität des Lasers allerdings nicht. Für die Wellenleiterlaserexperimente standen mit dieser Pumpquelle über 1,2 W einfallender Pumpleistung bei 970 nm, über 1,6 W bei 940 nm und mehr als 1,7 W bei 808 nm zur Verfügung. Das Pumplicht wurde mit der gleichen Optik wie im Falle des OPS-Lasers eingekoppelt.

6.3.2 Yb:YAG Wellenleiterlaser unter Anregung mit verschiedenen Pumpquellen

In den hier gezeigten Wellenleiterlaserexperimenten wurde ein Doppelspurwellenleiter untersucht, der mit $E_p = 1 \mu\text{J}$, $v = 10 \mu\text{m/s}$, $NA = 0,59$ und $d = 26 \mu\text{m}$ mit Positioniersystem 1 in Yb(7%):YAG geschrieben wurde [Sie10a]. Diese Struktur ist in Abb. 4.4 (a) dargestellt. Die Länge des Wellenleiters nach der Politur betrug 9,25 mm. Das emittierte Laserlicht war in allen Fällen wie erwartet linear mit $\vec{E} \parallel y$ polarisiert.

Ti:Saphir-Laser

In Abb. 6.3 (a) ist die Ausgangsleistung dieses Wellenleiterlasers gegen die eingestrahelte Pumpleistung des Ti:Saphir-Lasers bei einer Wellenlänge von 940 nm aufgetragen. Es wurde eine

maximale Ausgangsleistung von 751 mW bei 1,33 W eingestrahelter Pumpleistung erreicht. Dies entspricht einem optisch-optischen Wirkungsgrad von 57%. Für den differentiellen Wirkungsgrad ergab sich ein Wert von 68% und die Laserschwelle lag bei 177 mW. In Abb. 6.3 (a) ist zusätzlich das Modenprofil des Wellenleiterlasers bei einer eingestrahlenen Pumpleistung von 358 mW gezeigt. Nichtlineare Kurvenanpassungen an die Intensitätsverteilungen entlang des Querschnittes in x - und y -Richtung zeigen, dass es sich um ein nahezu gaußförmiges Modenprofil mit Durchmessern von $2w_x = 14,8 \mu\text{m}$ und $2w_y = 17,7 \mu\text{m}$ handelt.

Diese Ergebnisse sind vergleichbar zu den Daten aus [Sie10a] für einen ähnlichen Wellenleiterlaser in demselben Kristall.

Monomode-Laserdiode

In Abb. 6.3 (b) ist die Ausgangsleistung des Wellenleiterlasers gegen die eingestrahelte Pumpleistung der monomode-Laserdiode aufgetragen. Die entsprechenden Datenpunkte sind als rote Kreise dargestellt. Zum Vergleich ist die Leistungscharakteristik aus Abb. 6.3 (a) im Bereich der Laserschwelle bei Verwendung des Ti:Saphir-Lasers als Pumpquelle dargestellt (schwarze Quadrate). Für beide Pumpquellen wurde auf der Rückseite des Wellenleiterlasers nahezu keine verbliebende Pumpstrahlung detektiert. Daher kann davon ausgegangen werden, dass unter Berücksichtigung der Einkoppel- und Streuverluste die gesamte eingestrahelte Pumpleistung absorbiert wurde.

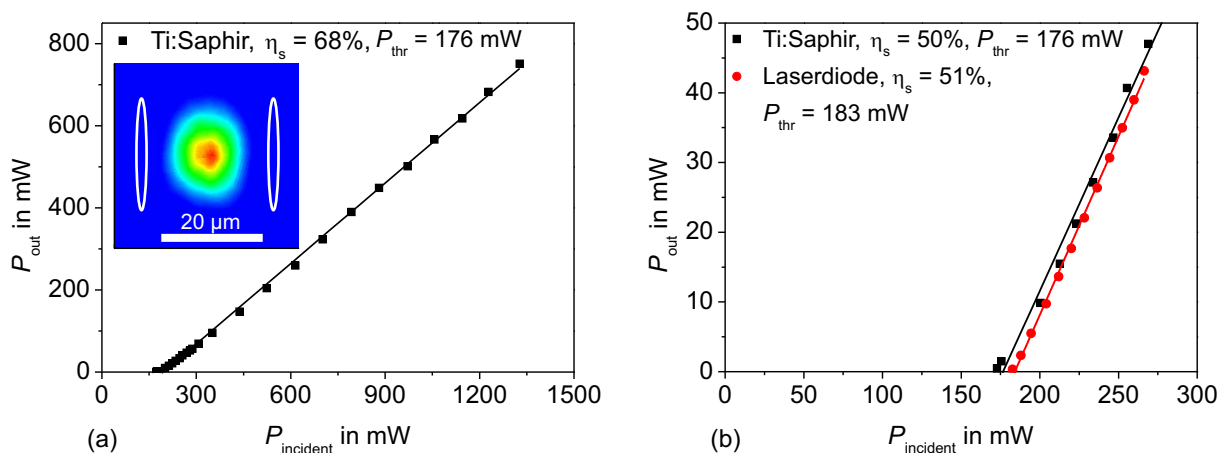


Abbildung 6.3: Gesamtausgangsleistung in Abhängigkeit der eingestrahelten Pumpleistung eines Yb:YAG Wellenleiterlasers. Ti:Saphir-Laser als Pumpquelle mit P_{incident} von bis zu 1,33 W. Zusätzlich ist das Modenprofil des Wellenleiterlasers bei $P_{\text{incident}} = 358 \text{ mW}$ gezeigt (a). Monomode-Laserdiode als Pumpquelle (rote Kreise) und Ti:Saphir-Laser als Pumpquelle mit P_{incident} im Bereich der Laserschwelle des Wellenleiterlasers (schwarze Quadrate) (b).

Mit der monomode-Laserdiode konnte eine maximale Ausgangsleistung von 43 mW bei einer eingestrahlenen Pumpleistung von 266 mW erreicht werden. Die Laserschwelle lag bei 183 mW. Der differentielle Wirkungsgrad wurde zu 51% bestimmt, wobei die optisch-optische Effizienz mit 16% relativ niedrig war, da der Laser aufgrund limitierter Pumpleistung relativ nahe an der Laserschwelle betrieben wurde.

Die Leistungscharakteristik des Wellenleiterlasers bei der Verwendung eines Ti:Saphir-Pump lasers zeigt in diesem Bereich der eingestrahlenen Pumpleistung nahezu das gleiche

Verhalten. Sowohl die Laserschwelle ($P_{\text{thr}} = 176 \text{ mW}$) als auch der differentielle Wirkungsgrad ($\eta_s = 50\%$) weisen im Rahmen der Messgenauigkeit² nahezu gleiche Werte auf. Dies zeigt, dass beide Pumpquellen mit gleicher Effizienz in den Wellenleiter eingekoppelt werden können.

Daher lässt die in Abb. 6.3 (a) dargestellte Leistungscharakteristik, gemessen über den gesamten Pumpleistungsbereich des Ti:Saphir-Lasers von bis zu 1,33 W, die Vermutung zu, dass auch mit Anregung durch monomode-Laserdioden höhere differentielle Wirkungsgrade erzielt werden können, sofern höhere Pumpleistungen zur Verfügung stehen.

Die maximale Ausgangsleistung des Wellenleiterlasers und die optisch-optische Effizienz in der Pumpkonfiguration mit der monomode-Laserdiode könnte bei gleicher Pumpleistung erhöht werden, indem der Auskoppelgrad durch Verwendung von direkt an den Wellenleiter angebrachten Spiegeln oder dielektrischen Spiegelschichten optimiert wird. Diese Methode wurde für einen diodengepumpten Yb:Bismuthglas Wellenleiterlaser aus [Mar12] angewendet. Die fasergekoppelte monomode-Laserdiode ermöglichte in diesem Fall eine hohe Koppeffizienz und die Optimierung des Auskoppelgrades führte zu dem höchsten bisher demonstrierten differentielle Wirkungsgrad von 79% für fs-Laser geschriebene Wellenleiterlaser. Weiterhin wurde eine Ausgangsleistung von 163 mW bei 265 mW eingestrahelter Pumpleistung erzielt (vgl. Tabelle 6.1). Für einen Auskoppelgrad von 89% lag die maximale Ausgangsleistung in diesem Fall allerdings auch nur bei ca. 45 mW und ist damit vergleichbar zu der hier erzielten Leistung unter Verwendung einer Pumpdiode mit sehr ähnlicher maximaler Leistung. Zusätzlich wurde in [Mar12] ebenfalls eine geringere Steigung der Kurve für Pumpleistungen nahe der Laserschwelle beobachtet.

OPS-Laser

Die Wellenlänge des OPS-Lasers wurde auf 969 nm eingestellt. Bei dieser Wellenlänge weist Yb:YAG ein weiteres Absorptionsmaximum auf, so dass auch in diesem Fall nahezu keine verbliebene Pumpstrahlung auf der Rückseite detektiert werden konnte. Die entsprechende Leistungscharakteristik des Yb:YAG Wellenleiterlasers unter Anregung mit dieser Pumpquelle ist in Abb. 6.4 dargestellt (blaue Dreiecke).

Zum Vergleich ist wiederum die Ausgangsleistung in Abhängigkeit der eingestrahelten Pumpleistung unter Anregung mit dem Ti:Saphir-Laser eingezeichnet (schwarze Quadrate), wobei in diesem Fall die Wellenlänge auch auf 969 nm eingestellt wurde.

Die Kurve des Ti:Saphir gepumpten Falls zeigt nahezu den gleichen Verlauf wie bei Anregung mit 940 nm (Abb. 6.3 (a)). Der differentielle Wirkungsgrad und die Laserschwelle weisen im Rahmen der Messgenauigkeit die gleichen Werte auf wie zuvor.

Die Steigung der Kurve für den Fall der Anregung mit dem OPS-Laser ist im Vergleich zu den Experimenten, bei denen der Ti:Saphir-Laser als Pumpquelle verwendet wurde, geringer. Der differentielle Wirkungsgrad liegt bei 51% und die Laserschwelle ist mit 197 mW geringfügig höher. Dies verdeutlicht, dass das Licht dieser Pumpquelle mit geringerer Effizienz in den Wellenleiter eingekoppelt werden kann. Allerdings konnten 1,76 W Ausgangsleistung des Wellenleiterlasers bei 3,7 W eingestrahelter Pumpleistung erzielt werden. Aufgrund dieser hohen Ausgangsleistung, welche die bisher höchste Ausgangsleistung für fs-Laser geschriebene Wellenleiterlaser ist, liegt der optisch-optische Wirkungsgrad bei 48%.

²Der relative Fehler der Leistungsmessung wird zu $\pm 5\%$ aufgrund der Genauigkeit des Leistungsmessgeräts angenommen.

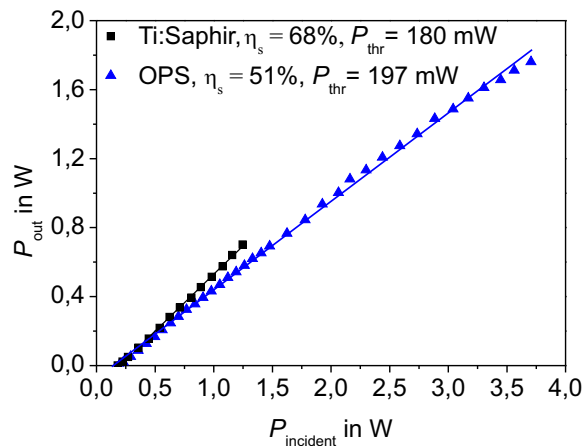


Abbildung 6.4: Gesamtausgangsleistung in Abhängigkeit der eingestrahnten Pumpleistung eines Yb:YAG Wellenleiterlasers. OPS-Laser als Pumpquelle (blaue Dreiecke) und Ti:Saphir-Laser als Pumpquelle (schwarze Quadrate).

Für Pumpleistungen über 2,3 W kann beobachtet werden, dass die Kurve nicht mehr linear ansteigt. Dieses geringe Überrollen kann nicht anhand von thermischen Effekten erklärt werden, da in den Experimenten unter Anregung mit der Trapezlaserdiode, die im Folgenden beschrieben werden, bis zu einer Pumpleistung von 5,5 W keinerlei Überrollen beobachtet wurde. Vielmehr ist davon auszugehen, dass die Strahlqualität des OPS-Lasers mit zunehmender Ausgangsleistung abnimmt, da die eingestrahlte Pumpleistung über die Leistung der Pumpdiode des OPS-Laser geregelt wurde. Daraus resultiert, dass bei höherer Leistung ein geringerer Anteil der einfallenden Pumpleistung eingekoppelt werden kann. Folglich wird die Effizienz reduziert.

Trapezlaserdiode

Die Leistungscharakteristik des Wellenleiterlasers bei Anregung mit der oben beschriebenen Trapezlaserdiode ist in Abb. 6.5 dargestellt (grüne ungefüllte Rauten). Zum Vergleich ist wiederum die Kurve bei Anregung mit dem Ti:Saphir-Laser bei 969 nm (schwarze Quadrate) eingezeichnet.

Mit der Trapezlaserdiode konnte die maximale Ausgangsleistung des Wellenleiterlasers auf 2,35 W bei 5,5 W einfallender Pumpleistung gesteigert werden, wodurch die Ausgangsleistung des OPS-Laser gepumpten Falls sogar noch um einen Faktor 1,3 übertroffen wurde. Die Laserschwelle ist mit 0,32 W einfallender Pumpleistung jedoch höher und der differentielle Wirkungsgrad mit 45% niedriger als in den zuvor gezeigten Experimenten, wobei dennoch eine optisch-optische Effizienz von 43% erreicht wurde. Insbesondere der Vergleich zur Anregung mit dem Ti:Saphir-Laser macht deutlich, dass nicht die gesamte Ausgangsleistung der Trapezlaserdiode in den Wellenleiter eingekoppelt werden kann.

Um eine obere Grenze der Koppel-effizienz abzuschätzen, wurde eine Blende vor der Einkoppellinse positioniert (siehe Abb. 6.2) und die Blendenöffnung dann bis kurz vor den Durchmesser verkleinert, bei dem eine Änderung der Ausgangsleistung festgestellt wurde. Mit diesem Aufbau wurden die Nebenmaxima des Modenprofils der Trapezlaserdiode herausgefiltert. Die einfallende Pumpleistung wurde dadurch um 31% reduziert, ohne jedoch die Ausgangsleistung des Wellenleiterlasers zu verringern. Folglich können nicht mehr als 69% der Leistung der Trapezlaserdiode mit diesem Versuchsaufbau in den Wellenleiter eingekoppelt werden.

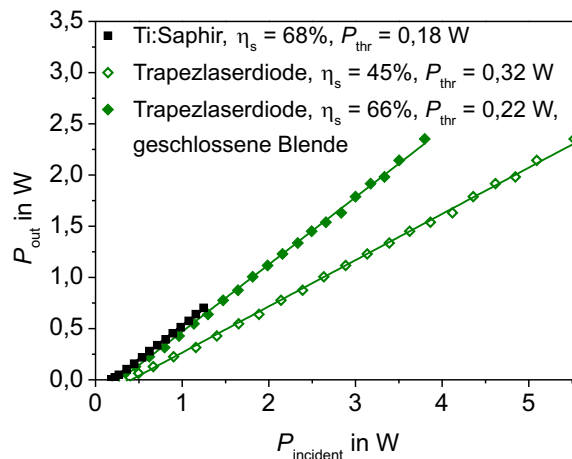


Abbildung 6.5: Gesamtausgangsleistung in Abhängigkeit der eingestrahlenen Pumpleistung eines Yb:YAG Wellenleiterlasers. Trapezlaserdiode als Pumpquelle mit offener Blende vor der Einkoppellinse (grüne ungefüllte Rauten), geschlossener Blende (grüne ausgefüllte Rauten) und Ti:Saphir-Laser als Pumpquelle (schwarze Quadrate).

Die angepasste Lasercharakteristik mit den entsprechend geringeren Werten einfallender Pumpleistung bei geschlossener Blende ist in Abb. 6.5 mit ausgefüllten grünen Rauten dargestellt. Der differentielle Wirkungsgrad steigt auf 66% und die Laserschwelle liegt bei 220 mW. Diese korrigierten Werte liegen leicht unter bzw. über den Werten, die im Ti:Saphir-Laser gepumpten Fall gemessen wurden (schwarze Quadrate in Abb. 6.5). Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass die Wellenlänge der Trapezlaserdiode mit 970,5 nm nicht für Yb:YAG optimiert ist, da in diesem Fall das Absorptionsmaximum der Nullphononenlinie bei 968,8 nm liegt. Bei 970,5 nm ist der Absorptionswirkungsquerschnitt um einen Faktor 2,9 niedriger als bei 968,8 nm [Krä08]. Anhand einer Messung der verbleibenden Pumpleistung nach Transmission durch den Wellenleiter wurde festgestellt, dass nicht mehr als 95% der einfallenden Pumpleistung absorbiert wurde. Wird diese geringere Absorption berücksichtigt ergibt sich mit den zusätzlich um die Absorption korrigierten Werten für die einfallende Pumpleistung der gleiche differentielle Wirkungsgrad, wie im Falle der Anregung mit dem Ti:Saphir-Laser. Daraus kann der Rückschluss gezogen werden, dass mindestens 70% der einfallenden Pumpleistung der Trapezlaserdiode mit der gleichen Effizienz in den Wellenleiter eingekoppelt werden können, wie das Licht eines Ti:Saphir-Lasers.

In dieser Pumpkonfiguration wurde ebenfalls die Strahlqualität des Wellenleiterlasers gemessen. Der Wellenleiterlaser weist mit $M^2 < 1,3$ eine gute Strahlqualität bei maximaler Ausgangsleistung auf.

Yb:YAG Volumenkristalllaser mit $T_{OC} = 99\%$

In einem weiteren Experiment wurde die Laserstrahlung der Trapezlaserdiode nicht in einen der Wellenleiter eingekoppelt, sondern in Bereiche des Kristalls fokussiert, die ca. 1 mm in y-Richtung von den Wellenleitern entfernt liegen. In diesem Fall konnte ebenfalls Laseroszillation des Yb:YAG Kristalls ohne die Verwendung von zusätzlichen Spiegeln oder Spiegelschichten ($T_{OC} = 99\%$) beobachtet werden. Die Verstärkung reichte auch hier aus, um die hohen Auskoppelverluste zu kompensieren. Die entsprechende Leistungscharakteristik ist in Abb. 6.6 (a) dargestellt.

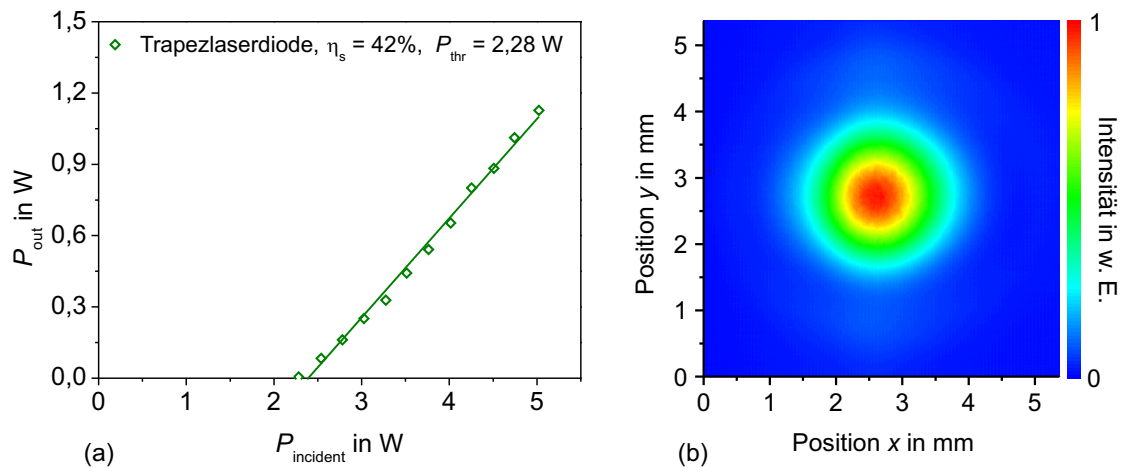


Abbildung 6.6: Gesamtausgangsleistung in Abhängigkeit der eingestrahnten Pumpleistung eines Yb:YAG Volumenkristalllasers mit $T_{\text{OC}} = 99\%$. Trapezlaserdiode als Pumpquelle mit offener Blende vor der Einkoppellinse (a). Modenprofil des Lasers, aufgenommen ohne Mikroskopobjektiv zur Bestimmung der Divergenz (b).

Die Laserschwelle liegt bei 2,28 W eingestrahelter Pumpleistung und damit wesentlich höher als im Fall der Wellenleiterlaser und es wurde eine maximale Ausgangsleistung von 1,13 W bei 5,02 W Pumpleistung erreicht. Der differentielle Wirkungsgrad beträgt 42%.

Zusätzlich wurden Relaxationsoszillationen des Lasers gemessen und die Linienbreite zu 0,3 nm bestimmt. Dies zeigt in Kombination mit dem Auftreten einer Laserschwelle, dass es sich bei dem emittierten Licht um Laserstrahlung und nicht um verstärkte spontane Emission (Englisch: Amplified Spontaneous Emission, ASE) handelt. ASE würde diese Eigenschaften nicht aufweisen.

Da der Resonator von den planparallel polierten Endflächen des Kristalls gebildet wird, kann seine Stabilität nur durch das Auftreten zusätzlicher Effekte erklärt werden. Es wurde abgeschätzt, dass die beobachtete Divergenz der Laseremission, welche anhand des Durchmessers des Modenprofils (Abb. 6.6 (b)) in mehreren Abständen zum Kristall mit einem Aufbau, ähnlich zu Abb.5.8, gemessen wurde, durch einen Krümmungsradius der Einkoppelfacette von 40 mm erreicht würde. Eine solche Krümmung könnte durch die Ausbildung einer thermischen Linse oder ungenaue Politur erklärt werden. Es kann allerdings vermutet werden, dass zusätzliche Effekte wie Gain Guiding [Sal92] zur Stabilität des Resonators beitragen. Für ein vollständiges Verständnis des beobachteten Verhaltens sind weitere Untersuchungen notwendig.

Laseroszillation in Volumenkristalllasern, die nur aufgrund der Reflexion an den Endflächen des aktiven Mediums möglich war, wurden beispielsweise in Nd:YAG bereits 1967 und in Nd:YAB beobachtet [Smi67, Bre99] und ist auch als parasitärer Prozess bekannt [Rut01].

6.3.3 Yb:YAG Wellenleiterlaser, hergestellt mit überlagerter Sinusoszillation der Translationsbewegung

Bei Voruntersuchungen an Wellenleitern, deren Strukturen mit einfacher linearer Translation und $d = 25 \mu\text{m}$ in Yb:YAG geschrieben wurden, wurde festgestellt, dass die Laserschwelle in diesen Systemen wesentlich höher lag, als für die bisher beschriebenen Wellenleiter, die mit Positioniersystem 1 hergestellt wurden. Teilweise konnte die Laserschwelle nur durch Verwen-

derung zusätzlicher Spiegel mit der verfügbaren Leistung des Ti:Saphir-Lasers überschritten werden. Ein Grund für die hohe Laserschwelle liegt in der relativ großen Querschnittsfläche der Moden dieser Wellenleiter (siehe dazu Abschnitt 5.4.2 und Abb. 5.16 (a)).

Daher wurden diese Wellenleiter nicht eingehender untersucht und Doppelspuren mit überlagerter Sinusoszillation hergestellt. Die Herstellung der Wellenleiter erfolgte in einer 9,5 mm langen Yb(7%):YAG Probe mit $E_p = 1,8 \mu\text{J}$ bis $3 \mu\text{J}$, $v = 25 \mu\text{m/s}$, $d = 23 \mu\text{m}$ bis $34 \mu\text{m}$, $NA = 0,65$, $A_{\text{osz}} = 2 \mu\text{m}$ bis $3 \mu\text{m}$ und $\nu_{\text{osz}} = 70 \text{ Hz}$. Für nahezu alle dieser Wellenleiter war Laseroszillation ohne die Verwendung von zusätzlichen Spiegeln möglich, wobei, wie bereits in Abschnitt 4.2.5 beschrieben, diese Strukturen aufgrund von Leistungsschwankungen und schlechter Pointing-Stabilität des fs-Lasers bisher nur mit geringer Reproduzierbarkeit hergestellt werden konnten. Hohe Ausgangsleistungen wiesen allerdings Wellenleiter auf, die mit Spurbständen zwischen $23 \mu\text{m}$ und $31 \mu\text{m}$ und Pulsenergien zwischen $1,8 \mu\text{J}$ und $2,1 \mu\text{J}$ geschrieben wurden. Im Folgenden wird nur die Charakterisierung des Wellenleiterlasers ($d = 27 \mu\text{m}$, $A_{\text{osz}} = 2 \mu\text{m}$, $E_p = 1,8 \mu\text{J}$) mit der höchsten Effizienz und Ausgangsleistung vorgestellt.

Der Versuchsaufbau entsprach dem Aufbau aus Abb. 6.2, wobei der Ti:Saphir-Laser als Pumpquelle bei einer Wellenlänge von 940 nm verwendet wurde. Die Koppeffizienz des Ti:Saphir-Pumpstrahls in den Wellenleiter wurde ermittelt, indem das Überlappintegral nach Gleichung 5.13 zwischen der Ti:Saphir-Lasermode in der fokalen Ebene und der Wellenleiterlasermode bei 1030 nm berechnet wurde. Das Modenprofil des Wellenleiters bei 940 nm wurde nicht gemessen. Für die Berechnung der Koppeffizienz wird daher davon ausgegangen, dass die Modenprofile bei 940 nm und 1030 nm identisch sind und dass die beste Lichteinkopplung erzielt wird, sofern sich die fokale Ebene direkt auf der Wellenleiterendfläche befindet. Der Fehler der Messung der Koppeffizienz wird aufgrund dieser Näherungen zu 10% abgeschätzt. Für den beschriebenen Wellenleiter ergab sich $\eta_k = 92\% (+8/-10)\%$.

Auf der Auskoppelseite des Wellenleiters wurde nahezu keine verbliebene Pumpstrahlung gemessen.

Die Leistungscharakteristik für diesen Wellenleiterlaser ist in Abb. 6.7 (a) dargestellt. Es ist sowohl die Ausgangsleistung gegen die eingestrahlte Pumpleistung ($\eta_k = 100\%$, schwarze Quadrate), als auch gegen die eingekoppelte Pumpleistung ($\eta_k = 92\%$, rote Kreise) aufgetragen.

Die maximale Ausgangsleistung beträgt 1055 mW bei einer eingekoppelten Pumpleistung von $1460 \text{ mW} (+130/-160) \text{ mW}$. Die Laserschwelle liegt bei $130 \text{ mW} (+12/-15) \text{ mW}$ und der Laser weist für diesen Fall einen differentiellen Wirkungsgrad von $79\% (+9/-6)\%$ auf. Eine Berechnung der resonatorinternen Verluste aus dem differentiellen Wirkungsgrad nach Gleichung 6.7 bzw. 6.10 ergibt $\gamma_i = 0,38$ ($L_i = 31\%$). Dies entspricht einer Dämpfung von etwa $1,6 \text{ dB}$. Die resonatorinternen Verluste liegen somit leicht über den gemessenen maximalen Wellenleitungsverlusten für diese Wellenleiter von $1,3 \text{ dB}$ bei 633 nm . Die höheren resonatorinternen Verluste können mit einer zu hoch abgeschätzten Koppeffizienz erklärt werden. Zusätzlich wurde bei der Bestimmung des differentiellen Wirkungsgrades davon ausgegangen, dass die gesamte eingekoppelte Pumpstrahlung absorbiert wurde. Die auch für die Pumpstrahlung auftretenden Streuverluste wurden vernachlässigt. Weiterhin kann, wie in Abschnitt 6.1 beschrieben, Gleichung 6.10 nur in erster Näherung angewendet werden. Daher sollte die Berechnung der resonatorinternen Verluste aus dieser Gleichung nur als grobe Abschätzung betrachtet werden.

Unter der Annahme einer perfekten Pumplichteinkopplung ($\eta_k = 100\%$) ergab sich ein differentieller Wirkungsgrad von 73% und eine Laserschwelle von 141 mW . Die eingestrahlte Pump-

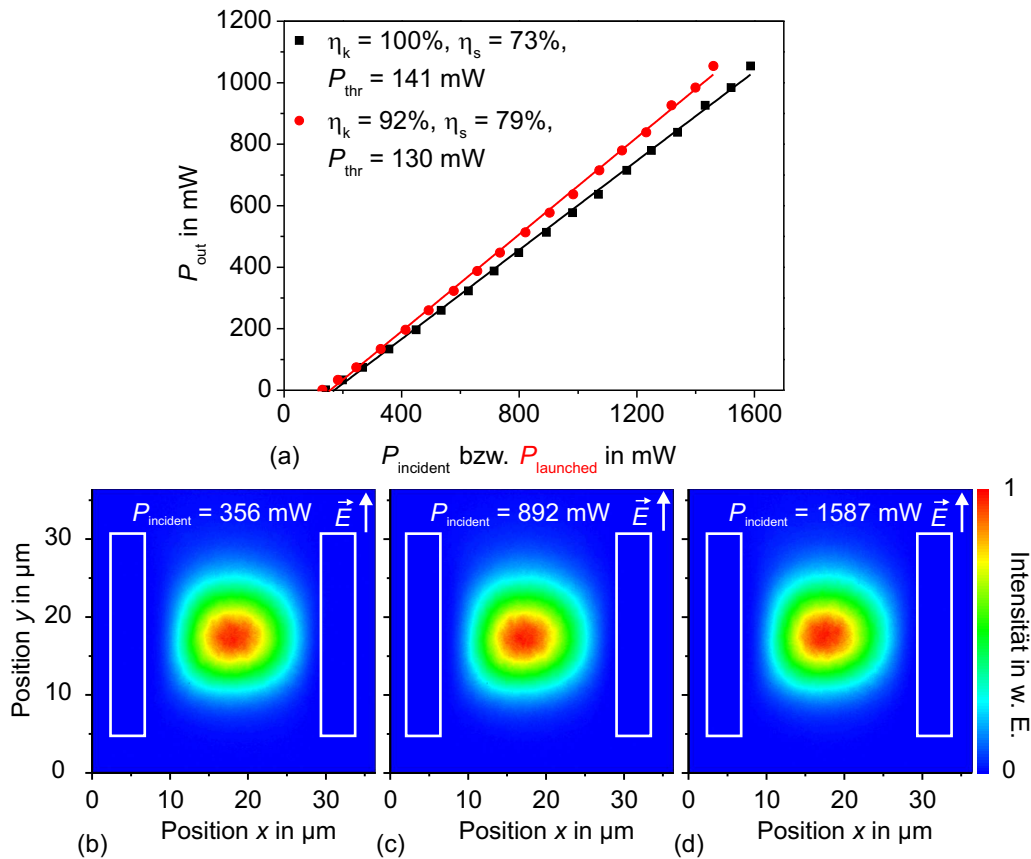


Abbildung 6.7: Gesamtausgangsleistung in Abhängigkeit der Pumpleistung eines Yb:YAG Wellenleiterlasers mit $T_{OC} = 99\%$, aufgetragen gegen eingestrahelte Pumpleistung (schwarze Quadrate) und eingekoppelte Pumpleistung (rote Kreise) (a). Modenprofil des Wellenleiterlasers bei $P_{incident} = 356$ mW (b), $P_{incident} = 892$ mW (c) und $P_{incident} = 1587$ mW (d).

leistung bei maximaler Ausgangsleistung beträgt 1587 mW, woraus eine sehr hohe optisch-optische Effizienz von 67% resultiert.

Die Wellenlänge der emittierten Laserstrahlung liegt wie erwartet bei 1030 nm und die Liniensbreite wurde zu etwa 0,4 nm bestimmt. Diese Werte entsprechen nahezu den Werten aus [Sie10a] für die Wellenleiterlaser, die mit Positioniersystem 1 geschrieben wurden.

In Abb. 6.7 (b) - (d) ist die Lasermode bei unterschiedlichen eingestrahelten Pumpleistungen gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Form des nahezu gaußförmigen runden Modenprofils ($2w_x = 17 \mu\text{m}$, $2w_y = 18 \mu\text{m}$) praktisch unabhängig von der Ausgangsleistung ist. Es können nur marginale Unterschiede in den Durchmessern ausgemacht werden, die innerhalb der Messgenauigkeit liegen.

Zwischenfazit

Die Yb:YAG Wellenleiter, welche mit überlagerter Sinusoszillation geschrieben wurden, weisen exzellente Lasereigenschaften auf. Im Vergleich zu vorherigen Ergebnissen von Yb:YAG Wellenleiterlasern aus [Sie10a] ($\eta_s = 77\%$) konnte der differentielle Wirkungsgrad bezogen auf die eingekoppelte Pumpleistung auf 79% leicht gesteigert werden. Bezogen auf die eingestrah-

te Pumpleistung konnte im Vergleich zu dem ebenfalls mit einem Ti:Saphir-Laser angeregten Wellenleiterlaser aus Abb. 6.3 (a) eine Steigerung von η_s um 5% auf 73% erzielt werden.

Der differentielle Wirkungsgrad bezüglich eingestrahelter Pumpleistung des bisher effizientesten Yb:Bismuthglas Wellenleiterlaser aus [Mar12] ($\eta_s = 79\%$, $\eta_{opt} = 62\%$) wurde nicht ganz erreicht. Die optisch-optische Effizienz wurde mit 67% jedoch aufgrund der um einen Faktor 6,5 höheren Ausgangsleistung trotz höherer Laserschwelle übertroffen.

Aufgrund der verbesserten Lasereigenschaften dieser Wellenleiter ist eine Anregung mit den zuvor beschriebenen, auf Halbleitertechnologie basierenden, Pumpquellen vielversprechend.

6.3.4 Yb:YAG Keramik Wellenleiterlaser

Die Doppelspuren in der 9,65 mm Yb(15%):YAG Keramik wurden mit einfacher linearer Translationsbewegung geschrieben ($E_p = 0,5 \mu\text{J}$ bis $1,5 \mu\text{J}$, $v = 10 \mu\text{m/s}$ bis $50 \mu\text{m/s}$, $d = 22 \mu\text{m}$ bis $28 \mu\text{m}$, $NA = 0,55$). Relativ hohe Ausgangsleistungen wurden mit Wellenleitern, die einen Spurabstand von unter $25 \mu\text{m}$ aufweisen, erzielt, wobei für kleinere Spurabstände ($d = 22 \mu\text{m}$) die Ausgangsleistung wesentlich höher lag. Die höchste Effizienz wies ein Wellenleiterlaser auf, dessen Strukturen mit $E_p = 1,2 \mu\text{J}$, $v = 25 \mu\text{m/s}$ und $d = 22 \mu\text{m}$ geschrieben wurden. Die Eigenschaften dieses Wellenleiterlasers werden im Folgenden diskutiert.

Das Experiment wurde analog zu Abbildung 6.2 aufgebaut, die Wellenlänge des Ti:Saphir-Pumplasers jedoch auf 945 nm eingestellt. Bei dieser Wellenlänge weist Yb:YAG zwar einen 0,44-fach kleineren Absorptionswirkungsquerschnitt auf, es wurde dennoch aufgrund der hohen Ytterbium Dotierungskonzentration in der Keramik auf der Auskoppelseite nahezu keine Pumpstrahlung detektiert. Da bei einer Pumplichtwellenlänge von 940 nm die gesamte Pumpleistung innerhalb der ersten 3 mm absorbiert wird, ergibt sich durch die Wahl einer Pumplichtwellenlänge von 945 nm eine homogenere Verteilung des Pumplichtes entlang der longitudinalen Richtung des Wellenleiters. In einem weiteren Experiment wurde ein zusätzlicher Auskoppelgrad von $T_{OC} = 91\%$ realisiert, indem ein Spiegel mit einer Reflexion von 100% bei 1030 nm durch Stoßkopplung an der Auskoppelfläche des Kristalls positioniert wurde. In diesem Fall emittiert der Wellenleiterlaser nur noch in Richtung der Einkoppelseite und es wird ausschließlich $P_{out,2}$ gemessen (siehe Abbildung 6.2).

Die Leistungscharakteristik für die beiden unterschiedlichen Auskoppelgrade und das Modenprofil des Yb:YAG Keramik Wellenleiterlasers sind in Abb. 6.8 dargestellt. Die Koppel-effizienz des Ti:Saphir-Lasers in den Wellenleiter wurde auf die gleiche Weise wie zuvor zu $90\% \pm 10\%$ bestimmt.

Bei einem Auskoppelgrad von 99% (blaue Kreise) liegt der differentielle Wirkungsgrad bei $35\% \pm 4\%$ und die Laserschwelle bei $447 \text{ mW} \pm 50 \text{ mW}$. Die maximale Ausgangsleistung ist auf 318 mW bei $1360 \text{ mW} \pm 150 \text{ mW}$ eingekoppelter Pumpleistung begrenzt.

Die Laserschwelle konnte durch Verwendung des zusätzlichen Spiegels ($T_{OC} = 91\%$ (rote Quadrate)) auf $233 \text{ mW} \pm 26 \text{ mW}$ abgesenkt werden. Gleichzeitig stieg der differentielle Wirkungsgrad auf $65\% \pm 7\%$ und somit auch die maximale Ausgangsleistung auf 731 mW bei $1375 \text{ mW} \pm 153 \text{ mW}$ eingekoppelter Pumpleistung.

Die Lasermode (Abb. 6.8 (b)) weist einen elliptischen Querschnitt mit $2w_x = 16 \mu\text{m}$ und $2w_y = 21 \mu\text{m}$ auf. Die Querschnittsfläche ist somit etwa 10% größer als die Querschnittsfläche des Wellenleiterlasers basierend auf Strukturen, die mit überlagerter Sinusoszillation geschrieben wurden (siehe Abb. 6.7).

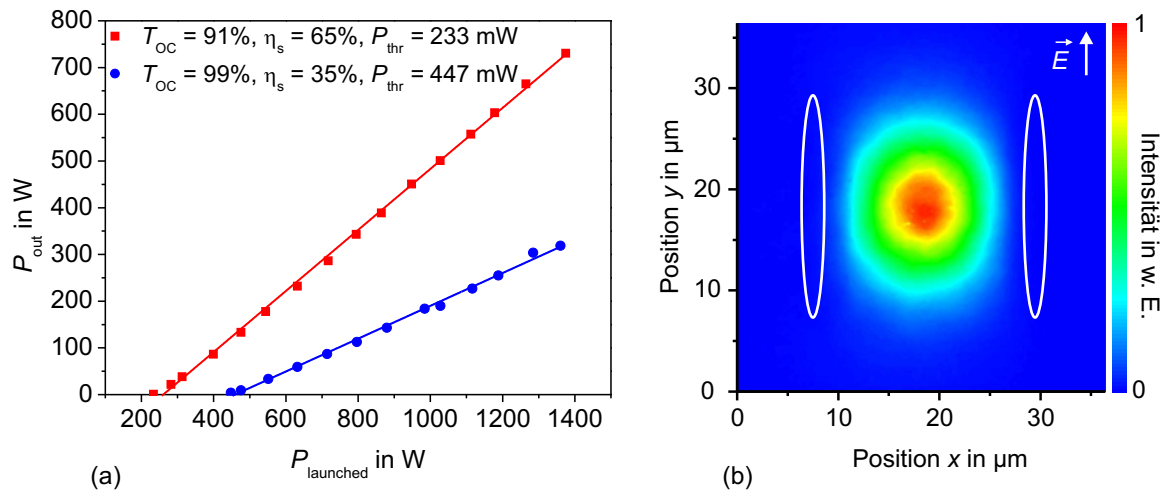


Abbildung 6.8: Gesamtausgangsleistung in Abhängigkeit der eingekoppelten Pumpleistung eines Yb:YAG Keramik Wellenleiterlasers mit $T_{OC} = 91\%$ (rote Quadrate) und $T_{OC} = 99\%$ (blaue Kreise) (a). Modenprofil des Wellenleiterlasers bei $P_{\text{launched}} = 1360 \text{ mW}$ (b).

Diskussion

Die Laserschwelle und der differentielle Wirkungsgrad des Yb:YAG Keramik Wellenleiterlasers sind deutlich höher bzw. geringer als die entsprechenden Werte der zuvor gezeigten einkristallinen Yb:YAG Wellenleiterlaser. Zwischen den Proben bestehen drei wesentliche Unterschiede.

1. Zur Herstellung der Wellenleiter wurden unterschiedliche Ausgangsmaterialien verwendet (keramischer bzw. einkristalliner Yb:YAG).
2. Die Herstellungsmethode und Schreibparameter der Wellenleiter unterscheiden sich.
3. Die Yb:YAG Keramik ist wesentlich höher dotiert.

Die Eigenschaften der Wellenleiter, die in einkristallinen und keramischen YAG mit der gleichen Herstellungsmethode und ähnlichen Parametern geschrieben wurden, sind im Rahmen der üblichen geringen Abweichungen nahezu gleich. Auch wurden sowohl mit keramischen als auch einkristallinen Nd:YAG Wellenleiterlasern nahezu die gleichen Effizienzen erreicht [Tor08, Cal10]. Daher scheint eine Abhängigkeit der Lasercharakteristik von Unterschieden zwischen keramischem und einkristallinem YAG unwahrscheinlich.

Auch für einkristalline Yb:YAG Wellenleiterlaser, die mit einfacher linearer Translationsbewegung und $d = 25 \mu\text{m}$ hergestellt wurden, ergaben sich wie beschrieben geringere Lasereffizienzen bzw. es konnte nur Laseroszillation durch die Verwendung eines zusätzlichen Spiegels erzielt werden.

Die höhere Laserschwelle kann teilweise nach Gleichung 6.9 auf die größere Querschnittsfläche der Modenprofile, welche diese Wellenleiter aufgrund der geringeren Eingrenzung der Mode aufweisen, zurückgeführt werden. Da sich die Querschnittsflächen des Modenprofils des Yb:YAG Wellenleiterlasers aus Abschnitt 6.3.3 und des Yb:YAG Keramik Wellenleiterlasers allerdings nur um ca. 10% unterscheiden, die Laserschwelle des Yb:YAG Keramik Wellenleiterlasers aber um einen Faktor 3,5 bei gleichem Auskoppelgrad höher liegt, kann dies nicht

der einzige Grund für die unterschiedlichen Lasereigenschaften sein. Allerdings weist der beschriebene Wellenleiter in der Yb:YAG Keramik trotz der größeren Querschnittsfläche einen wesentlich geringeren Spurbstand ($d = 22 \mu\text{m}$) als der Yb:YAG Wellenleiter ($d = 27 \mu\text{m}$) auf, so dass für diesen Wellenleiter auch höhere Verluste zu erwarten sind (siehe Abschnitt 5.4.1). Diese höheren Verluste wirken sich direkt auf den differentiellen Wirkungsgrad und die Laserschwelle aus. Zusätzlich sinkt die Absorptionseffizienz aufgrund höherer Streuverluste.

Bei der Berechnung der Koppeffizienz wurde davon ausgegangen, dass die numerische Apertur der Pumpoptik an die numerische Apertur des Wellenleiters angepasst ist. Da die numerische Apertur des Yb:YAG Wellenleiters, dessen Strukturen mit überlagerter Sinusoszillation geschrieben wurden, aufgrund des höheren Brechungsindexunterschiedes jedoch größer als die numerische Apertur der Yb:YAG Keramik Wellenleiter ist, besteht die Möglichkeit, dass die Koppeffizienz für diesen Wellenleiter zu hoch abgeschätzt wurde. Das nicht eingekoppelte Pumplicht würde zu einer zusätzlichen Erwärmung des Kristalls führen. Dies resultiert in einer weiteren Erhöhung der Laserschwelle aufgrund einer höheren thermischen Besetzung des Laserzielniveaus und somit einer verstärkten Reabsorption auf der Laserwellenlänge.

Ein weiterer Erklärungsansatz lässt sich über eine mögliche Verkippung der Wellenleiter gegenüber den Kristallendflächen finden. Bei einer derartigen Verkippung wird die direkte Rückkopplung in den Wellenleiter über die Fresnel-Reflexion vermindert. Durch entsprechende Ausrichtung des zusätzlichen Spiegels kann diese Verkippung ausgeglichen werden, so dass eine effektive Rückkopplung ermöglicht wird. Eine ausgeprägte Verkippung der Wellenleiter in der x - z -Ebene konnte unter dem Mikroskop nicht festgestellt werden. Eine Abweichung vom senkrechten Auftreffen der Wellenleiter auf die Endfläche in der y - z -Ebene kann jedoch nicht ausgeschlossen werden.

Der dritte Unterschied zwischen beiden Proben ist die wesentlich höhere Dotierungskonzentration der Yb:YAG Keramik. Für verschiedene Ytterbium dotierte Festkörperlaser mit oxidischen aktiven Medien wurde ebenfalls eine starke Reduktion des differentiellen Wirkungsgrades bei hohen Auskoppelgraden bzw. hoher Inversionsdichte, welche auch von der Dotierungskonzentration abhängt, beobachtet [Lar05, Pir10, Fre10]. Ein entsprechender nichtlinearer, von der Anregungsdichte abhängiger, Verlustmechanismus wurde von Fredrich-Thornten vorgeschlagen [Fre10]. Pirri *et al.* stellten ein temperaturabhängiges Modell zur Erklärung der reduzierten Lasereffizienz bei hohen Auskoppelgraden und Dotierungskonzentrationen für Yb(10%):YAG und Yb(20%):YAG Keramiken auf. Nach diesem Modell müssen jedoch neben den temperaturabhängigen Effekten zusätzliche Verlustmechanismen bzw. Zerfallskanäle für angeregte Ionen im oberen Laserniveau berücksichtigt werden, um die schlechten Lasereigenschaften bei hohen Auskoppelgraden und Dotierungskonzentrationen zu erklären. Diese zusätzlichen Verluste könnten anhand des Modells aus [Fre10] beschrieben werden.

Um die Gründe für die geringere Effizienz der Yb:YAG Keramik Wellenleiterlaser näher zu untersuchen, wäre es notwendig, Strukturen mit überlagerter Sinusoszillation in unterschiedlich dotierte Yb:YAG Keramiken und Yb:YAG Einkristalle zu schreiben. Die entsprechenden Lasereigenschaften der Wellenleiterlaser sollten bei unterschiedlichen Auskoppelgraden untersucht werden.

6.3.5 Zusammenfassung

In Tabelle 6.4 sind noch einmal die zentralen Ergebnisse der bisher gezeigten Laserexperimente zusammengefasst.

Material	Herstellungsmethode	η_s in %	P_{thr} in mW	P_{max} in mW	η_{opt} in %	Pumpquelle
Yb:YAG	Pos.-System 1	68	176	751	57	Ti:Saphir (i)
		77	166			Ti:Saphir (l)
		51	183	43	16	Laserdiode (i)
		51	197	1760	48	OPS-Laser (i)
		45	320	2350	43	Trapezlasers (i)
Yb:YAG	ohne Wellenl.	42	2280	1130	23	Trapezlasers (i)
Yb:YAG	Sinusosz.	73	141	1055	67	Ti:Saphir (i)
Yb:YAG		79	130			Ti:Saphir (l)
Yb:YAG- Keramik	lin. Translation	65	233	731	48	Ti:Saphir (l)

Tabelle 6.4: Zusammenfassung der Eigenschaften der in dieser Arbeit untersuchten Yb:YAG Wellenleiterlaser. Die Abkürzungen bedeuten i = incident, l = launched.

In diesem Abschnitt wurde gezeigt, dass eine effiziente Einkopplung unterschiedlicher Pumpquellen in fs-Laser-geschriebene Yb:YAG Wellenleiter möglich ist. Durch die Verwendung von Laserdioden konnte demonstriert werden, dass die hergestellten Wellenleiterlaser als kompakte integrierte aktive optische Bauelemente eingesetzt werden könnten. Gleichzeitig wurde durch Anregung eines Yb:YAG Wellenleiterlasers mit einer Trapezlaserdioden die bisher höchste Ausgangsleistung eines solchen Systems erzielt. Da sowohl mit dem OPS-Laser als auch mit der Trapezlaserdioden prinzipiell noch höhere Pumpleistungen zur Verfügung stehen, könnte in zukünftigen Experimenten die Ausgangsleistung der Wellenleiterlaser noch weiter gesteigert werden.

Durch Schreiben von Strukturen mit überlagerten Sinusoszillationen konnte die Effizienz der Wellenleiterlaser weiter gesteigert werden, wobei mit diesem Wellenleiterlaser ebenfalls eine Ausgangsleistung von über 1 W erreicht und die höchste optisch-optische Effizienz eines fs-Laser-geschriebenen Wellenleiterlasers demonstriert wurde.

Die Wellenleiterlaser in einer mit 15% Ytterbium dotierten YAG Keramik wiesen bei hohen Auskoppelgraden geringere Effizienzen und höhere Laserschwellen auf. Der Grund für dieses Verhalten konnte jedoch nicht vollständig geklärt werden und bedarf weiterer Untersuchungen.

6.4 Laseroszillation in S-Kurven

Um Signale in der integrierten Optik aufzuspalten werden Strahlteiler bzw. Verzweiger benötigt. Koppler werden verwendet, um Leistung von einem Wellenleiter in einen anderen zu transferieren. Diese Bauelemente bestehen typischerweise aus unterschiedlichen Segmenten, welche wiederum ähnlich zu den S-Kurven gekrümmte Teilstücke aufweisen. Somit treten, wie

in Abschnitt 5.4.4 diskutiert wurde, zusätzliche Verluste aufgrund der Übergänge und Krümmungen auf. Werden die Bauelemente in optisch aktiven Materialien hergestellt, können diese zusätzlichen Verluste ausgeglichen werden. Dafür wird das Material optisch angeregt, wodurch die zusätzlichen Verluste durch die Verstärkung des Eingangssignals ausgeglichen werden oder das Eingangssignal sogar verstärkt wird. In diesem Fall wird das optische Bauelement als verlustfrei bzw. Verstärker bezeichnet. Verstärkungsexperimente wurden an S-Kurven zwar nicht durchgeführt, allerdings kann anhand der Laserexperimente gezeigt werden, dass ausreichend Verstärkung in den S-Kurven erzeugt werden kann, um sogar Laseroszillation innerhalb dieses Bauteils zu ermöglichen. Laseroszillation kann sich zwar für einen Verstärker nachteilig auswirken, es ist jedoch auch möglich diese zu unterdrücken. Beispielsweise können die Endflächen entsprechend abgechrägt werden, um die Rückkopplung in den Wellenleiter zu reduzieren.

Weiterhin sind die Laserexperimente an S-Kurven nützlich, um abzuschätzen, inwiefern die Realisierung eines Ringlasers durch fs-Laserstrukturierung möglich ist. Zu diesem Punkt werden am Ende des Abschnittes einige Vorüberlegungen diskutiert. Zuvor werden die Lasereigenschaften der gleichen S-Kurven aus Abschnitt 5.4.4 anhand von Modenprofilen, differentiellen Wirkungsgraden und Laserschwelen beschrieben.

Der Versuchsaufbau entspricht Abb. 6.2, wobei ein Ti:Saphir-Laser bei 940 nm als Pumpquelle verwendet wurde. Laseroszillation nahezu aller S-Kurven war mit der zur Verfügung stehenden Pumpleistung wiederum nur aufgrund der Fresnel-Reflexion an den Endflächen möglich, so dass keine zusätzlichen Spiegel eingesetzt wurden. Zur Pumplichteinkopplung wurde eine Linse mit $f = 25$ mm benutzt. Die Bestimmung der Laserschwelen und der differentiellen Wirkungsgrade erfolgt bezüglich einfallender Pumpleistung, da aufgrund der unterschiedlichen Modenprofile zwischen Ein- und Auskoppelseite des Wellenleiters die Koppeffizienz nicht sinnvoll berechnet werden konnte.

6.4.1 Modenprofile

In Abb. 6.9 sind die Lasermodenprofile der S-Kurven-Laser für unterschiedliche Krümmungsradien und unterschiedliche Schreibparameter gezeigt. Wie zuvor für die gleichen S-Kurven in Abb. 5.22 beschrieben, nimmt der Krümmungsradius von links nach rechts ab und die unterschiedlichen Reihen wurden mit unterschiedlichen Parametern hergestellt.

Die Modenprofile der S-Kurven-Laser weisen ähnliche Eigenschaften zu den Modenprofilen dieser Strukturen bei einfacher Wellenleitung bei einer Wellenlänge von 632,8 nm auf (vgl. Abb. 5.22). Es fällt allerdings auf, dass bei 1030 nm ausgeprägte zusätzliche Maxima neben den dominanten Maxima im Falle von $d = 26$ μm erst für $R = 10$ mm beobachtet werden können ((a) - (e)). Für größere Spurbstände treten zusätzliche Maxima zwar auch bei größeren Krümmungsradien auf, die Energie scheint aber hauptsächlich auf eine dominante Mode konzentriert zu sein. Auch im Fall von $R = 60$ mm treten nur zwei Maxima auf, nicht wie bei 632,8 nm drei ((h) und (m)). Für die S-Kurven-Laser, deren Außenkurven ohne überlagerte Sinusoszillation geschrieben wurden, ergeben sich für nahezu alle Krümmungsradien Modenprofile mit zwei Maxima, wobei bei $R = 10$ mm keine Laseroszillation realisiert werden konnte.

Für $R = 10$ mm ergibt sich für alle S-Kurven ein Modenprofil, welches aus drei bis vier Maxima besteht. Bei diesen Krümmungsradien tritt bei den Wellenleitungsexperimenten bei einer Wellenlänge von 632,8 nm ebenfalls eine höhere Anzahl Maxima auf.

Zusätzlich fällt auf, dass die Querschnittsflächen der einzelnen Modenprofile bei 1030 nm

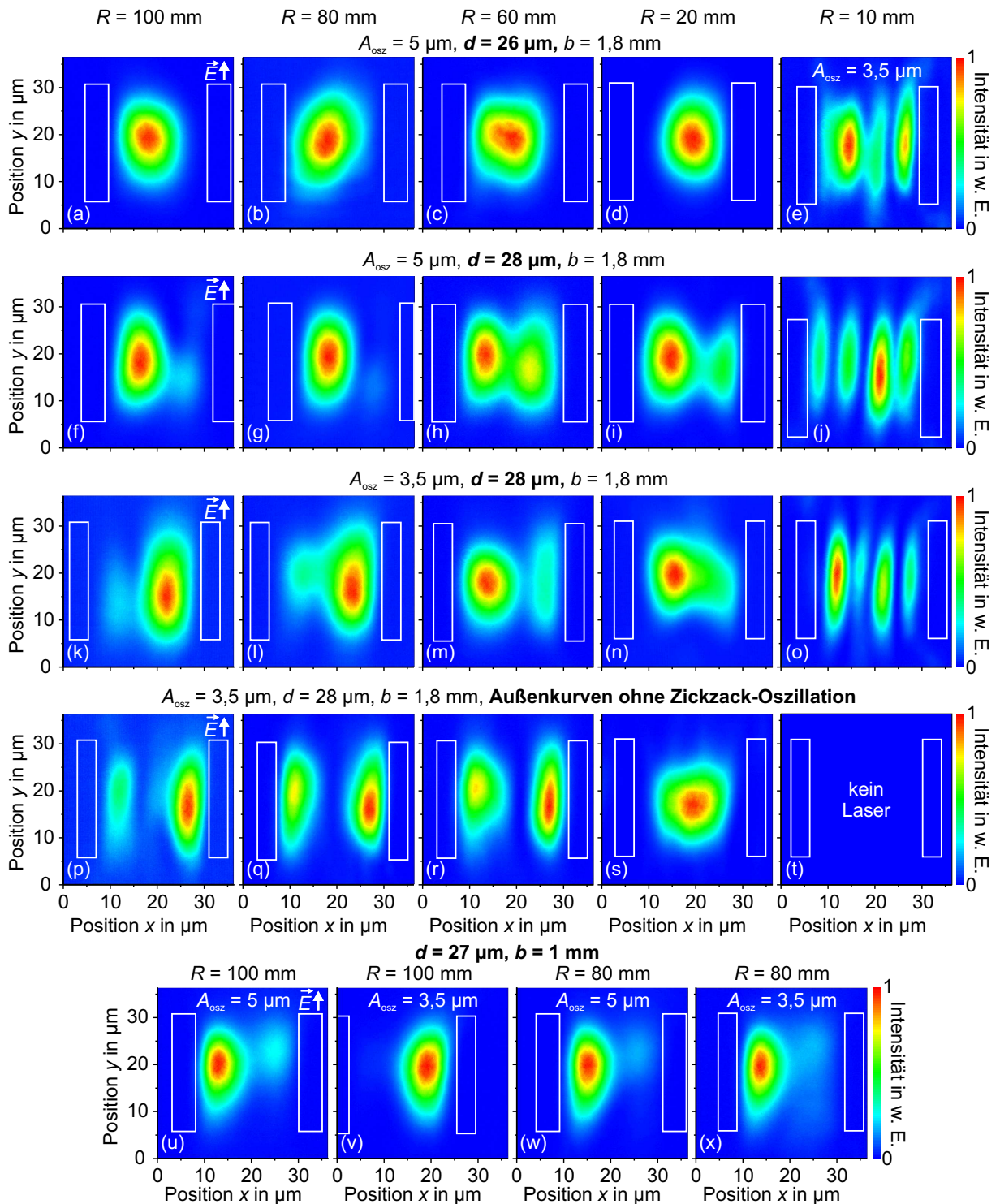


Abbildung 6.9: Modenprofile der S-Kurven-Laser unter Anregung mit einem Ti:Saphir-Laser bei 940 nm mit unterschiedlichen Krümmungsradien und verschiedenen Schreibparametern, die mit überlagerter Oszillation geschrieben wurden. Die Schreibparameter sind $E_p = 1,0 \mu\text{J}$, $v = 25 \mu\text{m/s}$, $NA = 0,68$, $v_{\text{osz}} = 70 \text{ Hz}$ und $b = 1,8 \text{ mm}$ bzw. $1,0 \text{ mm}$. Für den geraden Abschnitt war $A_{\text{osz}} = 2 \mu\text{m}$. Die übrigen Schreibparameter sind eingezeichnet oder in Abschnitt 3.3.4 angegeben. Die Außenspuren des gekrümmten Teilstückes in (p) - (t) wurden ohne überlagerte Oszillation geschrieben. Die Lage der Spurquerschnitte wird durch die weißen Rechtecke angedeutet. Die Parameter, welche von oben nach unten geändert wurden, sind fett gedruckt.

deutlich größer sind als bei 632,8 nm, so dass die Verschiebung der Maxima in Richtung der Spuren geringer ausfällt. Weiterhin ist eine Verschiebung sowohl zur linken, als auch zur rechten Spur zu erkennen (siehe z. B. (a) und (d)).

Diskussion

Die Argumentation zur Deutung der auftretenden Effekte ist im Wesentlichen analog zu Abschnitt 5.4.4. Bei der Diskussion der Modenprofile muss jedoch beachtet werden, dass es sich nicht um reine Wellenleitermoden bei 1030 nm handelt, sondern um Lasermoden. Die Ausbreitung der Lasermode hängt auch davon ab, in welchen Bereichen des Wellenleiters die größte Verstärkung vorhanden ist. Somit ist das Modenprofil der Lasermode ebenfalls von der Ausbreitung der Mode bei der Anregungswellenlänge von 940 nm abhängig, da beispielsweise Bereiche, die nicht durch Pumplicht angeregt werden, zusätzliche Reabsorptionsverluste aufweisen. Allerdings wurden die Modenprofile der S-Kurven bei 940 nm im Rahmen dieser Arbeit nicht untersucht.

Größere Modendurchmesser und eine geringere Anzahl bzw. eine niedrigere Ordnung von Moden werden wie in Abschnitt 5.1.1 beschrieben für langwelligeres Licht erwartet. Zusätzlich ist davon auszugehen, dass die Modenfehlpassung an den Übergängen gerade aufgrund dieser größeren Modendurchmesser geringer ausfällt, und somit eine geringere Anzahl Moden angeregt werden muss, um die Stetigkeitsbedingungen des elektrischen Feldes an den Übergängen zu erfüllen.

Die unterschiedliche Verschiebung des Modenprofils zur rechten oder zur linken Seite des Wellenleiters könnte zum einen auf ein oszillierendes Verhalten des Modenprofils während der Ausbreitung in z -Richtung hinweisen. Zum anderen könnte es sein, dass die Verschiebung innerhalb der gekrümmten Stücke aufgrund der größeren Modenprofile geringer ausfällt und somit je nach Strukturierungsparametern und Krümmungsradius teilweise die Verschiebung des ersten gekrümmten Teilstückes noch erhalten bleibt und sich dann auf das zweite gerade Teilstück überträgt ((d), (k) und (l)).

Um die bei den Lasermodenprofilen auftretenden Effekte besser zu verstehen sind allerdings weitere Wellenleitungsexperimente bei unterschiedlichen Wellenlängen, insbesondere bei etwa 1030 nm, notwendig.

6.4.2 Differentielle Wirkungsgrade und Laserschwellen von S-Kurven-Lasern

In diesem Abschnitt werden die Leistungscharakteristiken der S-Kurven-Laser aus Abb 6.9 diskutiert. In Abb. 6.10 ist beispielhaft die Ausgangsleistung der S-Kurven-Laser, deren Strukturen mit $d = 26 \mu\text{m}$ geschrieben wurden (Abb. 6.9 (a) - (e)), gegen die eingestrahelte Pumpleistung aufgetragen.

Der differentielle Wirkungsgrad liegt für Krümmungsradien $R \geq 60 \text{ mm}$ bei etwa 60%. Die höchste Ausgangsleistung von $P_{\text{out}} = 885 \text{ mW}$ bei 1618 mW eingestrahelter Pumpleistung wurde mit einem S-Kurven-Laser mit $R = 80 \text{ mm}$ erzielt ($\eta_{\text{opt}} = 55\%$). Die Laserschwelle lag in diesem Fall bei 181 mW. Für einen Krümmungsradius von 20 mm wurde noch eine maximale Ausgangsleistung von 726 mW und ein differentielles Wirkungsgrad von 51% erreicht, wobei die Laserschwelle bei 216 mW lag. Bei einem Krümmungsradius von 10 mm wurde eine starke

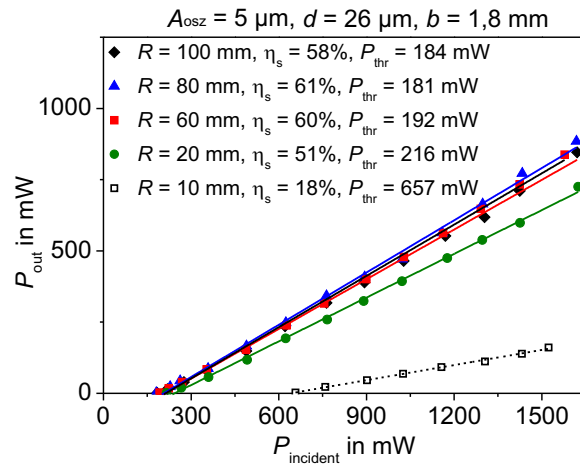


Abbildung 6.10: Gesamtausgangsleistung in Abhängigkeit der eingestrahlenen Pumpleistung für die S-Kurven-Laser aus Abb. 6.9 (a) - (e).

Reduzierung des differentiellen Wirkungsgrades ($\eta_s = 18\%$) bei gleichzeitiger Erhöhung der Laserschwelle ($P_{thr} = 657$ mW) gemessen.

In Abb. 6.11 sind die Laserschwelle und der differentielle Wirkungsgrad der verschiedenen S-Kurven-Laser aus Abb. 6.9 (a) - (s) in Abhängigkeit des Krümmungsradius aufgetragen.

Anhand der exponentiellen Kurvenanpassungen kann vermutet werden, dass die Laserschwelle für alle Wellenleiter mit kleinerem Krümmungsradius exponentiell ansteigt. Dabei ist Laseroszillation für Krümmungsradien bis 20 mm noch bei einfallenden Pumpleistungen von 219 mW (d) bis 264 mW (n) möglich. Für größere Krümmungsradien liegt die Laserschwelle bei ca. 190 mW ((a) - (c)) bzw. etwas höher bei 235 mW ((f) - (h)) und 255 mW ((k) - (m)). Die etwas höhere Laserschwelle der S-Kurven (f) - (h) und (k) - (m) lässt sich nach Gleichung 6.9 auf die jeweils größeren Modendurchmesser der geraden Teilstücke der entsprechenden Wellenleiter aufgrund größerer Spurbstände bzw. kleinerer Spurbreiten zurückführen. Für Krümmungsradien von 10 mm steigt die Laserschwelle auf über 560 mW an.

Dieser exponentielle Anstieg ergibt sich aus der Abhängigkeit der internen Verluste vom Krümmungsradius (siehe Abb. 5.23). Nach den Gleichungen 6.9 und 5.18 und unter der Annahme, dass die internen Verluste bei 1030 nm einen ähnlichen Verlauf aufweisen, resultiert der exponentielle Verlauf der internen Verluste in Abhängigkeit des Krümmungsradius in einem exponentiellen Verlauf der Laserschwelle.

Für die Strukturen ((p) - (t)), deren Außenkurven ohne überlagerte Oszillation geschrieben wurden, ergeben sich aufgrund der höheren internen Verluste auch entsprechend höhere Laserschwelle, so dass in diesem Fall bei $R = 10$ mm keine Laseroszillation erzielt werden konnte. Dies bestätigt, dass sich diese Methode zumindest mit den getesteten Parametern nicht zu einer Reduktion der Verluste eignet.

Der differentielle Wirkungsgrad in Abhängigkeit des Krümmungsradius ist in Abb. 6.11 (b) dargestellt. Für Krümmungsradien von 10 mm wurden trotz der relativ hohen internen Verluste noch differentielle Wirkungsgrade zwischen 16% (j) und 18% (e) erzielt. Für größere Krümmungsradien von $R = 20$ mm liegt η_s schon wesentlich höher ($\eta_s = 46\%$ (i) und (n), $\eta_s = 51\%$ (d)). Die maximalen Wirkungsgrade zwischen 59% und 61% wurden für die S-Kurven (g), (l), und (b) erreicht, wobei η_s für größere Krümmungsradien ($R = 100$) wieder leicht abnimmt. Die-

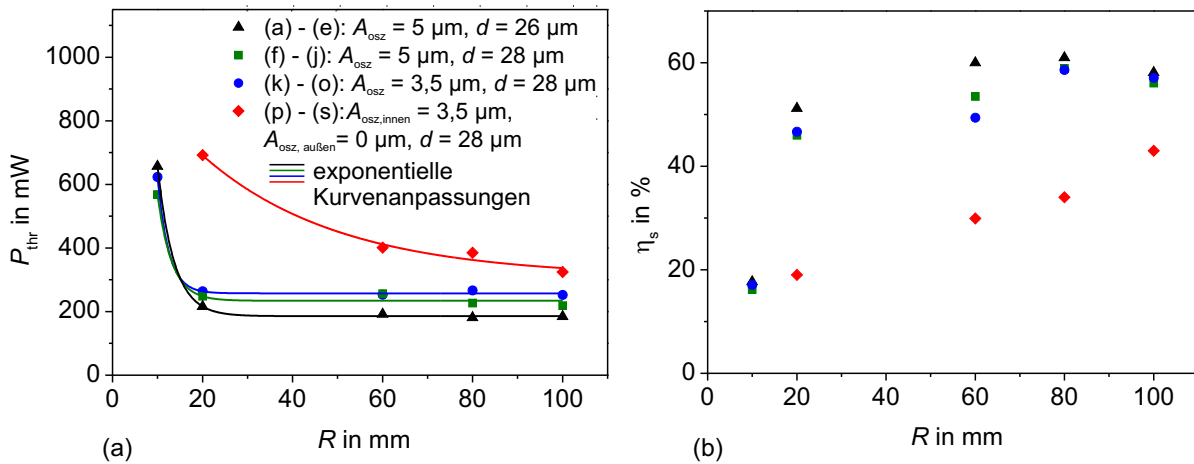


Abbildung 6.11: Laserschwelle in Abhängigkeit des Krümmungsradius (a). Differentieller Wirkungsgrad in Abhängigkeit des Krümmungsradius (b). In beiden Fällen für die Wellenleiter (a) - (s) aus Abb. 6.9. Die Legende ist für (a) und (b) gültig.

se leichte Abnahme kann wahrscheinlich aufgrund leicht höherer Modenfehlanspassung an den Übergangsstellen der einzelnen Teilstücke für $R = 100$ mm oder einem schlechteren Überlapp zwischen Pump- und Lasermode erklärt werden.

Bezüglich der differentiellen Wirkungsgrade, optisch-optischen Effizienzen und Laserschwelle scheint ein Spurabstand von $26 \mu\text{m}$ im Rahmen der getesteten Parameter optimal zu sein. Für S-Kurven-Laser mit diesem Spurabstand wurden die jeweils höchsten bzw. niedrigsten Werte erzielt (schwarze Dreiecke in Abb. 6.11).

6.4.3 Abschätzungen zur Realisierbarkeit eines fs-Laser-geschriebenen Yb:YAG Ringlasers

Aufgrund vieler Unbekannter gestaltet sich eine Abschätzung zur Realisierbarkeit eines Ringlasers anhand der Ergebnisse der S-Kurven schwierig. Beispielsweise sind die Anteile der einzelnen Verlustprozesse (Streu-, Einkoppel-, Übergangs- und Krümmungsverluste) am Gesamtverlust unbekannt. Die folgende Diskussion kann daher nur als spekulativ angesehen werden und muss durch Experimente bestätigt werden.

Durch die Demonstration der effizienten Laseroszillation von S-Kurven mit $R = 20$ mm mit relativ geringer Laserschwelle für einen Auskoppelgrad von 99% scheint die Realisierung eines fs-Laser-geschriebenen Ringlasers mit diesem Krümmungsradius möglich.

Die maximalen internen Verluste dieser S-Kurven liegen bei 2,2 dB (siehe Abb. 5.23) bei 633 nm. Es ist allerdings davon auszugehen, dass für größere Wellenlängen die Verluste geringer sind. Geht man in einer groben Abschätzung davon aus, dass die Übergangsverluste vernachlässigt werden können und für $R = 100$ mm (0,84 dB Verluste) die Verluste der geraden Stücke den Verlusten der gekrümmten Stücke entsprechen, ergeben sich für die geraden Stücke der Länge $L' \approx 2,95$ mm Gesamtverluste von 0,5 dB. Für die gekrümmten Teilstücke der $R = 20$ mm S-Kurve ergeben sich somit Verluste von $\gamma = 2,2 \text{ dB} - 0,5 \text{ dB} = 1,7 \text{ dB}$. Dies entspricht bei einer gesamten Bogenlänge von 3,6 mm Verlusten aufgrund der gekrümmten Teilstücke von 0,47 dB/mm. Ein vollständiger Kreisring mit $R = 20$ mm weist eine Bogenlänge von

126 mm auf, so dass Verluste von 60 dB auftreten würden. Allerdings konnten in den 9,5 mm langen $R = 20$ mm S-Kurven schon 22 dB Auskoppelverluste durch die Verstärkung ausgeglichen werden. Es konnte somit eine Verstärkung von mindestens 2,3 dB/mm erreicht werden, so dass es realistisch erscheint die maximalen Verluste von 0,47 dB/mm innerhalb des gekrümmten Teiles zu kompensieren.

Für die Realisierung eines Ringlasers müssten jedoch aufgrund der großen Länge wesentlich geringere Dotierungskonzentrationen des Yb:YAG Kristalls gewählt oder die Pumpwellenlänge entsprechend angepasst werden. Andernfalls wird innerhalb der ersten wenigen Millimeter des Ringes die gesamte Pumpleistung absorbiert und in den anderen Gebieten entstehen zusätzliche Reabsorptionsverluste. Eine geringere Dotierungskonzentration führt jedoch auch nach Gleichung 6.1 zu einer geringeren Verstärkung des Photonenflusses.

Zusätzlich ist zu beachten, dass Koppler zur Einkopplung des Pumplichtes und Auskoppelung des Laserlichtes notwendig sind. Diese Elemente weisen noch zusätzliche Verluste für die Laser- bzw. Pumpstrahlung auf. Weiterhin muss auch hier die Dotierungskonzentration berücksichtigt werden, da andernfalls innerhalb des Kopplers schon ein großer Anteil des Pumplichtes absorbiert wird.

Durch fs-Laserstrukturierung konnten allerdings schon Koppler mit hohen Effizienzen hergestellt werden [Che08]. Der Aufbau eines passiven fs-Laser-geschriebenen Typ I Ringresonators kann in [Kow05] nachgelesen werden. In diesem Fall wurde ein Ringresonator mit 37 dB Verlusten realisiert, welcher aus zwei geraden Wellenleitern und zwei Halbkreisen zusammengesetzt ist, wobei aufgrund eines höheren induzierten Brechungsindexkontrastes kleinere Krümmungsradien von $R = 1$ mm gewählt werden konnten.

6.5 Passive Güteschaltung von Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG Wellenleiterlasern

In die in Abschnitt 3.4.1 näher beschriebene Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG Probe wurden Doppelspuren ohne überlagerte Sinusoszillation mit $d = 24 \mu\text{m}$ bis $28 \mu\text{m}$, $v = 25 \mu\text{m/s}$, $NA = 0,55$ und $E_p = 0,8 \mu\text{J}$ bis $1,0 \mu\text{J}$ geschrieben. Dabei wurde das in Abschnitt 3.1.2 beschriebene Positioniersystem verwendet. Die besten Lasereigenschaften wies ein Wellenleiter auf, der mit $E_p = 1,0 \mu\text{J}$ und $d = 25 \mu\text{m}$ hergestellt wurde. Dieser gütegeschaltete Wellenleiterlaser wird im Folgenden beschrieben.

Die Laserexperimente wurden mit dem Versuchsaufbau aus Abb. 6.2 durchgeführt, wobei als Pumpquelle der Ti:Saphir-Laser bei 808 nm verwendet wurde. Zusätzlich wurde die emittierte Laserstrahlung mit einer schnellen InGaAs-Diode (Thorlabs DET01CFC) vermessen. Auch in diesem Fall war Laseroszillation nur aufgrund der Fresnel-Reflexion an den Endflächen des Wellenleiters möglich ($T_{OC} = 99\%$).

In einem ähnlichen Kristallsystem wurde von Okhrimchuk *et al.* ein gütegeschalteter fs-Laser-geschriebener Typ III Wellenleiterlaser mit 1 kHz Repetitionsrate, 10 μJ Pulsenergie und etwa 1 ns Pulsdauer demonstriert [Okh10]. In der Arbeit von Siebenmorgen konnte eine schnelle Modulation des Lasersignals eines Typ II Nd:YAG Wellenleiterlasers durch die Anwendung einer Cr⁴⁺:YAG Schicht, die mittels PLD direkt auf die Wellenleiterendfläche aufgewachsen wurde, erreicht werden.

6.5.1 Leistungscharakteristik und Modenprofil

In Abb. 6.12 (a) ist die Leistungscharakteristik des passiv gütegeschalteten Wellenleiterlasers gezeigt. Dabei ist die mittlere Ausgangsleistung $P_{\text{out, m}}$ angegeben. Die Laserschwelle liegt bei 220 mW und der differentielle Wirkungsgrad wurde zu 20% bestimmt. Die Wellenlänge des Wellenleiterlasers betrug 1064 nm.

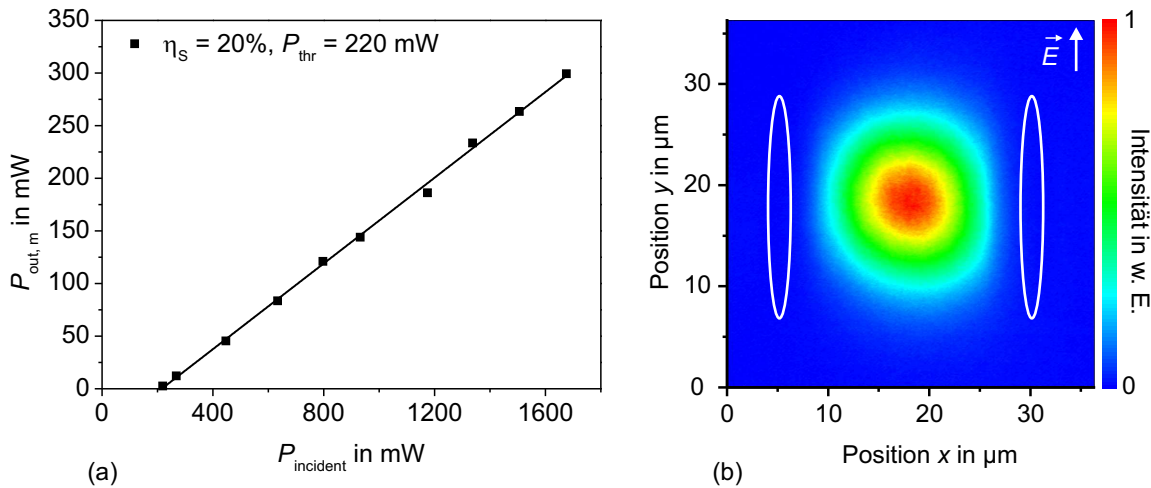


Abbildung 6.12: Mittlere Gesamtausgangsleistung in Abhängigkeit der eingestrahlten Pumpleistung eines passiv gütegeschalteten Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG Wellenleiterlasers mit $T_{\text{OC}} = 99\%$ (a). Modenprofil des Wellenleiterlasers bei $P_{\text{incident}} = 634 \text{ mW}$ (b).

Diese Werte liegen deutlich über (P_{thr}) bzw. unter (η_s) den Werten für bisher realisierte fs-Laser-geschriebene Typ II Nd:YAG Wellenleiterlaser [Tor08, Cal10]. Üblicherweise werden für gütegeschaltete Systeme aufgrund der zusätzlich eingefügten Verluste jedoch auch geringere Effizienzen erwartet. Hinzu kommt, dass die Strukturen dieser Wellenleiter ohne überlagerte Sinusoszillation geschrieben wurden. Derartige Yb:YAG Wellenleiterlaser wiesen wie beschrieben höhere Laserschwellen auf, als Yb:YAG Wellenleiterlaser, die mit Positioniersystem 1 oder überlagerter Sinusoszillation hergestellt wurden. Weiterhin zeigten im Fall von Yb:YAG Keramik Wellenleiterlasern, die mit ähnlichen Schreibparametern hergestellt wurden, diejenigen Wellenleiter mit $d = 22 \mu\text{m}$ die höchste Effizienz. Wellenleiter mit derartig kleinen Spurabständen wurden in Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG nicht hergestellt.

Daher steht zu vermuten, dass die Lasereigenschaften der Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG Wellenleiterlaser durch eine Anpassung der Parameter bzw. Herstellungsmethode noch wesentlich verbessert werden können.

In Abb. 6.12 ist das nahezu gaußförmige Modenprofil des Wellenleiterlasers gezeigt. Es weist einen leicht elliptischen Querschnitt mit $2w_x = 18 \mu\text{m}$ und $2w_y = 21,5 \mu\text{m}$ auf.

6.5.2 Eigenschaften der Pulszüge

In Abb. 6.13 (a) ist das Signal des InGaAs-Detektors in Abhängigkeit der Zeit bei einer einfallenden Pumpleistung von etwa 1,7 W dargestellt. Dieses Signal wurde in einer groben Abschätzung auf die Ausgangsleistung skaliert. Durch kurzzeitiges Ausschalten der Pumpstrahlung wurde bestätigt, dass das aufgenommene Signal vollständig bis auf null moduliert ist und

der in Abb. 6.13 (a) sichtbare Untergrund auf das Rauschen des Detektors zurückzuführen ist. Dies zeigt, dass der Wellenleiterlaser im gütegeschalteten Modus arbeitet.

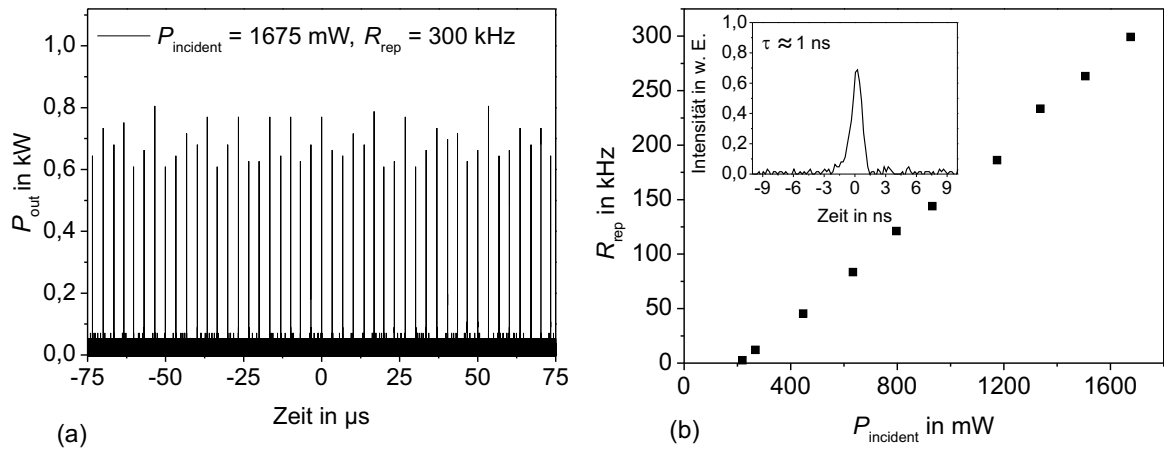


Abbildung 6.13: Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Zeit eines passiv gütegeschalteten Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG Wellenleiterlasers mit $T_{\text{OC}} = 99\%$ bei $P_{\text{incident}} = 1675 \text{ mW}$, wobei die Skalierung der Abszisse nur als grobe Abschätzung angesehen werden kann (a). Repetitionsrate in Abhängigkeit der eingestrahlten Pumpleistung und die Darstellung eines Einzelpulses (b).

Allerdings fällt auf, dass die Pulsspitzenleistung von Puls zu Puls fluktuiert. Weiterhin variiert der zeitliche Abstand zwischen den Pulsen im Bereich von 20%. Diese Jitter lassen sich teilweise mit der Konkurrenz einzelner longitudinaler Moden, wie in Abschnitt 6.1.3 beschrieben, erklären.

Zusätzlich wurde festgestellt, dass die Form der Pulszüge, also die Abfolge von Pulsen mit unterschiedlicher Intensität, für unterschiedliche Zeiten variiert. Dies weist darauf hin, dass die Güteschaltung in dem System nicht stabil abläuft. Dies kann eventuell anhand einer leichten Variation der Einkopplung mit der Zeit, thermischen Fluktuationen oder Fluktuation der Pumpleistung erklärt werden, welche dann zu jeweils leicht unterschiedlichen Randbedingungen für den Start des gütegeschalteten Laserprozesses führen. Dies resultiert in dem in Abschnitt 6.1.3 beschriebenen chaotischen Verhalten passiv gütegeschalteter Systeme [Tan03, Tel12].

Die Eigenschaften der emittierten Pulszüge werden anhand der Repetitionsrate und der Pulsdauer charakterisiert, wobei die Repetitionsrate in Abhängigkeit der Pumpleistung aufgenommen wurde. Die gemessene Pulsdauer bei der vollen Breite des halben maximal gemessenen Intensitätswertes (FWHM) liegt relativ konstant bei etwa 1 ns, wobei dieser Wert nahe an der Auflösungsgrenze des verwendeten InGaAs-Detektors (Thorlabs DET01CFC) in Kombination mit dem verwendeten Oszilloskop (LECROY WAVESURFER 104XS-A) mit einer Anstiegszeit von 300 ps liegt.

Die mittlere Repetitionsrate R_{rep} für den gezeigten Fall liegt bei 300 kHz. In Abb. 6.13 (b) ist ein Einzelpuls ($\tau \approx 1 \text{ ns}$) dargestellt und es wird die mittlere Repetitionsrate in Abhängigkeit der eingestrahlten Pumpleistung gezeigt. Die Kurve folgt einem linearen Verlauf. Da die Anregung des gütegeschalteten Wellenleiterlasers mit einem Dauerstrichlaser erfolgt, wird dieser Verlauf erwartet [Tel12]. Aufgrund des linearen Verlaufs dieser Kurve und des linearen Verlaufs der Ausgangsleistung in Abhängigkeit der eingestrahlten Pumpleistung, weist die Pulsenergie einen nahezu konstanten Wert von ca. $1 \mu\text{J}$ unabhängig von der Pumpleistung auf, was bei Pulsdauern von etwa 1 ns zu Pulsspitzenleistungen im Kilowattbereich führt.

Trotz der erwähnten Instabilitäten konnte ein monolithischer gütegeschalteter fs-Laser-geschriebener Wellenleiterlaser demonstriert werden. Dies stellt einen wesentlichen Fortschritt zu den Resultaten aus [Sie10a] dar. In diesem Fall konnte lediglich eine schnelle Modulation des Ausgangsignals erzielt werden.

Eine Verbesserung der Effizienz kann durch eine Anpassung der Schreibparameter bzw. der Herstellungsmethode erreicht werden. Der auftretende Jitter könnte durch eine Optimierung des Auskoppelgrades oder der Dicke und somit der Anfangstransmission des Cr^{4+} :YAG Kristalls reduziert werden [Tan03]. Auch über eine Kontrolle der Temperatur des passiven Güteschalters, in dem Fall ebenfalls Cr^{4+} :YAG, wurde schon eine Reduktion des Jitters erreicht [Kim12]. Weiterhin stehen aktive und passive Verfahren zur Verfügung, welche jedoch vergleichsweise aufwendig zu realisieren sind und die Miniaturisierung des Systems verhindern [Col09, Ste10].

6.6 Pr:SrAl₁₂O₁₉ Wellenleiterlaser

Die Eigenschaften des kristallinen Materials Pr:SrAl₁₂O₁₉ und die Charakterisierung der fs-Laser-geschriebenen Wellenleiter wurden in den vorherigen Abschnitten 3.4.2 und 5.5 beschrieben.

Mit den 6,6 mm langen Pr:SrAl₁₂O₁₉-Wellenleitern konnte erstmalig ein dielektrischer kristalliner Wellenleiterlaser, der direkt im sichtbaren Spektralbereich emittiert, demonstriert werden. Der bereits im Jahr 2011 in [Cal11b] beschriebene Versuchsaufbau, mit dem 28 mW Ausgangsleistung bei 644 nm erzielt wurden, konnte zwischenzeitlich erheblich verbessert werden. Der verbesserte Versuchsaufbau, mit dem auch die Wellenlänge des Wellenleiterlasers auf einfache Weise umgeschaltet werden kann, wird im ersten Abschnitt beschrieben. Daraufhin erfolgt die Charakterisierung des Wellenleiterlasers bei unterschiedlichen Wellenlängen und im umschaltbaren Betrieb.

6.6.1 Versuchsaufbau

Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 6.14 dargestellt. Als Pumpquelle wurde eine InGaN-Laserdiode bei einer Wellenlänge von 444,5 nm verwendet, wobei eine einfallende Pumpleistung von maximal $P'_{\text{incident}} = 1157 \text{ mW}$ zur Verfügung stand. Die einfallende Pumpleistung P'_{incident} wird für diese Experimente als diejenige Leistung definiert, welche vor dem Spiegel auf der Einkoppelseite gemessen wurde. Die Leistungsregelung von P'_{incident} erfolgte wie bei den vorherigen Wellenleiterlaserexperimenten über die Kombination aus einem $\lambda/2$ -Plättchen und einer optischen Diode, welche gleichzeitig die Rückkopplung von reflektiertem Pumplicht bzw. von Laserlicht in die Laserdiode verhinderte. Die Lichteinkopplung erfolgte mit einer asphärischen Linse ($f = 18,4 \text{ mm}$), wobei zuvor die Polarisationsrichtung des Pumplichtes auf $\vec{E} \parallel y$ mit einem weiteren $\lambda/2$ -Plättchen eingestellt wurde.

Der Laserresonator besteht in diesem Fall aus einer dielektrischen Spiegelschicht auf der Auskoppelseite des Kristalls, die hochreflektierend ($R > 99\%$) für den Wellenlängenbereich von 520 nm bis 640 nm ist. Für 645 nm beträgt die Reflektion noch mehr als 96%. Auf der Einkoppelseite wird ein Spiegel, welcher an einem Piezo-Ringaktor befestigt ist, parallel zur Endfläche des Kristalls positioniert. Dabei verbleibt ein Luftspalt zwischen Kristallendfläche

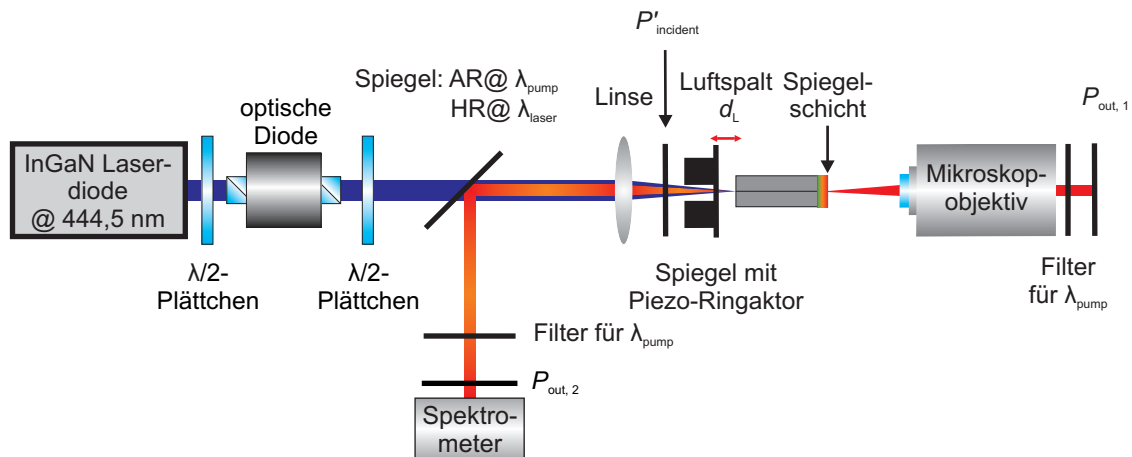


Abbildung 6.14: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus für die Pr:SrAl₁₂O₁₉ Wellenleiterlaserexperimente mit der Möglichkeit zum Umschalten der Laserwellenlänge.

und Spiegel von wenigen μm Dicke. Der Abstand d_L zwischen Spiegel und Kristallendfläche kann über die an den Piezo-Ringaktor angelegte Spannung variiert werden. Die Kombination aus Kristallendfläche, Luftspalt, den dielektrischen Schichten des Spiegels und Spiegelsubstrat wirkt als variabler Spiegel. Die Reflexion dieses variablen Spiegels ist abhängig von der Luftspaltdicke, wodurch die Rückkopplung von Licht verschiedener Wellenlängen in den Wellenleiter verändert werden kann. Somit ist ein Umschalten der Wellenlänge des Wellenleiterlasers durch Änderung der an den Piezo-Ringaktor angelegten Spannung möglich. Zusätzlich muss allerdings berücksichtigt werden, dass auch für die Pumplichtwellenlänge die Transmission des Spiegelsystems mit der Luftspaltdicke variiert. Daher ist die auf die Kristallendfläche einfallende Pumpleistung unbekannt und es wird wie beschrieben P'_{incident} angegeben.

Ein ähnlicher Versuchsaufbau wurde zur Realisierung von umschaltbaren Pr:ZBLAN Faserlasern und Pr:LiYF₄-Festkörperlasern verwendet [Hel10, Mü11].

Am Piezo-Ringaktor wurden für verschiedene Experimente Spiegel mit unterschiedlichen Auskoppelgraden befestigt. Da die Auskoppelung zu dieser Seite des Kristalls aufgrund der Wahl dieser Spiegel wesentlich höher war als auf der Rückseite des Kristalls, war auch $P_{\text{out}, 2}$ wesentlich größer als $P_{\text{out}, 1}$.

Die auf der Einkopplenseite emittierte Laserstrahlung wurde durch einen dichroitischen Spiegel von der Pumpstrahlung getrennt und die Leistung $P_{\text{out}, 2}$ gemessen. Für die jeweiligen Leistungsmessungen wurde die verbleibende Pumpstrahlung herausgefiltert. Zusätzlich wurde das Spektrum der Laseremission auf dieser Seite mit einem Spektrometer (Bruker Equinox 55) aufgenommen.

6.6.2 Laserexperimente bei fester Wellenlänge

In Abb. 6.15 (a) ist die Leistungscharakteristik für Laserwellenlängen von $\lambda_L = 623 \text{ nm}$ und $\lambda_L = 644 \text{ nm}$ gezeigt, also für Laser im orangenen und roten Spektralbereich. Die verwendeten Spiegel wiesen Transmissivitäten im Falle der Laserexperimente bei 644 nm von $T_{644} = 34\%$ und $T_{623} = 50\%$ bzw. $T_{644} = 44\%$ und $T_{623} = 8\%$ für die Laserexperimente bei 623 nm auf. Die Gesamttransmission des jeweiligen variablen Spiegels kann allerdings nicht berechnet werden,

da die genaue Luftspaltdicke und die Zusammensetzung des Schichtsystems der Spiegelschichten unbekannt sind.

Bei der Messung der Leistungscharakteristiken wurde für jeden Messpunkt die Ausgangsleistung optimiert, indem die Einkopplung nachjustiert wurde und durch Änderung des Abstandes d_L , der Auskoppelgrad bzw. die Transmissivität des variablen Spiegels für die Pumpwellenlänge optimiert wurde. Aufgrund von Temperaturänderungen des Kristalls kann es zu Längenänderungen des Kristalls und somit zu einer Änderung der Luftspaltdicke kommen. Daher kann diese Optimierung in der gleichen Transmissivität des variablen Spiegels resultieren, wie sie für den vorherigen Datenpunkt eingestellt wurde. Es besteht allerdings auch die Möglichkeit, dass für unterschiedliche Pumpleistungen unterschiedliche Auskoppelgrade optimal sind. Aufgrund dieser Messweise wird im Folgenden nicht der differentielle Wirkungsgrad sondern nur der optisch-optische Wirkungsgrad angegeben.

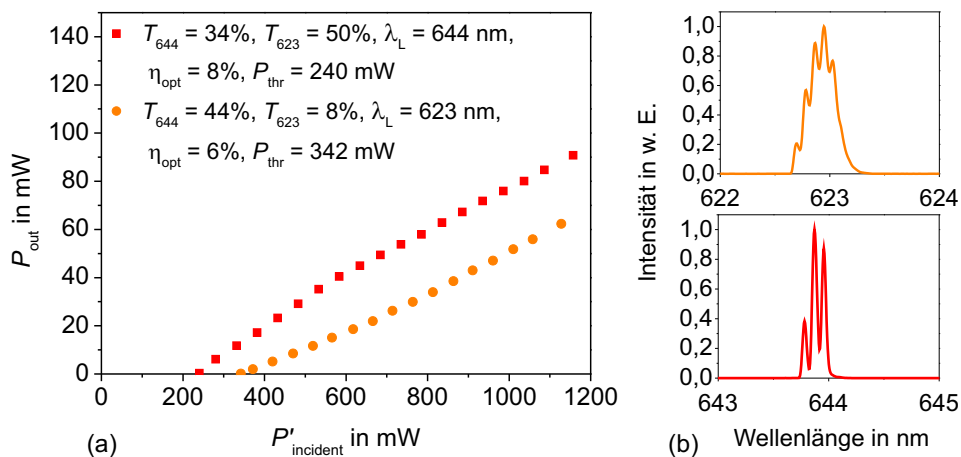


Abbildung 6.15: Gesamtausgangsleistung in Abhängigkeit der eingekoppelten Pumpleistung eines Pr:SrAl₁₂O₁₉ Wellenleiterlasers mit $\lambda_L = 623$ nm (orangene Kreise) und $\lambda_L = 644$ nm (rote Quadrate) (a). Emissionsspektren des Wellenleiterlasers für die unterschiedlichen Wellenlängen bei maximaler Ausgangsleistung (b).

Für den Wellenleiterlaser im roten Spektralbereich konnte eine Ausgangsleistung von 91 mW bei 1157 mW eingestrahelter Pumpleistung P'_{incident} erreicht werden. Die Laserschwelle liegt bei 240 mW und der optisch-optische Wirkungsgrad bei 8%. Die maximale Ausgangsleistung des Wellenleiterlasers im orangenen Spektralbereich lag bei 62 mW bei $P'_{\text{incident}} = 1128$ mW ($\eta_{\text{opt}} = 6\%$), wobei Laseroszillation bei einer höheren Laserschwelle von 342 mW erzielt wurde. Die höhere Laserschwelle trotz geringerer Transmissivität des Auskoppelspiegels ist auf den geringeren Emissionswirkungsquerschnitt bei dieser Wellenlänge zurückzuführen [Fec11a].

In Abb. 6.15 (b) sind die Emissionsspektren des Wellenleiterlasers bei 623 nm und 644 nm gezeigt. Aus diesen Spektren wurden die angegebenen zentralen Wellenlängen der Laseremission entnommen. Zusätzlich ist zu erkennen, dass die Spektren mehrere Maxima aufweisen, der Laser also auf mehreren longitudinalen Moden oszilliert. Eine Abschätzung des erwarteten Modenabstandes aufgrund der Resonatorlänge ergibt allerdings, dass einzelne longitudinale Moden nicht aufgelöst werden können.

6.6.3 Umschaltbarer Laserbetrieb und simultane Emission von zwei Wellenlängen

Wie beschrieben konnte die emittierte Wellenlänge des Wellenleiterlasers durch Änderung der Luftspaltdicke umgeschaltet werden. In Abb. 6.16 ist die Ausgangsleistung in Abhängigkeit der relativen Änderung der Luftspaltdicke Δd_L aufgetragen. Dieses Δd_L lässt sich aus der an den Piezo-Ringaktor angelegten Spannung ableiten. Dabei betrug die eingestrahlte Pumpleistung 1128 mW. Zur Messung der jeweiligen Ausgangsleistung wurden die Laserphotonen mit unterschiedlicher Wellenlänge durch einen reflektierenden Filter (HR bei 623 nm AR bei 644 nm) voneinander getrennt. Die Ausrichtung des variablen Spiegels und die Einkopplung des Pumplichtes wurden in diesem Fall derart optimiert, dass der Laser stabil zwischen den Wellenlängen umgeschaltet werden konnte. Bei leicht anderer Einstellung der Spiegel oszilliert der Wellenleiterlaser bevorzugt auf einer der beiden Wellenlängen. Der verwendete Spiegel ($T_{644} = 44\%$ und $T_{623} = 8\%$) entsprach dem Spiegel aus den vorherigen Laserexperimenten ($\lambda_L = 623$ nm). Im Falle des orangenen Lasers aus dem vorherigen Abschnitt wurde der Resonator derart eingestellt, dass der Laser bevorzugt auf dieser Wellenlänge anschwingt.

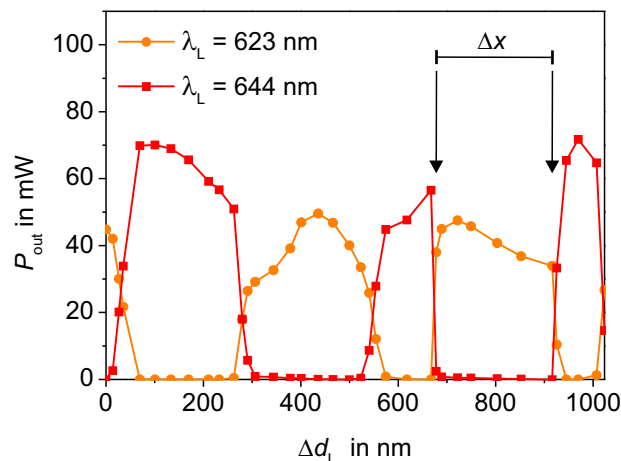


Abbildung 6.16: Gesamtausgangsleistung in Abhängigkeit der relativen Änderung der Luftspaltdicke Δd_L eines Pr: SrAl₁₂O₁₉ Wellenleiterlasers mit $\lambda_L = 623$ nm (orangene Kreise) und $\lambda_L = 644$ nm (rote Quadrate). Es wurde der Spiegel mit $T_{644} = 44\%$ und $T_{623} = 8\%$ verwendet.

Durch die Änderung der Luftspaltdicke konnte die Wellenlänge des Wellenleiterlasers zwischen rot und orange umgeschaltet werden. Die Ausdehnung der Bereiche Δx , in denen der Wellenleiterlaser nur eine der Wellenlängen emittiert, ändert sich jedoch mit Δd_L . Dies lässt sich darauf zurückführen, dass sich die Transmission des variablen Spiegels periodisch mit der relativen Änderung der Luftspaltdicke ändert, und diese Periodizität für die beiden Wellenlängen unterschiedlich ist. Die maximale Ausgangsleistung im roten Spektralbereich betrug 72 mW und bei 623 nm 50 mW. Diese Werte liegen leicht unter den zuvor erreichten Werten, was auf die Einstellung des Resonators auf optimales Umschalten zurückzuführen ist.

Für bestimmte Werte von Δd_L konnte simultaner Laserbetrieb bei beiden Wellenlängen beobachtet werden. Allerdings war die Laseroszillation in diesem Fall nur für einige Sekunden stabil, bis der Wellenleiterlaser wieder Licht bei nur einer der beiden Wellenlängen emittierte. In [Mül10] wurde simultaner Laserbetrieb eines umschaltbaren Pr: LiYF₄ Volumenkristalllasers

durch das Anschwingen mehrerer transversaler Moden beschrieben. Aufgrund der wellenleitenden Eigenschaften und der Tatsache, dass bei 632,8 nm nur die Grundmode geführt wird (siehe Abschnitt 5.5), ist es im Fall des Pr:SrAl₁₂O₁₉ Wellenleiterlasers allerdings unwahrscheinlich, dass dieser simultane Laserbetrieb so gedeutet werden kann. Allerdings kann beispielsweise aufgrund von Spatial-Hole-Burning aufgebaute Inversion an den Knoten der stehenden Welle des roten Lasers verbleiben, welche dann Laseroszillation zusätzlich im orangenen Spektralbereich ermöglicht. In diesem Fall sollte eine geringere Anzahl longitudinaler Moden im roten Spektralbereich oszillieren als bei alleinigem Laserbetrieb bei 644 nm. Aufgrund des instabilen Verhaltens bei gleichzeitiger Emission von Licht bei beiden Wellenlängen konnten in diesem Fall jedoch weder das Modenprofil noch das Spektrum sinnvoll aufgenommen werden, um diese Vermutung zu bestätigen.

6.7 Zusammenfassung der Lasereperimente

In diesem Kapitel wurden verschiedenen Wellenleiterlaser mit Emissionswellenlängen vom sichtbaren bis in den nahen infraroten Spektralbereich beschrieben. Yb:YAG Wellenleiterlaser wurden mit unterschiedlichen auf Halbleitertechnologie basierenden Pumpquellen mit guter Strahlqualität angeregt und damit demonstriert, dass eine effiziente Einkopplung dieser Pumpquellen in die Wellenleiter möglich ist. Dabei wurde gleichzeitig die höchste Ausgangsleistung eines fs-Laser-geschriebenen Wellenleiterlasers erzielt. Außerdem war es möglich zu demonstrieren, dass der Ti:Saphir-Laser als Pumpquelle durch Halbleiterlaser ersetzt werden kann und somit eine Integration und Miniaturisierung der Wellenleiterlaser möglich erscheint.

Durch die Herstellung von Yb:YAG Wellenleitern mit einer neuen Schreibmethode, bei der die Translationsbewegung des Positioniersystems mit einer Sinusoszillation überlagert wurde, und einem neuen Positioniersystem konnte die Effizienz dieser Wellenleiterlaser im Vergleich zu früheren ähnlichen Systemen gesteigert werden.

Erstmalig wurde zudem Laseroszillation in gekrümmten fs-Laser-geschriebenen Strukturen nachgewiesen. Dies zeigt zum einen, dass sogenannte verlustfreie optische Bauelemente durch fs-Laserstrukturierung hergestellt werden können. Zum anderen kann abgeschätzt werden, dass die Realisierung eines fs-Laser-geschriebenen Ringresonators mit einem Krümmungsradius von 20 mm realistisch ist.

Weiterhin gelang der passiv gütegeschaltete Betrieb von monolithischen Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG Wellenleiterlasern mit einer Pulsenergie von 1 μJ und Pulsspitzenleistungen im Kilowattbereich. Durch die Anregung dieser Wellenleiter mit einer Trapezlaserdiode bei einer Wellenlänge von 808 nm ist eine weitere Miniaturisierung dieses gütegeschalteten Lasersystems möglich. Allerdings wird aufgrund der relativ kleinen Querschnittsfläche der Wellenleiter eine Begrenzung der Ausgangsleistung bzw. Pulsspitzenleistung des Lasers aufgrund der Zerstörschwelle der Endfacette erwartet.

Erstmalig konnte ein dielektrischer kristalliner Wellenleiterlaser mit direkter Emission im sichtbaren Spektralbereich demonstriert werden. Es wurden sowohl Emission im orangenen als auch im roten Spektralbereich erzielt. Durch ein spezielles Resonatordesign konnte zudem umschaltbarer und simultaner Laserbetrieb auf zwei Wellenlängen gezeigt werden. In hier nicht diskutierten Experimenten wurde zudem bei geeigneter Wahl des Spiegels Laseremission bei einer Wellenlänge von etwa 720 nm beobachtet.

7 Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit gelang es Laseremission verschiedener Typ II Wellenleiter im sichtbaren und im nahen infraroten Spektralbereich zu demonstrieren. Durch den Einsatz von Laserdioden als Pumpquellen und durch den Nachweis von Laseroszillation in gekrümmten Strukturen konnte gezeigt werden, dass eine Miniaturisierung und Integration dieser Lasersysteme in optische Schaltkreise theoretisch möglich ist. Weiterhin wurden Wellenleiter in KTP realisiert, die sich für effiziente nichtlineare Frequenzkonversion eignen. Die entsprechenden Ergebnisse zur Frequenzverdopplung wurden an anderer Stelle veröffentlicht und sind nicht Teil dieser Arbeit [Lau12].

Zur Herstellung der Wellenleiter wurden Strukturen in einkristallinen YAG bzw. Yb:YAG, keramischen Yb:YAG, einkristallinen Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG, KTP und Pr:SrAl₁₂O₁₉ mittels fs-Laserstrukturierung geschrieben. Dazu wurden die Proben mit einem hochpräzisen Positioniersystem senkrecht zum einfallenden Laserstrahl des fs-Lasersystems verfahren, wodurch Spuren modifizierten Materials geschrieben wurden.

In früheren Arbeiten [Cal09, Sie10a] gelang es bereits Doppelspuren als ideale Strukturen für die Realisation von fs-Laser-geschriebenen Wellenleitern in vielen kristallinen Materialien zu identifizieren. Die Lichtführung erfolgt dabei im Bereich zwischen den Spuren. Dieses Schreibschema wurde für alle untersuchten Materialien angewendet. Im Folgenden werden noch einmal die Ergebnisse der mikroskopischen Untersuchungen und der Wellenleitungs- und Laserexperimente für KTP, Pr:SrAl₁₂O₁₉ und die unterschiedlichen YAG Proben zusammengefasst.

YAG

In einer systematischen Variation der Schreibparameter konnten Parameterkombinationen ausgemacht werden, die sich zur Herstellung von Strukturen in YAG mit guten wellenleitenden Eigenschaften eignen. Diese Wellenleiter weisen geringe Verluste von unter 0,71 dB/cm auf und unterstützen die Führung von runden, nahezu gaußförmigen Moden bei einer Wellenlänge von 632,8 nm. Weiterhin konnten Bereiche des Parameterraums ausgemacht werden, die für die Herstellung von Wellenleitern ausgeschlossen werden sollten. So führt die Wahl von Pulsenergien über 2 µJ in Kombination mit den anderen getesteten Parametern zu wellenleitenden Strukturen, welche hohe Verluste aufweisen. Zusätzlich ist die Skalierbarkeit der Modendurchmesser begrenzt. Bei kleinen und großen Spurbständen werden die Modenprofile elliptisch. Dies wirkt sich nachteilig auf die direkte Lichteinkopplung in Fasern und die Pumplichteinkopplung aus fasergekoppelten Laserdioden in die Wellenleiter aus. Weiterhin weisen die Wellenleiter mit kleinen Spurbständen vergleichsweise hohe Verluste auf. Die Modenprofile der Wellenleiter weisen außerdem im Vergleich zu den Modenprofilen von Wellenleitern aus früheren Arbeiten,

welche am Institut für Laser-Physik mit einem anderen Versuchsaufbau (Positioniersystem 1) hergestellt wurden, relativ große Querschnittsflächen bei gleichem Spurbstand auf. Größere Querschnittsflächen wirken sich jedoch negativ auf die Laserschwelle von Wellenleiterlasern aus.

Der Grund für diese größere Querschnittsfläche konnte anhand von mikroskopischen Untersuchungen identifiziert werden. In Polarisationskontrast-Aufnahmen wurde spannungsinduzierte Doppelbrechung in der Umgebung der Spuren als Hauptmechanismus für die Brechungsindexerhöhung zwischen den Spuren identifiziert. In Kombination mit einer Brechungsindexverringerng der Spuren selbst gibt das resultierende Brechungsindexprofil die wellenleitenden Eigenschaften des Kanalwellenleiters und auch die Modengröße vor. Anhand von Röntgenographen konnte dieses Modell noch einmal bestätigt werden und es gelang die Richtungen der Spannungen zu identifizieren. In den Polarisationskontrast-Aufnahmen konnte bei Strukturen, die mit einfacher linearer Translationsbewegung hergestellt wurden, weitaus weniger Doppelbrechung als bei Strukturen, die im Rahmen früherer Arbeiten hergestellt wurden, beobachtet werden. Dies resultierte in geringeren Brechungsindexunterschieden und somit einer geringeren Eingrenzung der Mode. Die höhere Doppelbrechung der Strukturen aus den früheren Arbeiten konnte auf eine größere laterale Ausdehnung des Spurquerschnittes zurückgeführt werden. Diese resultierte aus einer geringeren Stabilität des damals verwendeten Positioniersystems, welche zu einer unbeabsichtigten Sägezahnbewegung führte.

Um Doppelspuren mit größerer lateraler Ausdehnung der Spuren herzustellen wurde eine neue Herstellungsmethode entwickelt. Im Rahmen dieser Methode wurde die lineare Translationsbewegung mit oszillierenden Bewegungen senkrecht zur Translationsrichtung überlagert. Die resultierenden Strukturen wiesen, wie beabsichtigt, höhere Doppelbrechung auf.

Weiterhin konnten in mikroskopischen Untersuchungen periodisch auftauchende Strukturen innerhalb der Spuren beobachtet werden. Diese resultieren wahrscheinlich aus dem Pulsüberlapp, welcher durch die Translationsbewegung in Kombination mit den übrigen Schreibparametern vorgegeben ist. Außerdem wurden aufgrund dieses Pulsüberlapps Strukturen mit glatten Rändern geschrieben.

Anhand von Wellenleitungsexperimenten konnte nachgewiesen werden, dass mit den Doppelspuren, die mit überlagerter Sinusoszillation hergestellt wurden, eine wesentlich größere Eingrenzung der Mode und somit Verkleinerung der Querschnittsfläche im Vergleich zu Wellenleitern, die mit einfacher linearer Translationsbewegung hergestellt wurden, erreicht werden konnte. Dabei wurden die jeweiligen Schreibparameter so gewählt, dass Wellenleiter mit möglichst geringen Verlusten geschrieben wurden. Die Verluste lagen für beide Strukturen in der gleichen Größenordnung und waren geringer, als bei Wellenleitern, die mit Positioniersystem 1 hergestellt wurden. Dies konnte auf die glatteren Ränder der Spuren zurückgeführt werden. Bei einer Wellenlänge von 1064 nm ergab ein direkter Vergleich von zwei Doppelspuren in derselben Probe, welche mit den beiden unterschiedlichen Methoden hergestellt wurden, eine Reduktion der Modenquerschnittsfläche um einen Faktor von 1,7 für Doppelspuren, die mit überlagerter Sinusoszillation geschrieben wurden. Weiterhin war in diesem Fall eine starke zusätzliche Eingrenzung in y -Richtung gegeben, so dass runde Moden geführt wurden.

In den Laserexperimenten von Yb:YAG Wellenleitern, welche mit Positioniersystem 1 geschrieben wurden, gelang es effiziente Laseroszillation zu demonstrieren. Dabei wurden unter anderem zur Anregung Pumpquellen verwendet, die auf Halbleitertechnologie basieren. Es wurden differentielle Wirkungsgrade von 51% bezüglich einfallender Pumpleistung erreicht. Bei

Verwendung einer Trapezlaserdiode als Pumpquelle wurden Ausgangsleistungen von 2,4 W erzielt. Durch die Verwendung dieser Pumpquellen konnte zum einen gezeigt werden, dass eine Integration und Miniaturisierung dieser Wellenleiter möglich ist, zum anderen konnte die höchste Ausgangsleistung eines fs-Laser-geschriebenen Wellenleiterlasers demonstriert werden.

Die Wellenleiterlaser, deren Strukturen mit überlagerter Sinusoszillation geschrieben wurden, wiesen einen sehr hohen differentiellen Wirkungsgrad von 79% bezüglich eingekoppelter Pumpleistung auf. In diesem Fall wurde ein Ti:Saphir-Laser als Pumpquelle verwendet. Dieser Wert liegt geringfügig über dem Wert für ähnliche Wellenleiterlaser ($\eta_s = 77\%$), die in [Sie10a] demonstriert werden konnten. Gleichzeitig konnte mit $\eta_{opt} = 67\%$ resultierend aus 1,06 W Ausgangsleistung bei 1,59 W eingestrahelter Pumpleistung der höchste optisch-optische Wirkungsgrad eines fs-Laser-geschriebenen Wellenleiterlasers demonstriert werden.

In weiteren Laserexperimenten gelang der erstmalige Nachweis von Laseroszillation in fs-Laser-geschriebenen Wellenleitern in einer Yb:YAG Keramik. In diesem Fall waren allerdings sowohl die Ausgangsleistung als auch der differentielle Wirkungsgrad insbesondere bei einem Auskoppelgrad von 99% vergleichsweise gering und die Laserschwelle relativ hoch. Die Gründe hierfür konnten nicht vollständig geklärt werden.

Bei der Herstellung von gütegeschalteten monolithischen Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG Typ II Wellenleiterlasern konnte ein weiterer Fortschritt im Vergleich zu früheren Arbeiten [Sie10a] erzielt werden. In dieser Arbeit wurde erstmalig eine vollständige Modulation des Signals erzielt und eine Pulsdauer von etwa 1 ns und Pulsenergie von 1 μ J gemessen. Die Strukturen in dem Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG Kristall und der Yb:YAG Keramik wurden bisher allerdings nur mit einfacher linearer Translationsbewegung hergestellt. Die neue Herstellungsmethode wurde bei diesen Materialien noch nicht getestet, so dass eine Verbesserung der Lasereigenschaften dieser Wellenleiterlaser möglich erscheint.

Mit der in dieser Arbeit durchgeführten Herstellung gekrümmter Wellenleiter ist ein höherer Grad der Integration auf einem optischen Chip möglich. Weiterhin sind diese Grundlage für weitere optische Bauteile wie Verzweiger, Koppler oder Ringlaser. Es wurden zirkular gekrümmte Doppelspuren und S-Kurven hergestellt, wobei im Falle der S-Kurven ebenfalls die neue Herstellungsmethode angewendet wurde.

In Laserexperimenten mit diesen Strukturen konnte effiziente Laseroszillation bei hohen Auskoppelgraden ($T_{OC} = 99\%$) bis zu einem Krümmungsradius von 20 mm erreicht werden ($\eta_s = 51\%$, $P_{thr} = 190$ mW). Dies deutet darauf hin, dass sogenannte verlustfreie optische Bauteile mit der fs-Laserstrukturierung hergestellt werden können. Weiterhin scheint die Realisation eines Ringlasers mit diesem Krümmungsradius unter Anpassung der Schreibparameter möglich. Zusätzlich müssen auch die Materialparameter, insbesondere die Dotierungskonzentration, angepasst werden.

KTP

In KTP wurden Doppelspuren mit unterschiedlichen Spurbständen und Energien geschrieben. Dabei wurde der Verschiebetisch mit einfacher linearer Translationsbewegung verfahren. In dieser Studie hat sich herausgestellt, dass im Gegensatz zu YAG wesentlich höhere Pulsenergien ($E_p \approx 2$ μ J) bei sonst ähnlichen Parametern für die Herstellung von Wellenleitern mit guter Eingrenzung der Mode und niedrigen Verlusten verwendet werden sollten. Weiterhin wurden in mikroskopischen Untersuchungen zusätzliche modifizierte Bereiche seitlich versetzt unterhalb

der Spuren beobachtet, die auf eine Aufspaltung des fs-Laserstrahls in zwei Filamente mit anschließender Defokussierung und Selbstfokussierung zurückgeführt wurden.

Ein weiterer Unterschied zu den Strukturen in YAG besteht darin, dass die wellenleitenden Bereiche in diesem Fall nicht im Zentrum zwischen den Spuren lokalisiert sind, sondern sich zentral ober- oder unterhalb der Doppelspuren befinden. Dies könnte auf die unterschiedlichen Brechungsindizes der verschiedenen Kristallachsen dieses biaxialen Systems zurückzuführen sein.

Weiterhin wurde der Zusammenhang zwischen Modendurchmesser und Spurabstand untersucht, wobei für Spurabstände von $18\ \mu\text{m}$ relativ kleine Moden ($2w \approx 14\ \mu\text{m}$) geführt wurden. Die geringsten Verluste eines Wellenleiters bei $632,8\ \text{nm}$ mit diesem Spurabstand lagen bei $0,6\ \text{dB/cm}$.

Pr:SrAl₁₂O₁₉

Die Parameter zur Herstellung der wellenleitenden Strukturen in Pr:SrAl₁₂O₁₉ wurden auf Grundlage der systematischen Parametervariation bei der Strukturierung von YAG ausgewählt. Die mikroskopischen Untersuchungen ergaben, dass glatte Strukturen erzeugt wurden. Doppelbrechung konnte ebenfalls nachgewiesen werden, so dass der Mechanismus der relativen Brechungsindexerhöhung zwischen den Spuren wahrscheinlich analog zu YAG auf spannungsinduzierte Doppelbrechung und eine Brechungsindexverringering innerhalb der Spuren selbst zurückgeführt werden kann.

Die monomode-Wellenleiter wiesen mit $0,16\ \text{dB/cm}$ bei $632,8\ \text{nm}$ die geringsten Verluste auf, die bisher für fs-Laser-geschriebene Typ II Wellenleiter gemessen wurden.

Mit verschiedenen diodengepumpten Laseraufbauten gelang es erstmalig einen dielektrischen kristallinen Wellenleiterlaser zu demonstrieren, der im sichtbaren Spektralbereich emittiert. Laseroszillation konnte im orangenen ($622,8\ \text{nm}$) und roten ($643,8\ \text{nm}$) Spektralbereich nachgewiesen werden. Dabei wurden $91\ \text{mW}$ Ausgangsleistung bei $643,8\ \text{nm}$ und $62\ \text{mW}$ bei $622,8\ \text{nm}$ erreicht. Weiterhin gelang durch die Verwendung eines variablen Spiegels umschaltbarer und gleichzeitiger Laserbetrieb bei beiden Wellenlängen.

7.2 Ausblick

Auf Grundlage der Resultate dieser Arbeit kann eine Vielzahl weiterer Experimente auf dem Gebiet der Herstellung von wellenleitenden Strukturen und Wellenleiterlasern mittels fs-Laserstrukturierung durchgeführt werden.

In zukünftigen Experimenten sollten systematische Untersuchungen zu Zerstörschwellen unter sorgfältiger Wahl und Variation der experimentellen Bedingungen durchgeführt werden. In Kombination mit einer Vermessung des fokalen Volumens wären Aussagen über die unterschiedlichen Einflüsse der grundlegenden physikalischen Prozesse der Tunnel- und Multiphotonenionisation möglich.

Eine Bestimmung der Brechungsindexprofile von Wellenleitern, die mit unterschiedlichen Schreibparametern hergestellt wurden, und einer daraus resultierenden Abschätzung des Einflusses der Schreibparameter auf das Brechungsindexprofil ist für eine Simulation der wellenleitenden Strukturen unerlässlich. Derartige Simulationen sind nützlich, um beispielsweise

Wechselwirkungslängen für Koppler zu ermitteln oder an Übergängen auftretende Effekte vorauszusagen. Dies würde es ermöglichen Übergangsverluste und mode beating zu reduzieren.

Weiterhin wäre die Verwirklichung von Wellenleiterlasern basierend auf Er:YAG oder Tm:YAG sehr interessant. Er:YAG Festkörperlaser emittieren je nach Dotierungskonzentration bei $1,5\ \mu\text{m}$ oder $3\ \mu\text{m}$ und Tm:YAG Laser im Wellenlängenbereich von $2\ \mu\text{m}$. Für diese Wellenlängen werden relativ große Modendurchmesser erwartet. Folglich ist ein relativ großer Spurbstand notwendig, um zu verhindern, dass die Mode in den zerstörten Bereich hineinragt und somit große Verluste erfährt. Bisher wurden nur Typ III Tm:YAG Wellenleiterlaser bei $2\ \mu\text{m}$ Wellenlänge demonstriert [Ren12a]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden schon erste Voruntersuchungen zu Typ II Wellenleiterlasern in diesen Materialien durchgeführt. Diese erwiesen sich als nicht erfolgreich, wobei bisher jedoch nur Doppelspuren mit einfacher linearer Translationsbewegung geschrieben wurden. Daher war wahrscheinlich keine ausreichende Eingrenzung der Mode aufgrund zu niedriger induzierter Brechungsindexunterschiede gegeben. Auf Grundlage der neuen Herstellungsmethode, mit der Wellenleiter mit einer stärkeren Eingrenzung der Mode bei $1\ \mu\text{m}$ Wellenlänge realisiert wurden, sollte es auch möglich sein, Wellenleiterlaser basierend auf Er:YAG und Tm:YAG zu verwirklichen.

Eine Herstellung von Wellenleitern in Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG durch Schreiben der Spuren mit überlagerter Sinusoszillation könnte zu einer Effizienzsteigerung des monolithischen gütegeschalteten Wellenleiterlasers führen.

Auch in hochdotierte Yb:YAG Keramiken oder Yb:YAG Einkristalle sollten Strukturen mit überlagerter Sinusoszillation geschrieben werden, um weitere Erklärungsansätze für den vergleichsweise geringen differentiellen Wirkungsgrad und die hohe Laserschwelle bei hoher Auskopplung der Yb:YAG Keramik Wellenleiterlaser zu erhalten.

Zusätzlich können in naher Zukunft weitere Experimente an den bereits hergestellten Yb:YAG Wellenleitern, die mit überlagerter Sinusoszillation geschrieben wurden, durchgeführt werden. Dabei sollten insbesondere die Trapezlaserdiode und der OPS-Laser als Pumpquellen verwendet werden. Durch Betrieb dieser Pumpquellen bei höheren Ausgangsleistungen wären auch höhere Ausgangsleistungen der Wellenleiterlaser möglich.

Basierend auf den Laserergebnissen der S-Kurven sollten weitere Voruntersuchungen zur Realisierbarkeit eines fs-Laser-geschriebenen schmalbandigen Ringlasers durchgeführt werden. Um die Verluste und die erzielbare Verstärkung abzuschätzen, wäre die Herstellung eines zirkular gekrümmten Wellenleiters mit einem Bogenwinkel von 180° sinnvoll. Ist Laseroszillation mit einem derartigen Halbring möglich, könnte dieser beispielsweise zwei Spiegel und das aktive Medium in einem üblichen Ringresonator ersetzen.

Eine weitere Möglichkeit schmalbandige Wellenleiterlaser zu realisieren stellt die direkte Integration von fs-laser-geschriebenen Bragg-Gittern in den aktiven Wellenleiter dar.

Die weitergehende Untersuchung der Herstellung wellenleitender Strukturen in KTP ist bereits Gegenstand aktueller Forschung am Institut für Laser-Physik. Es wird aktuell untersucht, inwiefern sich eine andere Kristallorientierung auf die wellenleitenden Eigenschaften auswirkt. Weiterhin wird versucht Wellenleiter mit geringen Verlusten und noch kleineren Modendurchmessern zu realisieren. Außerdem wurden in periodisch gepoltes KTP bereits Wellenleiter geschrieben und erste Experimente zur Frequenzverdopplung durchgeführt. Auch eine direkte Frequenzverdopplung der Laserstrahlung der schmalbandigen Trapezlaserdiode innerhalb wellenleitender Strukturen sollte untersucht werden. Zudem ist die Herstellung von Wellenleitern mittels fs-Laserstrukturierung in weiteren nichtlinearen Kristallen geplant.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Auch auf dem Gebiet der sichtbaren Wellenleiterlaser basierend auf $\text{Pr}:\text{SrAl}_{12}\text{O}_{19}$ Kristallen konnten kürzlich große Fortschritte am Institut für Laser-Physik erzielt werden. So gelang die Demonstration eines grünen Wellenleiterlasers und mehr als 1 W Ausgangsleistung im roten Spektralbereich durch Verwendung eines frequenzverdoppelten OPS-Lasers als Pumpquelle. In naher Zukunft sollten Experimente an diesen verbesserten Wellenleitern bei Verwendung von Laserdioden als Pumpquellen durchgeführt werden.

Dy:YAG ist ein weiteres Lasermaterial, welches Laseroszillation im sichtbaren Spektralbereich bei Anregung mit InGaN-Laserdioden ermöglicht [Bow12]. Da im Rahmen der vorliegenden Arbeit fs-Laser-geschriebene Wellenleiter in YAG ausführlich charakterisiert wurden, sollte es ebenso möglich sein Dy:YAG Wellenleiterlaser zu realisieren, welche im gelben Spektralbereich emittieren.

Durch die Anpassung der Schreibparameter bzw. die Anwendung unterschiedlicher Schreibschemata (Typ I bis Typ III) sollte es möglich sein in einer Vielzahl weiterer Laserkristalle Wellenleiter mittels fs-Laserstrukturierung herzustellen. Somit könnten unterschiedliche Wellenleiterlaser realisiert werden, welche einen großen Spektralbereich abdecken.

A Abweichungen der Achsenbewegung von der vorgegebenen Trajektorie

Wie in Abschnitt 3.2.2 beschrieben, weichen die tatsächlich durchgeführten Bewegungen bei Oszillationen senkrecht zur Translationsrichtung von den durch den Controller vorgegebenen Bewegungen ab.

Die Abweichungen der Achsenbewegung von den durch den Controller vorgegebenen maximalen Geschwindigkeiten v_{\max} und Oszillationsamplituden A_{osz} für eine Sinusoszillation sind in Tabelle A.1 zusammengefasst.

$v_{\text{osz}} = 100 \text{ Hz}$			
A_{osz} in μm	v_{\max} in $\mu\text{m/s}$	A_{fb} in μm	v_{fb} in $\mu\text{m/s}$
1	314	1,76	548
2	628	3,52	1121
2,5	785	4,38	1405
3	942	5,27	1668
4	1256	7,03	2234
$v_{\text{osz}} = 70 \text{ Hz}$			
A_{osz} in μm	v_{\max} in $\mu\text{m/s}$	A_{fb} in μm	v_{fb} in $\mu\text{m/s}$
1	220	1,8	391
2	440	3,6	800
2,5	550	4,51	1019
3	660	5,42	1205
4	880	7,23	1611
$v_{\text{osz}} = 35 \text{ Hz}$			
A_{osz} in μm	v_{\max} in $\mu\text{m/s}$	A_{fb} in μm	v_{fb} in $\mu\text{m/s}$
1	110	1,26	140
2	220	2,52	282
2,5	275	3,14	350
3	330	3,78	419
4	440	5,04	564

Tabelle A.1: Durch den Controller vorgegebene Oszillationsamplitude und maximale Geschwindigkeit und die tatsächlich durchgeführte Bewegung mit v_{fb} und A_{fb} für eine überlagerte Sinusoszillation.

Anhand der Tabelle A.1 angegebenen Werte können also die Werte der tatsächlich durchge-

A Abweichungen der Achsenbewegung von der vorgegebenen Trajektorie

fürte Bewegung in Abhängigkeit der vorgegebenen Bewegung bestimmt werden. Dies macht eine Anpassung der Eingangsparameter möglich, so dass die tatsächlich gewünschten Werte erreicht werden.

Im Fall der Zickzack-Oszillation lassen sich aufgrund der komplexen Trajektorie die tatsächlich erreichten Geschwindigkeiten und Oszillationsamplituden schwerer abschätzen. Eine Auswertung des Feedbacks der Achsen ergab jedoch, dass die maximal erreichte Geschwindigkeit etwa einen Faktor zwei über dem jeweiligen Wert von $v_{\Delta b}$ lag. Die Oszillationsamplitude weicht im Betrag maximal 10% von dem jeweiligen Wert A_{osz} ab, hat jedoch auch Ausschläge in negative x -Richtung (vgl. Abb. 3.3).

Es könnten die Einstellungen der Verschiebetische für derartige oszillatorische Bewegungsabläufe optimiert werden. Allerdings könnte dies wiederum zur Übersteuerung bei anderen Translationsbewegungen führen.

B Brechungsindizes und Reflexionsverluste

λ in nm	YAG		Pr:SrAl ₁₂ O ₁₉		KTP			
	n	R	n	R	$n_{y'}$	$n_{z'}$	$R_{y'}$	$R_{z'}$
445	1,851	0,089	1,814	0,0837	1,818	1,93	0,0842	0,1007
632,8	1,829	0,0859	1,782	0,079	1,772	1,865	0,0775	0,0912
808	1,821	0,0847	1,769	0,0772	1,757	1,845	0,0753	0,0882
940	1,817	0,0842	1,764	0,0765	1,75	1,836	0,0744	0,0869
970	1,817	0,0841	1,764	0,0763	1,749	1,835	0,0742	0,0867
1030	1,815	0,0839	1,762	0,0761	1,747	1,832	0,0739	0,0863
1064	1,815	0,0838	1,761	0,076	1,746	1,83	0,0738	0,086

Tabelle B.1: Brechungsindizes und relative Reflexionsverluste für die in dieser Arbeit verwendeten Materialien und Wellenlängen.

Literaturverzeichnis

- [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 **14**, 13158 (2006).
- [Ams08] M. Ams, G. D. Marshall, P. Dekker, M. Dubov, V. K. Mezentsev, I. Bennion und M. J. Withford. *Investigation of Ultrafast Laser–Photonic Material Interactions: Challenges for Directly Written Glass Photonics*. IEEE J. Sel. Top. Quant. **14**, 1370 (2008).
- [Ams09] M. Ams, P. Dekker, G. D. Marshall und M. J. Withford. *Monolithic 100 mW Yb waveguide laser fabricated using the femtosecond-laser direct-write technique*. Opt. Lett. **34**, 247 (2009).
- [Ams12] M. Ams, P. Dekker, G. D. Marshall und M. J. Withford. *Ultrafast laser-written dual-wavelength waveguide laser*. Opt. Lett. **37**, 993 (2012).
- [Apo04] V. Apostolopoulos, L. Laversenne, T. Colomb, C. Depeursinge, R. P. Salathé, M. Pollnau, R. Osellame, G. Cerullo und P. Laporta. *Femtosecond-irradiation-induced refractive-index changes and channel waveguiding in bulk Ti^{3+} :Sapphire*. Appl. Phys. Lett. **85**, 1122 (2004).
- [Ash99] D. Ashkenasi, M. Lorenz, R. Stoian und R. Rosenfeld. *Surface damage threshold and structuring of dielectrics using femtosecond laser pulses: the role of incubation*. Appl. Surf. Sci. **150**, 101 (1999).
- [Bai09] F. M. Bain, A. A. Lagatsky, R. R. Thomson, N. D. Psaila, N. V. Kuleshov, A. K. Kar, W. Sibbett und C. T. A. Brown. *Ultrafast laser inscribed Yb:KGd(WO₄)₂ and Yb:KY(WO₄)₂ channel waveguide lasers*. Opt. Express **17**, 22417 (2009).
- [Bai12] J. Bai, G. Cheng, X. Long, Y. Wang, W. Zhao, G. Chen, R. Stoian und R. Hui. *Polarization behavior of femtosecond laser written optical waveguides in Ti:Sapphire*. Opt. Express **20**, 15035 (2012).
- [Bec11a] D. Beckmann, D. Esser und J. Gottmann. *Characterization of channel waveguides in Pr:YLiF₄ crystals fabricated by direct femtosecond laser writing*. Appl. Phys. B **104**, 619 (2011).
- [Bec11b] D. Beckmann, D. Schnitzler, D. Schaefer, J. Gottmann und I. Kelbassa. *Beam shaping of laser diode radiation by waveguides with arbitrary cladding geometry written with fs-laser radiation*. Opt. Express **19**, 25418 (2011).
- [Bee10] S. J. Beecher, R. R. Thomson, N. D. Psaila, Z. Sun, T. Hasan, A. G. Rozhin, A. C. Ferrari und A. K. Kar. *320 fs pulse generation from an ultrafast laser inscribed*

- waveguide laser mode-locked by a nanotube saturable absorber*. Appl. Phys. Lett. **97**, 111114 (2010).
- [Bee11] S. J. Beecher, R. R. Thomson, D. T. Reid, N. D. Psaila, M. Ebrahim-Zadeh und A. K. Kar. *Strain field manipulation in ultrafast laser inscribed BiB₃O₆ optical waveguides for nonlinear applications*. Opt. Lett. **36**, 4548 (2011).
- [Bei08] K. Beil. *Yb-dotiertes Lu₃Al₅O₁₂ als Scheibenlasermaterial*. Diplomarbeit, Institut für Laserphysik, Universität Hamburg (2008).
- [Ben10a] A. Benayas, D. Jaque, B. McMillen und K. P. Chen. *Thermal stability of microstructural and optical modifications induced in sapphire by ultrafast laser filamentation*. J. Appl. Phys. **107**, 033522 (2010).
- [Ben10b] A. Benayas, W. F. Silva, C. Jacinto, E. Cantelar, J. Lamela, F. Jaque, J. R. Vázquez de Aldana, G. A. Torchia, L. Roso, A. A. Kaminskii und D. Jaque. *Thermally resistant waveguides fabricated in Nd:YAG ceramics by crossing femtosecond damage filaments*. Opt. Lett. **35**, 330 (2010).
- [Ben11] A. Benayas, W. F. Silva, A. Ródenas, C. Jacinto, J. Vázquez de Aldana, F. Chen, Y. Tan, R. R. Thomson, N. D. Psaila, D. T. Reid, G. A. Torchia, A. Kar und D. Jaque. *Ultrafast laser writing of optical waveguides in ceramic Yb:YAG: a study of thermal and non-thermal regimes*. Appl. Phys. A **104**, 301 (2011).
- [Bia12] D. Biasetti, E. Neyra, J. R. Vázquez de Aldana, L. Roso und G. A. Torchia. *Buried waveguides in Nd:YLF crystals obtained by femtosecond laser writing under double line approach*. Appl. Phys. A DOI 10.1007/s00339-012-7133-x (2012).
- [Bie89] J. D. Bierlein und H. Vanherzeele. *Potassium titanyl phosphate: properties and new applications*. J. Opt. Soc. Am. B **6**, 622 (1989).
- [Bla04] D. R. Black und G. G. Long. *X-Ray Topography* (U.S. Government Printing Office Washington, 2004).
- [Blo74] N. Bloembergen. *Laser-Induced Electric Breakdown in Solids*. IEEE J. Quantum Elect. **10**, 375 (1974).
- [Bán03] I. Bányász. *Direct measurement of the refractive index profile of phase gratings, recorded in silver halide holographic materials by phase-contrast microscopy*. Appl. Phys. Lett. **83**, 4282 (2003).
- [Bog75] G. A. Bogomolova, D. N. Vylegzhanin und A. A. Kaminskii. *Spectral and lasing investigations of garnets with Yb³⁺ ions*. Sov. Phys. JETP **42**, 440 (1975).
- [Bor07] C. N. Borca, V. Apostolopoulos, F. Gardillou, H. G. Limberger, M. Pollnau und R.-P. Salathé. *Buried channel waveguides in Yb-doped KY(WO₄)₂ crystals fabricated by femtosecond laser irradiation*. Appl. Surf. Sci. **253**, 8300 (2007).
- [Bow12] S. R. Bowman, S. O'Connor und N. J. Condon. *Diode pumped yellow dysprosium lasers*. Opt. Express **20**, 12906 (2012).

- [Brü70] R. Brückner. *Properties and structure of vitreous silica. I.* J. Non-Cryst. Solids **5**, 123 (1970).
- [Bra03] B. H. Bransden und C. J. Joachain. *Physics of Atoms and Molecules* (Pearson Education Limited Harlow, England, 2003).
- [Bre99] A. Brenier, G. Boulon, D. Jaque und J. G. Solé. *Self-frequency-summing NYAB laser for tunable blue generation.* Opt. Mater. **13**, 311 (1999).
- [Bur06] J. Burghoff, C. Grebing, S. Nolte und A. Tünnermann. *Efficient frequency doubling in femtosecond laser-written waveguides in lithium niobate.* Appl. Phys. Lett. **89**, 081108 (2006).
- [Bur07] J. Burghoff, S. Nolte und A. Tünnermann. *Origins of waveguiding in femtosecond laser-structured LiNbO₃.* Appl. Phys. A **89**, 127 (2007).
- [Cai10] W. Cai und V. Shalaev. *Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications* (Springer Dordrecht Heidelberg London New York, 2010).
- [Cal09] T. Calmano. *Ultrakurzpuls-geschriebene Strukturen für Wellenleiterlaser in Nd:YAG-Kristallen.* Diplomarbeit, Institut für Laserphysik, Universität Hamburg (2009).
- [Cal10] T. Calmano, J. Siebenmorgen, O. Hellmig, K. Petermann und G. Huber. *Nd:YAG waveguide laser with 1.3 W output power, fabricated by direct femtosecond laser writing.* Appl. Phys. B **100**, 131 (2010).
- [Cal11a] T. Calmano, A.-G. Paschke, J. Siebenmorgen, S. T. Fredrich-Thornton, H. Yagi, K. Petermann und G. Huber. *Characterization of an Yb:YAG ceramic waveguide laser, fabricated by the direct femtosecond-laser writing technique.* Appl. Phys. B **103**, 1 (2011).
- [Cal11b] T. Calmano, J. Siebenmorgen, F. Reichert, M. Fechner, A.-G. Paschke, N.-O. Hansen, K. Petermann und G. Huber. *Crystalline Pr:SrAl₁₂O₁₉ waveguide laser in the visible spectral region.* Opt. Lett. **36**, 4620 (2011).
- [Cal12] T. Calmano, A.-G. Paschke, S. Mueller, C. Kraenkel und G. Huber. *Q-Switched Operation of a fs-Laser Written Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG Monolithic Waveguide Laser.* In: *Advances in Optical Materials (AIOM) 2012, OSA Technical Digest (CD)*, IF2A.4 (Optical Society of America, 2012).
- [Cam07] S. Campbell, R. R. Thomson, D. P. Hand, A. K. Kar, D. T. Reid, C. Canalias, V. Pasiskevicius und F. Laurell. *Frequency-doubling in femtosecond laser inscribed periodically-poled potassium titanyl phosphate waveguides.* Opt. Express **15**, 17146 (2007).
- [Can11] J. Canning, M. Lancry, K. Cook, A. Weickman, F. Brisset und B. Pommellec. *Anatomy of a femtosecond laser processed silica waveguide [Invited].* Opt. Mater. Express **5**, 998 (2011).

- [Can12] E. Cantelar, D. Jaque und G. Lifante. *Waveguide lasers based on dielectric materials*. Opt. Mater. **34**, 555 (2012).
- [Cas12] G. R. Castillo-Vega, E. H. Penilla, S. Camacho-López, G. Aguilar und J. E. Garay. *Waveguide-like structures written in transparent polycrystalline ceramics with an ultra-low fluence femtosecond laser*. Opt. Mater. Express **2**, 1416 (2012).
- [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. **26**, 1726 (2001).
- [Che93] Y. C. Chen, S. Li, K. K. Lee und S. Zhou. *Self-stabilized single-longitudinal-mode operation in a self-Q-switched Cr,Nd:YAG laser*. Opt. Lett. **18**, 1418 (1993).
- [Che94] Y. M. Cheung und S. K. Gayen. *Excited-state absorption in Pr³⁺:Y₃Al₅O₁₂*. Phys. Rev. B **49**, 14827 (1994).
- [Che08] W.-J. Chen, S. M. Eaton, H. Zhang und P. R. Herman. *Broadband directional couplers fabricated in bulk glass with high repetition rate femtosecond laser pulses*. Opt. Express **16**, 11470 (2008).
- [Chi11] B. Chimier, O. Utéza, N. Sanner, M. Sentis, T. Itina, P. Lassonde, F. Légaré, F. Vidal und J. C. Kieffer. *Damage and ablation thresholds of fused-silica in femtosecond regime*. Phys. Rev. B **84**, 094104 (2011).
- [Cho07] H. W. Choi, D. F. Farson, J. Bovatsek, A. Arai und D. Ashkenasi. *Direct-write patterning of indium-tin-oxide film by high pulse repetition frequency femtosecond laser ablation*. Appl. Optics **46**, 5792 (2007).
- [Col09] B. Cole, L. Goldberg, C. W. Trussell, A. Hays, B. W. Schilling und C. McIntosh. *Reduction of timing jitter in a Q-Switched Nd:YAG laser by direct bleaching of a Cr⁴⁺:YAG saturable absorber*. Opt. Express **17**, 1766 (2009).
- [Cze02] C. Czeranowsky. *Resonatorinterne Frequenzverdopplung von diodengepumpten Neodym-Lasern mit hohen Ausgangsleistungen im blauen Spektralbereich*. Dissertation, Institut für Laserphysik, Universität Hamburg (2002).
- [Dav96] K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto und K. Hirao. *Writing waveguides in glass with a femtosecond laser*. Opt. Lett. **21**, 1729 (1996).
- [Deb81] K. K. Deb, R. G. Buser und J. Paul. *Decay kinetics of ⁴F_{3/2} fluorescence of Nd³⁺ in YAG at room temperature*. Appl. Optics **20**, 1203 (1981).
- [Del06] G. Della Valle, R. Osellame, G. Galzerano, N. Chiodo, G. Cerullo, P. Laporta, O. Svelto, U. Morgner, A. G. Rozhin, V. Scardaci und A. C. Ferrari. *Passive mode locking by carbon nanotubes in a femtosecond laser written waveguide laser*. Appl. Phys. Lett. **89**, 231115 (2006).
- [Del07] G. Della Valle, S. Taccheo, R. Osellame, A. Festa, G. Cerullo und P. Laporta. *1.5 μm single longitudinal mode waveguide laser fabricated by femtosecond laser writing*. Opt. Express **15**, 3190 (2007).

- [Del09] G. Della Valle, R. Osellame und P. Laporta. *Micromachining of photonic devices by femtosecond laser pulses*. J. Opt. A - Pure Appl. Opt. **11**, 013001 (2009).
- [Die96] J.-C. Diels. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (Academic Press San Diego New York Boston London Sydney Tokyo Toronto, 1996).
- [Doe08] C. R. Doerr und H. Kogelnik. *Dielectric Waveguide Theory*. J. Lightwave Technol. **26**, 1176 (2008).
- [Don05] J. Dong und K. Ueda. *Longitudinal-mode competition induced instabilities of Cr^{4+} , $Nd^{3+}:Y_3Al_5O_{12}$ self-Q-switched two-mode laser*. Appl. Phys. Lett. **87**, 151102 (2005).
- [Don11a] N. Dong, J. Martínez de Mendivil, E. Cantelar, G. Lifante, J. Vázquez de Aldana, G. A. Torchia, F. Chen und D. Jaque. *Self-frequency-doubling of ultrafast laser inscribed neodymium doped yttrium aluminum borate waveguides*. Appl. Phys. Lett. **98**, 181103 (2011).
- [Don11b] N. Dong, Y. Tan, A. Benayas, J. Vázquez de Aldana, D. Jaque, C. Romero, F. Chen und Q. Lu. *Femtosecond laser writing of multifunctional optical waveguides in a $Nd:YVO_4 + KTP$ hybrid system*. Opt. Lett. **36**, 975 (2011).
- [Dür86] U. Dürig, D. W. Pohl und F. Rohner. *Near-field optical-scanning microscopy*. J. Appl. Phys. **59**, 3318 (1986).
- [Dra05] N. M. Dragomir, E. Ampem-Lassen, S. T. Huntington, G. W. Baxter, A. Roberts und P. M. Farrell. *Refractive Index Profiling of Optical Fibers Using Differential Interference Contrast Microscopy*. IEEE Photonic. Tech. L. **17**, 2149 (2005).
- [Du94] D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier und G. Mourou. *Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO_2 with pulse widths from 7 ns to 150 fs*. Appl. Phys. Lett. **64**, 3071 (1994).
- [Eat08] S. M. Eaton, C. A. Merchant, R. Iyer, A. J. Zilkie, A. S. Helmy, J. S. Aitchison, P. R. Herman, D. Kraemer, R. J. D. Miller, C. Hnatovsky und R. S. Taylor. *Raman gain from waveguides inscribed in $KGd(WO_4)_2$ by high repetition rate femtosecond laser*. Appl. Phys. Lett. **92**, 081105 (2008).
- [Eat12] S. M. Eaton, G. Cerullo und R. Osellame. *Femtosecond Laser Micromachining, Photonic and Microfluidic Devices in Transparent Materials* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012).
- [Fan87] T. Y. Fan, C. E. Huang, B. Q. Hu, R. C. Eckardt, Y. X. Fan, R. L. Byer und R. S. Feigelson. *Second harmonic generation and accurate index of refraction measurements in flux-grown $KTiOPO_4$* . Appl. Optics **26**, 2390 (1987).
- [Fan01] C.-H. Fan und J. P. Longtin. *Modeling optical breakdown in dielectrics during ultrafast laser processing*. Appl. Optics **40**, 3124 (2001).

- [Fec11a] M. Fechner. *Seltenerd-dotierte Oxidkristalle für Festkörperlaser im sichtbaren Spektralbereich*. Dissertation, Institut für Laserphysik, Universität Hamburg (2011).
- [Fec11b] M. Fechner, F. Reichert, N.-O. Hansen, K. Petermann und G. Huber. *Crystal growth, spectroscopy, and diode pumped laser performance of Pr, Mg:SrAl₁₂O₁₉*. Appl. Phys. B **102**, 731 (2011).
- [Fib01] G. Fibich und B. Ilan. *Vectorial and random effects in self-focusing and in multiple filamentation*. Physica D **157**, 112 (2001).
- [Fie91] S. J. Field, D. C. Hanna, D. P. Shepherd, A. C. Tropper, P. J. Chandler, P. D. Townsend und L. Zhang. *Ion Implanted Nd:YAG Waveguide Lasers*. IEEE J. Quantum Elect. **27**, 428 (1991).
- [Fie08] C. Fiebig, G. Blume, C. Kaspari, D. Feise, J. Fricke, M. Matalla, W. John, H. Wenzel, K. Paschke und G. Erbert. *12W high-brightness single-frequency DBR tapered diode laser*. Electron. Lett. **44**, 1253 (2008).
- [Flo03] C. Florea und K. A. Winick. *Fabrication and Characterization of Photonic Devices Directly Written in Glass Using Femtosecond Laser Pulses*. J. Lightwave Technol. **21**, 246 (2003).
- [For99] L. Fornasiero, E. Mix, V. Peters, K. Petermann und G. Huber. *New Oxide Crystals for Solid State Lasers*. Cryst. Res. Technol. **34**, 255 (1999).
- [Fra99] K. Fradkin, A. Arie, S. Skliar und G. Rosenman. *Tunable midinfrared source by difference frequency generation in bulk periodically poled KTiOPO₄*. Appl. Phys. Lett. **74**, 914 (1999).
- [Fre10] S. T. Fredrich-Thornton. *Nonlinear Losses in Single Crystalline and Ceramic Thin-Disk Lasers*. Dissertation, Institut für Laserphysik, Universität Hamburg (2010).
- [Fus11] F. Fusari, R. R. Thomson, G. Jose, F. M. Bain, A. A. Lagatsky, N. D. Psaila, A. K. Kar, A. Jha, W. Sibbett und C. T. A. Brown. *Lasing action at around 1.9 μm from an ultrafast laser inscribed Tm-doped glass waveguide*. Opt. Lett. **36**, 1566 (2011).
- [Gam10] E. G. Gamaly, S. Juodkazis, V. Mizeikis, H. Misawa, A. V. Rode und W. Krolikowski. *Modification of refractive index by a single femtosecond pulse confined inside a bulk of a photorefractive crystal*. Phys. Rev. B **81**, 054113 (2010).
- [Gan79] F. Ganits, T. Y. Chemkova und Y. P. Udalov. *SrO-Al₂O₃ System*. Russian Journal of Inorganic Chemistry **24**, 260 (1979).
- [Gar87] S. J. Garth. *Modes on a bent optical waveguide*. IEE Proc.-J **134**, 221 (1987).
- [Gat06] R. R. Gattass, L. R. Cerami und E. Mazur. *Micromachining of bulk glass with bursts of femtosecond laser pulses at variable repetition rates*. Opt. Express **14**, 5279 (2006).
- [Gat08] R. R. Gattass und E. Mazur. *Femtosecond laser micromachining in transparent materials*. Nature Photon. **2**, 219 (2008).

- [Gis92] N. Gisin, J. P. Pellaux, P. Stamp, N. Hori und M. Masuyama. *Alternative configuration for refracted near-field measurements of refractive index on glass-integrated-optics waveguides*. Appl. Optics **31**, 7108 (1992).
- [Gle97] E. N. Glezer und E. Mazur. *Ultrafast-laser driven micro-explosions in transparent materials*. Appl. Phys. Lett. **71**, 882 (1997).
- [Gün11] T. Gün. *Dauerstrich-Festkörperlaser im tief-ultravioletten Spektralbereich*. Dissertation, Institut für Laserphysik, Universität Hamburg (2011).
- [Gor03] T. Gorelik, M. Will, S. Nolte, A. Tünnermann und U. Glatzel. *Transmission electron microscopy studies of femtosecond laser induced modifications in quartz*. Appl. Phys. A **76**, 309 (2003).
- [Gri12] C. Grivas, C. Corbari, G. Brambilla und P. G. Lagoudakis. *Tunable, continuous-wave Ti:sapphire channel waveguide lasers written by femtosecond and picosecond laser pulses*. Opt. Lett. **37**, 4630 (2012).
- [Gui04] L. Gui, B. Xu und T. Chong Chong. *Microstructure in Lithium Niobate by Use of Focused Femtosecond Laser Pulses*. IEEE Photonic. Tech. L. **16**, 1337 (2004).
- [Han11] N.-O. Hansen. *Praseodym-dotierte Fluoride für kompakte Festkörperlaser im sichtbaren Spektralbereich*. Dissertation, Institut für Laserphysik, Universität Hamburg (2011).
- [Har99] P. J. Hardman, W. A. Clarkson, G. J. Friel, M. Pollnau und D. C. Hanna. *Energy-Transfer Upconversion and Thermal Lensing in High-Power End-Pumped Nd:YLF Laser Crystals*. IEEE J. Quantum Elect. **35**, 647 (1999).
- [Hei75] M. Heiblum und J. H. Harris. *Analysis of Curved Optical Waveguides by Conformal Transformation*. IEEE J. Quantum Elect. **11**, 75 (1975).
- [Hei09] S. Heinrich. *Herstellung und Lasereigenschaften von epitaktisch gewachsenen Seltenerd-dotierten Sequioxid-Wellenleitern*. Diplomarbeit, Institut für Laserphysik, Universität Hamburg (2009).
- [Hei12] S. Heinrich, S. H. Waesermann, T. Calmano und G. Huber. *Herstellung von Kanalwellenleitern in Nd:Lu₃Al₅O₁₂-Schichten mittels fs-Laserstrukturierung*. In: *Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Stuttgart 2012, Q: Fachverband Quantenoptik und Photonik Q18.6* (2012).
- [Hel10] O. Hellmig, S. Salewski, A. Stark, J. Schwenke, P. E. Toschek, K. Sengstock und V. M. Baev. *Multicolor diode-pumped upconversion fiber laser*. Opt. Lett. **35**, 2263 (2010).
- [Hna05] C. Hnatovsky, R. S. Taylor, P. P. Rajeev, E. Simova, V. R. Bhardwaj, D. M. Rayner und P. B. Corkum. *Pulse duration dependence of femtosecond-laser-fabricated nanogratings in fused silica*. Appl. Phys. Lett. **87**, 014104 (2005).

- [Hua10] Z. Huang, C. Tu, S. Zhang, Y. Li, F. Lu, Y. Fan und E. Li. *Femtosecond second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate waveguides written by femtosecond laser pulses*. *Opt. Lett.* **35**, 877 (2010).
- [Hun09] R. G. Hunsperger. *Integrated Optics- Theory and Technology* (Springer Verlag Berlin Heidelberg New York, 2009).
- [Jia06] T. Q. Jia, H. X. Chen, M. Huang, F. L. Zhao, X. X. Li, S. Z. Xu, H. Y. Sun, D. H. Feng, C. B. Li, X. F. Wang, R. X. Li, Z. Z. Xu, X. K. He und H. Kuroda. *Ultraviolet-infrared femtosecond laser-induced damage in fused silica and CaF₂ crystals*. *Phys. Rev. B* **73**, 054105 (2006).
- [Jia12a] Y. Jia, F. Chen und J. R. Vázquez de Aldana. *Efficient continuous-wave laser operation at 1064 nm in Nd:YVO₄ cladding waveguides produced by femtosecond laser inscription*. *Opt. Express* **20**, 16801 (2012).
- [Jia12b] Y. Jia, F. Chen, J. R. Vázquez de Aldana, S. Akhmadaliev und S. Zhou. *Femtosecond laser micromachining of Nd:GdCOB ridge waveguides for second harmonic generation*. *Opt. Mater.* **34**, 1913 (2012).
- [Jia12c] Y. Jia, N. Dong, F. Chen, J. R. Vázquez de Aldana, S. Akhmadaliev und S. Zhou. *Continuous wave ridge waveguide lasers in femtosecond laser micromachined ion irradiated Nd:YAG single crystals*. *Opt. Mater. Express* **2**, 657 (2012).
- [Jia12d] Y. Jia, N. Dong, F. Chen, J. R. Vázquez de Aldana, S. Akhmadaliev und S. Zhou. *Ridge waveguide lasers in Nd:GGG crystals produced by swift carbon ion irradiation and femtosecond laser ablation*. *Opt. Express* **20**, 9763 (2012).
- [Jon89] S. C. Jones, P. Braunlich, R. T. Casper, X.-A. Shen und P. Kelly. *Recent progress on laser-induced modifications and intrinsic bulk damage of wide-gap optical materials*. *Opt. Eng.* **28**, 1039 (1989).
- [Jup09] M. Jupé, L. Jensen, A. Melninkaitis, V. Sirutkaitis und D. Ristau. *Calculations and experimental demonstration of multi-photon absorption governing fs laser-induced damage in titania*. *Opt. Express* **17**, 12269 (2009).
- [Kar91] W. Karthe und R. Müller. *Integrierte Optik* (Akadem. Verlagsges. Gees & Portig Leipzig, 1991).
- [Kat02] K. Kato und E. Takaoka. *Sellmeier and thermo-optic dispersion formulas for KTP*. *Appl. Optics* **41**, 5040 (2002).
- [Kaw04] K. Kawamura, M. Hirano, T. Kurobori, D. Takamizu, T. Kamiya und H. Hosono. *Femtosecond-laser-encoded distributed-feedback color center laser in lithium fluoride single crystals*. *Appl. Phys. Lett.* **84**, 311 (2004).
- [Küc96] S. Kück, K. Petermann, U. Pohlmann und G. Huber. *Electronic and vibronic transitions of the Cr⁴⁺-doped garnets Lu₃Al₅O₁₂, Y₃Al₅O₁₂, Y₃Ga₅O₁₂ and Gd₃Ga₅O₁₂*. *J. Lumin.* **68**, 1 (1996).

- [Kel65] L. V. Keldysh. *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*. Sov. Phys. JETP **20**, 1307 (1965).
- [Kim90] K. Kimura, M. Ohgaki, K. Tanaka, H. Morikawa und F. Marumo. *Study of the bipyramidal site in magnetoplumbite-like compounds, SrM₁₂O₁₉ (M = Al, Fe, Ga)*. J. Solid State Chem. **87**, 186 (1990).
- [Kim12] I.-S. Kim, C. Jung und D.-K. Ko. *Timing-Jitter Reduced High-Repetition-Rate Q-Switched Nd:YVO₄/Cr⁴⁺:YAG Micro Laser with Low Pump Power*. Laser Phys. **22**, 703 (2012).
- [Kog64] H. Kogelnik. *In: Proceedings of the Symposium on Quasi-Optics, Coupling and Conversion coefficients for optical modes* (POLYTECHNIC PRESS of the Polytechnic Institute of Brooklyn, Brooklyn, N. Y., 1964).
- [Kon64] J. A. Koningstein und J. E. Geusic. *Energy Levels and Crystal-Field Calculations of Neodymium in Yttrium Aluminum Garnet*. Phys. Rev. **136**, 711 (1964).
- [Kon09] V. V. Kononenko, V. P. Pashinin, M. S. Komlenok und V. I. Konov. *Laser-Induced Modification of Bulk Fused Silica by Femtosecond Pulses*. Laser Phys. **19**, 1294 (2009).
- [Kos04] S. Kostritskii und P. Moretti. *Micro-Raman study of defect structure and phonon spectrum of He-implanted LiNbO₃ waveguides*. Phys. Stat. Sol. (c) **1**, 3126 (2004).
- [Kow05] A. M. Kowalevicz, V. Sharma, E. P. Ippen und J. G. Fujimoto. *Three-dimensional photonic devices fabricated in glass by use of a femtosecond laser oscillator*. Opt. Lett. **30**, 1060 (2005).
- [Krä08] C. Kränkel. *Ytterbium-dotierte Borate und Vanadate mit großer Verstärkungsbandbreite als aktive Materialien im Scheibenlaser*. Dissertation, Institut für Laserphysik, Universität Hamburg (2008).
- [Kum11] M. Kumatoriya, M. Nakabayashi, M. Sakakura, Y. Shimotsuma, K. Miura, T. Fujii und K. Hirao. *Optical Properties of a Waveguide Written Inside a LiTaO₃ Crystal by Irradiation with Focused Femtosecond Laser Pulses*. Opt. Rev. **18**, 166 (2011).
- [Lad95] F. Ladouceur und P. Labeye. *A New General Approach to Optical Waveguide Path Design*. J. Lightwave Technol. **13**, 481 (1995).
- [Lan11] D. G. Lancaster, S. Gross, H. Ebendorff-Heidepriem, K. Kuan, T. M. Monroe, M. Ams, A. Fuerbach und M. J. Withford. *Fifty percent internal slope efficiency femtosecond direct-written Tm³⁺:ZBLAN waveguide laser*. Opt. Lett. **36**, 1587 (2011).
- [Lan12a] D. G. Lancaster, S. Gross, H. Ebendorff-Heidepriem, A. Fuerbach, M. J. Withford und T. M. Monroe. *2.1 μm waveguide laser fabricated by femtosecond laser direct-writing in Ho³⁺, Tm³⁺:ZBLAN glass*. Opt. Lett. **37**, 996 (2012).

- [Lan12b] D. G. Lancaster, S. Gross, A. Fuerbach, H. Ebendorff Heidepriem, T. M. Monro und M. J. Withford. *Versatile large-mode-area femtosecond laser-written Tm:ZBLAN glass chip lasers*. Opt. Express **20**, 27503 (2012).
- [Lar05] M. Larionov, K. Schuhmann, J. Speiser, C. Stolzenburg und A. Giesen. *Nonlinear Decay of the Excited State in Yb:YAG*. In: *Advanced Solid-State Photonics (ASSP), Technical Digest (Optical Society of America, Washington, 2005)*. Paper TuB49 (2005).
- [Lau12] F. Laurell, T. Calmano, S. Müller, P. Zeil, C. Canalias und G. Huber. *Laser-written waveguides in KTP for broadband Type II second harmonic generation*. Opt. Express **20**, 22308 (2012).
- [Law68] B. R. Lawn. *Measurement of Elastic Strains in Crystal Surfaces by X-Ray Diffraction Topography*. Adv. X-Ray Anal. **11**, 385 (1968).
- [Len98] M. Lenzner, J. Krüger, S. Sartania, Z. Cheng, C. Spielmann, G. Mourou, W. Kautek und F. Krausz. *Femtosecond Optical Breakdown in Dielectrics*. Phys. Rev. Lett. **80**, 4076 (1998).
- [Li97] H. Li, F. Zhou, X. Zhang und W. Ji. *Bound electronic Kerr effect and self-focusing induced damage in second-harmonic-generation crystals*. Opt. Commun. **144**, 75 (1997).
- [Li11] S.-L. Li, P. Han, M. Shi, Y. Yao, B. Hu, M. Wang und X. Zhu. *Low-loss channel optical waveguide fabrication in Nd³⁺-doped silicate glasses by femtosecond laser direct writing*. Opt. Express **19**, 23958 (2011).
- [Liu97] X. Liu, D. Du und G. Mourou. *Laser Ablation and Micromachining with Ultrashort Laser Pulses*. IEEE J. Quantum Elect. **33**, 1706 (1997).
- [Liu11a] X. Liu, S. Qu, Y. Tan und F. Chen. *Evanescent coupling in buried planar waveguide arrays written by a femtosecond laser in neodymium-doped yttrium lithium fluoride (Nd : YLiF₄)*. J. Phys. D Appl. Phys **44**, 495101 (2011).
- [Liu11b] X. Liu, S. Qu, Y. Tan und F. Chen. *Preservation of fluorescence and Raman gain in the buried channel waveguides in neodymium-doped KGd(WO₄)₂ (Nd:KGW) by femtosecond laser writing*. Appl. Optics **50**, 930 (2011).
- [Liu11c] X. Liu, S. Qu, Y. Tan, C. Zhang und F. Chen. *Buried channel waveguides in neodymium-doped KGd(WO₄)₂ fabricated by low-repetition-rate femtosecond laser writing*. Appl. Phys. B **103**, 145 (2011).
- [Liu12] H. Liu, Y. Jia, J. R. Vázquez de Aldana, D. Jaque und F. Chen. *Femtosecond laser inscribed cladding waveguides in Nd:YAG ceramics: Fabrication, fluorescence imaging and laser performance*. Opt. Express **20**, 18620 (2012).
- [Mac10] J. R. Macdonald, R. R. Thomson, S. J. Beecher, N. D. Psaila, H. T. Bookey und A. K. Kar. *Ultrafast laser inscription of near-infrared waveguides in polycrystalline ZnSe*. Opt. Lett. **35**, 4036 (2010).

- [Mal09] A. Malyarevich und K. Yumashev. *Saturable absorbers based on tetrahedrally coordinated transition-metal ions in crystals (Review)*. J. Appl. Spectrosc. **76**, 1 (2009).
- [Mao04] S. S. Mao, F. Quere, S. Guizard, X. Mao, R. Russo, G. Petite und P. Martin. *Dynamics of femtosecond laser interactions with dielectrics*. Appl. Phys. A **79**, 1695 (2004).
- [Mar69] E. A. J. Marcatili und S. E. Miller. *Improved Relations Describing Directional Control in Electromagnetic Wave Guidance*. Bell Syst. Tech. J. **48**, 2161 (1969).
- [Mar75] J. H. Marburger. *Self-Focusing: Theory*. Prog. Quant. Electron **4**, 35 (1975).
- [Mar82] D. Marcuse. *Light Transmission Optics, Second Edition* (Van Nostrand Reinhold Company Inc., New York, N.Y., 1982).
- [Mar08] G. D. Marshall, P. Dekker, M. Ams, J. A. Piper und M. J. Withford. *Directly written monolithic waveguide laser incorporating a distributed feedback waveguide-Bragg grating*. Opt. Lett. **33**, 956 (2008).
- [Mar12] R. Mary, S. J. Beecher, G. Brown, R. R. Thomson, D. Jaque, S. Ohara und A. K. Kar. *Compact, highly efficient ytterbium doped bismuthate glass waveguide laser*. Opt. Lett. **37**, 1691 (2012).
- [McC83] L. McCaughan und E. J. Murphy. *Influence of Temperature and Initial Titanium Dimensions on Fiber-Ti:LiNbO₃ Waveguide Insertion Loss at $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$* . IEEE J. Quantum Elect. **19**, 131 (1983).
- [Mer96] L. D. Merkle, B. Zandi, R. Moncorgé, Y. Guyot, H. R. Verdun und B. McIntosh. *Spectroscopy and laser operation of Pr, Mg:SrAl₁₂O₁₉*. J. Appl. Phys. **79**, 1849 (1996).
- [Mie08] G. Mie. *Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen*. Ann. Phys. **330**, 377 (1908).
- [Mil69] S. E. Miller. *Integrated Optics: An Introduction*. Bell Syst. Tech. J. **48**, 2059 (1969).
- [Miu97] K. Miura, J. Qui, H. Inouye, T. Mitsuyu und K. Hirao. *Photowritten optical waveguides in various glasses with ultrashort pulse laser*. Appl. Phys. Lett. **71**, 3329 (1997).
- [Miu00] K. Miura, J. Qiu, T. Mitsuyu und K. Hirao. *Space-selective growth of frequency-conversion crystals in glasses with ultrashort infrared laser pulses*. Opt. Lett. **25**, 408 (2000).
- [Mül10] S. Müller. *Aufbau und Charakterisierung eines in der Wellenlänge umschaltbaren, diodengepumpten Pr³⁺:LiYF₄-Lasers*. Diplomarbeit, Fachhochschule Münster, University of Applied Sciences (2010).
- [Mül11] S. Müller, N.-O. Hansen, O. Hellmig, K. Petermann und G. Huber. *Dual Wavelength and Switchable Laser Operation of Pr³⁺:LiYF₄ Crystals at 523 nm and 640 nm*. In: *CLEO/Europe and EQEC 2011 Conference Digest*, CA8_3 (Optical Society of America, 2011).

Literaturverzeichnis

- [Mül12] S. Müller, T. Calmano, P. Metz, N.-O. Hansen, C. Kränkel und G. Huber. *Femtosecond-laser-written diode-pumped Pr:LiYF₄ waveguide laser*. *Opt. Lett.* **37**, 5223 (2012).
- [Mog12] F. Moglia, S. Müller, T. Calmano und G. Huber. *Er:LiLuF₄ upconversion waveguide laser fabricated by femtosecond-laser writing*. In: *5th EPS-QEOD Europhoton Conference, Technical Digest (Key Flash Drive)* (2012).
- [Mor08] J. Morikawa, C. Leong, T. Hashimoto, T. Ogawa, Y. Urata, S. Wada, M. Higuchi und J. ichi Takahashi. *Thermal conductivity/diffusivity of Nd³⁺ doped GdVO₄, YVO₄, LuVO₄, and Y₃Al₅O₁₂ by temperature wave analysis*. *J. Appl. Phys.* **103**, 063522 (2008).
- [Mor10] J. Morikawa, A. Orié, T. Hashimoto und S. Juodkazis. *Thermal and optical properties of the femtosecond-laser-structured and stress-induced birefringent regions in sapphire*. *Opt. Express* **18**, 8300 (2010).
- [Mou12] A. Mouskeftaras, S. Guizard, N. Fedorov und S. Klimentov. *Mechanisms of femtosecond laser ablation of dielectrics revealed by double pump-probe experiment*. *Appl. Phys. A DOI 10.1007/s00339-012-7217-7* (2012).
- [Mur01] D. B. Murphy. *Fundamentals of Light Microscopy and Electronic Imaging* (Wiley-Liss, Inc., 2001).
- [Nej05] A. H. Nejadmalayeri, P. R. Herman, J. Burghoff, M. Will, S. Nolte und A. Tünnermann. *Inscription of optical waveguides in crystalline silicon by mid-infrared femtosecond laser pulses*. *Opt. Lett.* **30**, 964 (2005).
- [Nej06] A. H. Nejadmalayeri und P. R. Herman. *Ultrafast laser waveguide writing: lithium niobate and the role of circular polarization and picosecond pulse width*. *Opt. Lett.* **31**, 2987 (2006).
- [Nej07] A. H. Nejadmalayeri und P. R. Herman. *Rapid thermal annealing in high repetition rate ultrafast laser waveguide writing in lithium niobate*. *Opt. Express* **15**, 10842 (2007).
- [Nik05] D. Nikogosyan. *Nonlinear Optical Crystals, a Complete Survey* (Springer Science and Business Media, Inc., 2005).
- [Nod97] K. ichi Noda, W. Sakamoto, T. Yogo und S. ichi Hirano. *Alkoxy-Derived KTiOPO₄ (KTP) Fibers*. *J. Am. Ceram. Soc.* **80**, 2437 (1997).
- [Nol03] S. Nolte, M. Will, J. Burghoff und A. Tünnermann. *Femtosecond waveguide writing: a new avenue to three-dimensional integrated optics*. *Appl. Phys. A* **77**, 109 (2003).
- [Nol04] W. Nolting. *Grundkurs Theoretische Physik , Elektrodynamik, 7. Auflage* (Springer Verlag Berlin Heidelberg New York, 2004).

- [Okh05] A. G. Okhrimchuk, A. V. Shestakov, I. Khrushchev und J. Mitchell. *Depressed cladding, buried waveguide laser formed in a YAG:Nd³⁺ crystal by femtosecond laser writing*. Opt. Lett. **30**, 2248 (2005).
- [Okh09] A. G. Okhrimchuk, V. K. Mezentsev, V. V. Dvoyrin, A. S. Kurkov, E. M. Sholokhov, S. K. Turitsyn, A. V. Shestakov und I. Bennion. *Waveguide-saturable absorber fabricated by femtosecond pulses in YAG:Cr⁴⁺ crystal for Q-switched operation of Yb-fiber laser*. Opt. Lett. **34**, 3881 (2009).
- [Okh10] A. Okhrimchuk. *Femtosecond fabrication of waveguides in ion-doped laser crystal, in Coherence and Ultrashort Pulse Laser Emission* (InTech, 2010).
- [Okh12] A. Okhrimchuk, V. Mezentsev, A. Shestakov und I. Bennion. *Low loss depressed cladding waveguide inscribed in YAG:Nd single crystal by femtosecond laser pulses*. Opt. Express **20**, 3832 (2012).
- [Ose07] R. Osellame, M. Lobino, N. Chiodo, M. Marangoni, G. Cerullo, R. Ramponi, H. T. Bookey, R. R. Thomson, N. D. Psaila und A. K. Kar. *Femtosecond laser writing of waveguides in periodically poled lithium niobate preserving the nonlinear coefficient*. Appl. Phys. Lett. **90**, 241107 (2007).
- [Pan09] S. Panchatsharam, B. Tan und K. Venkatakrishnan. *Femtosecond laser-induced shock-wave formation on ablated silicon surface*. J. Appl. Phys. **105**, 093103 (2009).
- [Pas11] A.-G. Paschke. *Wellenleitende Eigenschaften Ultrakurzpuls-geschriebener Mikrostrukturen in YAG-Kristallen*. Diplomarbeit, Institut für Laserphysik, Universität Hamburg (2011).
- [Pel95] D. Pelenc, B. Chambaz, I. Chartier, B. Ferrand, C. Wyon, D. P. Shepherd, D. C. Hanna, A. C. Large und A. C. Tropper. *High slope efficiency and low threshold in a diode-pumped epitaxially grown Yb:YAG waveguide laser*. Opt. Commun. **115**, 491 (1995).
- [Pet01] V. Peters. *Growth and Spectroscopy of Ytterbium-Doped Sesquioxides*. Dissertation, Institut für Laserphysik, Universität Hamburg (2001).
- [Pet05] K. Petermann, D. Fagundes-Peters, J. Johannsen, M. Mond, V. Peters, J. J. Romero, S. Kutovoi, J. Speiser und A. Giesen. *Highly Yb-doped Oxides for Thin-Disk Lasers*. J. Cryst. Growth **275**, 135 (2005).
- [Pet09] R. Peters. *Ytterbium-dotierte Sesquioxide als hocheffiziente Lasermaterialien*. Dissertation, Institut für Laserphysik, Universität Hamburg (2009).
- [Pie00] L. van Pieterse, M. Heeroma, E. de Heer und A. Meijerink. *Charge transfer luminescence of Yb³⁺*. J. Lumin. **91**, 177 (2000).
- [Pir10] A. Pirri, G. Toci, D. Alderighi und M. Vannini. *Effects of the excitation density on the laser output of two differently doped Yb:YAG ceramics*. Opt. Express **18**, 17262 (2010).

Literaturverzeichnis

- [Psa07] N. D. Psaila, R. R. Thomson, H. T. Bookey, A. K. Kar, N. Chiodo, R. Osellame, G. Cerullo, A. Jha und S. Shen. *Er:Yb-doped oxyfluoride silicate glass waveguide amplifier fabricated using femtosecond laser inscription*. Appl. Phys. Lett. **90**, 131102 (2007).
- [Psa08] N. D. Psaila, R. R. Thomson, H. T. Bookey, N. Chiodo, S. Shen, R. Osellame, G. Cerullo, A. Jha und A. K. Kar. *Er:Yb-Doped Oxyfluoride Silicate Glass Waveguide Laser Fabricated Using Ultrafast Laser Inscription*. IEEE Photonic. Tech. L. **20**, 126 (2008).
- [Qia11] L. Qiao, F. He, C. Wang, Y. Cheng, K. Sugioka und K. Midorikawa. *A microfluidic chip integrated with a microoptical lens fabricated by femtosecond laser micromachining*. Appl. Phys. A **102**, 179 (2011).
- [Rah08] B. M. A. Rahman, D. M. H. Leung, S. S. A. Obayya und K. T. V. Grattan. *Numerical analysis of bent waveguides: bending loss, transmission loss, mode coupling, and polarization coupling*. Appl. Optics **47**, 2961 (2008).
- [Ród09a] A. Ródenas, L. M. Maestro, M. O. Ramírez, G. A. Torchia, L. Roso, F. Chen und D. Jaque. *Anisotropic lattice changes in femtosecond laser inscribed Nd³⁺:MgO:LiNbO₃ optical waveguides*. J. Appl. Phys. **106**, 013110 (2009).
- [Ród09b] A. Ródenas, G. A. Torchia, G. Lifante, E. Cantelar, J. Lamela, F. Jaque, L. Roso und D. Jaque. *Refractive-index change mechanisms in femtosecond laser written ceramic Nd:YAG waveguides: micro-spectroscopy and beam propagation calculations*. Appl. Phys. B **95**, 85 (2009).
- [Ród11a] A. Ródenas, A. Benayas, J. R. Macdonald, J. Zhang, D. Y. Tang, D. Jaque und A. K. Kar. *Direct laser writing of near-IR step-index buried channel waveguides in rare earth doped YAG*. Opt. Lett. **36**, 3395 (2011).
- [Ród11b] A. Ródenas und A. K. Kar. *High-contrast step-index waveguides in borate nonlinear laser crystals by 3D laser writing*. Opt. Express **19**, 17820 (2011).
- [Rei93] J. Reitz. *Foundations of Electromagnetic Theory 4th Edition* (Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1993).
- [Ren12a] Y. Ren, G. Brown, A. Ródenas, S. Beecher, F. Chen und A. K. Kar. *Mid-infrared waveguide lasers in rare-earth-doped YAG*. Opt. Lett. **37**, 3339 (2012).
- [Ren12b] Y. Ren, N. Dong, J. Macdonald, F. Chen, H. Zhang und A. K. Kar. *Continuous wave channel waveguide lasers in Nd:LuVO₄ fabricated by direct femtosecond laser writing*. Opt. Express **20**, 1969 (2012).
- [Ric08] A. Richter. *Laser parameters and performance of Pr³⁺-doped fluorides operating in the visible spectral region*. Dissertation, Institut für Laserphysik, Universität Hamburg (2008).

- [Rig65] W. W. Rigrod. *Saturation Effects in High-Gain Lasers*. J. Appl. Phys. **36**, 2487 (1965).
- [Rod03] P. A. Rodnyi, P. Dorenbos, G. B. Stryganyuk, A. S. Voloshinovskii, A. S. Potapov und C. W. E. van Eijk. *Emission of Pr³⁺ in SrAl₁₂O₁₉ under vacuum ultraviolet synchrotron excitation*. J. Phys.: Condens. Matter **15**, 719 (2003).
- [Rut01] T. S. Rutherford, W. M. Tulloch, S. Sinha und R. L. Byer. *Yb:YAG and Nd:YAG edge-pumped slab lasers*. Opt. Lett. **26**, 986 (2001).
- [Sae93a] K. L. Saenger. *Pulsed laser deposition: Part I A review of process characteristics and capabilities*. Processing of Advanced Materials **2**, 1 (1993).
- [Sae93b] K. L. Saenger. *Pulsed laser deposition: Part II A review of process mechanisms*. Processing of Advanced Materials **3**, 63 (1993).
- [Sak11] M. Sakakura, M. Terazima, Y. Shimotsuma, K. Miura und K. Hirao. *Thermal and shock induced modification inside a silica glass by focused femtosecond laser pulse*. J. Appl. Phys. **109**, 023503 (2011).
- [Sal92] F. Salin und J. Squier. *Gain guiding in solid-state lasers*. Opt. Lett. **17**, 1352 (1992).
- [Sal08] B. E. A. Saleh und M. C. Teich. *Grundlagen der Photonik* (Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2008).
- [San09] N. Sanner, O. Utéza, B. Bussiere, G. Coustillier, A. Leray, T. Itina und M. Sentis. *Measurement of femtosecond laser-induced damage and ablation thresholds in dielectrics*. Appl. Phys. A **94**, 889 (2009).
- [Sch01a] C. B. Schaffer, A. Brodeur, J. F. García und E. Mazur. *Micromachining bulk glass by use of femtosecond laser pulses with nanojoule energy*. Opt. Lett. **26**, 93 (2001).
- [Sch01b] C. B. Schaffer, A. Brodeur und E. Mazur. *Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses*. Meas. Sci. Technol. **12**, 1784 (2001).
- [Sch05] T. Schreiber, H. Schultz, O. Schmidt, F. Röser, J. Limpert und A. Tünnermann. *Stress-induced birefringence in large-mode-area micro-structured optical fibers*. Opt. Express **13**, 3637 (2005).
- [Shi95] Y. Shimony, Y. Kalisky und B. H. T. Chai. *Quantitative studies of Cr⁴⁺:YAG as a saturable absorber for Nd:YAG laser*. Opt. Mater. **4**, 547 (1995).
- [Sie86] A. E. Siegman. *Lasers* (Mill Valley, Cal.: University Science Books, 1986).
- [Sie06] J. Siebenmorgen. *Strukturierung von Kristallen mit kurzen Pulsen*. Diplomarbeit, Institut für Laserphysik, Universität Hamburg (2006).
- [Sie09] J. Siebenmorgen, K. Petermann, G. Huber, K. Rademaker, S. Nolte und A. Tünnermann. *Femtosecond laser written stress-induced Nd:Y₃Al₅O₁₂ (Nd:YAG) channel waveguide laser*. Appl. Phys. B **97**, 251 (2009).

- [Sie10a] J. Siebenmorgen. *Herstellung von Wellenleiterlasern mittels Femtosekunden-Laserstrukturierung in Nd- und Yb-dotierten YAG-Kristallen*. Dissertation, Institut für Laserphysik, Universität Hamburg (2010).
- [Sie10b] J. Siebenmorgen, T. Calmano, K. Petermann und G. Huber. *Highly efficient Yb:YAG channel waveguide laser written with a femtosecond-laser*. Opt. Express **18**, 16035 (2010).
- [Sil10] W. F. Silva, C. Jacinto, A. Benayas, J. R. Vazquez de Aldana, G. A. Torchia, F. Chen, Y. Tan und D. Jaque. *Femtosecond-laser-written, stress-induced Nd:YVO₄ waveguides preserving fluorescence and Raman gain*. Opt. Lett. **35**, 916 (2010).
- [Sim03] D. Simanovskii, H. A. Schwettman, H. Lee und A. J. Welch. *Midinfrared Optical Breakdown in Transparent Dielectrics*. Phys. Rev. Lett. **91**, 107601 (2003).
- [Sla69] G. A. Slack, D. W. Oliver, R. M. Chrenko und S. Roberts. *Optical Absorption of Y₃Al₅O₁₂ from 10- to 55 000-cm⁻¹ Wave Numbers*. Phys. Rev. **177**, 1308 (1969).
- [Smi67] R. G. Smith und M. F. Galvin. *Operation of the Continuously Pumped, Repetitively Q-Switched YAlG:Nd Laser*. IEEE J. Quantum Elect. **3**, 406 (1967).
- [Smi93] M. K. Smit, E. C. M. Pennings und H. Blok. *A Normalized Approach to the Design of Low-Loss Optical Waveguide Bends*. J. Lightwave Technol. **11**, 1737 (1993).
- [Smi07] R. W. Smink, B. P. de Hon und A. G. Tjhuis. *Bending loss in optical fibers—a full-wave approach*. J. Opt. Soc. Am. B **24**, 2610 (2007).
- [Spa81] M. Sparks, D. L. Mills, R. Warren, T. Holstein, A. A. Maradudin, L. J. Sham, E. Loh und D. F. King. *Theory of electron-avalanche breakdown in solids*. Phys. Rev. B **24**, 3519 (1981).
- [Sta10] M. Stallein. *Einkopplung in multimodale Lichtwellenleiter - Wellentheoretische Analyse und ein Vergleich zur strahlenoptischen Modellierung*. Dissertation, Universität Paderborn, Fakultät für Elektrotechnik, Informatik und Mathematik (2010).
- [Ste10] A. Steinmetz, D. Nodop, A. Martin, J. Limpert und A. Tünnermann. *Reduction of timing jitter in passively Q-switched microchip lasers using self-injection seeding*. Opt. Lett. **35**, 2885 (2010).
- [Str85] D. Strickland und G. Mourou. *Compression of amplified chirped optical pulses*. Opt. Commun. **56**, 219 (1985).
- [Str02] A. M. Streltsov und N. F. Borrelli. *Study of femtosecond-laser-written waveguides in glasses*. J. Opt. Soc. Am. B **19**, 2496 (2002).
- [Stu96a] 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 **53**, 1749 (1996).

- [Stu96b] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore und M. D. Perry. *Optical ablation by high-power short-pulse lasers*. J. Opt. Soc. Am. B **13**, 459 (1996).
- [Sub97] V. Subramaniam, G. N. De Brabander, D. H. Naghski und J. T. Boyd. *Measurement of Mode Field Profiles and Bending and Transition Losses in Curved Optical Channel Waveguides*. J. Lightwave Technol. **15**, 990 (1997).
- [Sun05] Q. Sun, H. Jiang, Y. Liu, Y. Zhou, H. Yang und Q. Gong. *Effect of spherical aberration on the propagation of a tightly focused femtosecond laser pulse inside fused silica*. J. Opt. A-Pure Appl. Opt. **7**, 655 (2005).
- [Suz06] K. Suzuki, V. Sharma, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen und Y. Nasu. *Characterization of symmetric [3 x 3] directional couplers fabricated by direct writing with a femtosecond laser oscillator*. Opt. Express **14**, 2335 (2006).
- [Sve98] O. Svelto. *Principles of Lasers, 4th edition* (Plenum Press, New York and London, 1998).
- [Tac04] S. Taccheo, G. Della Valle, R. Osellame, G. Cerullo, N. Chiodo, P. Laporta, O. Svelto, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer und D. Kopf. *Er:Yb-doped waveguide laser fabricated by femtosecond laser pulses*. Opt. Lett. **29**, 2626 (2004).
- [Tan03] D. Y. Tang, S. P. Ng, L. J. Qin und X. L. Meng. *Deterministic chaos in a diode-pumped Nd:YAG laser passively Q switched by a Cr⁴⁺:YAG crystal*. Opt. Lett. **28**, 325 (2003).
- [Tan10a] Y. Tan, F. Chen, J. R. Vázquez de Aldana, G. A. Torchia, A. Benayas und D. Jaque. *Continuous wave laser generation at 1064 nm in femtosecond laser inscribed Nd:YVO₄ channel waveguides*. Appl. Phys. Lett. **97**, 031119 (2010).
- [Tan10b] Y. Tan, A. Ródenas, F. Chen, R. R. Thomson, A. K. Kar, D. Jaque und Q. Lu. *70% slope efficiency from an ultrafast laser-written Nd:GdVO₄ channel waveguide laser*. Opt. Express **18**, 24994 (2010).
- [Tan11] Y. Tan, Y. Jia, F. Chen, J. R. Vázquez de Aldana und D. Jaque. *Simultaneous dual-wavelength lasers at 1064 and 1342 nm in femtosecond-laser-written Nd:YVO₄ channel waveguides*. J. Opt. Soc. Am. B **28**, 1607 (2011).
- [Tel12] F. Tellkamp. *PLD-Grown Thin Film Saturable Absorbers*. Dissertation, Institut für Laserphysik, Universität Hamburg (2012).
- [Tho07] J. Thomas, M. Heinrich, J. Burghoff, S. Nolte, A. Ancona und A. Tünnermann. *Femtosecond laser-written quasi-phase-matched waveguides in lithium niobate*. Appl. Phys. Lett. **91**, 151108 (2007).
- [Tho11] J. Thomas, M. Heinrich, P. Zeil, V. Hilbert, K. Rademaker, R. Riedel, S. Ringleb, C. Dubs, J.-P. Ruske, S. Nolte und A. Tünnermann. *Laser direct writing: Enabling monolithic and hybrid integrated solutions on the lithium niobate platform*. Phys. Stat. Sol. A **208**, 276 (2011).

- [Tie71] P. K. Tien. *Light Waves in Thin Films and Integrated Optics*. Appl. Optics **10**, 2395 (1971).
- [Tom02] S. Tomljenovic-Hanic, J. Love und R. B. Charters. *Cut-off wavelength and transient effects in asymmetrically clad single-mode buried-channel waveguides*. IEE P.-Optoelectron. **149**, 51 (2002).
- [Ton06] L. Tong, R. R. Gattass, I. Maxwell, J. B. Ashcom und E. Mazur. *Optical loss measurements in femtosecond laser written waveguides in glass*. Opt. Commun. **259**, 626 (2006).
- [Tor07] G. A. Torchia, P. F. Meilán, A. Ródenas, D. Jaque, C. Mendez und L. Roso. *Femtosecond laser written surface waveguides fabricated in Nd:YAG ceramics*. Opt. Express **15**, 13266 (2007).
- [Tor08] G. A. Torchia, A. Ródenas, A. Benayas, E. Cantelar, L. Roso und D. Jaque. *Highly efficient laser action in femtosecond-written Nd:yttrium aluminium garnet ceramic waveguides*. Appl. Phys. Lett. **92**, 111103 (2008).
- [Tow90] P. D. Townsend. *An overview of ion-implanted optical waveguide profiles*. Nucl. Instrum. Meth. B **46**, 18 (1990).
- [Tu10] C. Tu, Z. Huang, K. Lou, H. Liu, Y. Wang, Y. Li, F. Lu und H.-T. Wang. *Efficient green-light generation by frequency doubling of a picosecond all-fiber ytterbium-doped fiber amplifier in PPKTP waveguide inscribed by femtosecond laser direct writing*. Opt. Express **18**, 25183 (2010).
- [Wem70] S. H. Wemple und M. DiDomenico. *Theory of the Elasto-Optic Effect in Nonmetallic Crystals*. Phys. Rev. B **1**, 193 (1970).
- [Wil02] M. Will, S. Nolte, B. N. Chichkov und A. Tünnermann. *Optical properties of waveguides fabricated in fused silica by femtosecond laser pulses*. Appl. Optics **41**, 4360 (2002).
- [Wil04] M. Will. *Ultrakurzpulsinduzierte Brechzahlmodifikationen in transparenten Festkörpern*. Dissertation, Physikalisch-astronomische Fakultät, Friedrich Schiller Universität Jena (2004).
- [Xu07] S. Xu, J. Qiu, T. Jia, C. Li, H. Sun, und Z. Xu. *Femtosecond laser ablation of crystals SiO₂ and YAG*. Opt. Commun. **274**, 163 (2007).
- [Yar76] A. Yariv. *Introduction to optical electronics* (Holt, Rinehart and Winston, 1976).
- [Yod51] H. S. Yoder und M. L. Keith. *Complete Substitution of Aluminum for Silicon: The System 3MnOAl₂O₃3SiO₂ - 3Y₂O₃5Al₂O₃*. The American Mineralogist **36**, 519 (1951).
- [Yua05] G. Yuan, K. L. Lear, M. D. Stephens und D. S. Dandy. *Characterization of a 90° waveguide bend using near-field scanning optical microscopy*. Appl. Phys. Lett. **87**, 191107 (2005).

- [Zag93] A. I. Zagumennyi, G. B. Lutts, P. A. Popov, N. N. Sirota und I. Shcherbakov. *The thermal Conductivity of YAG and YSAG Laser Crystals*. Laser Phys. **3**, 1064 (1993).
- [Zel98] D. E. Zelmon, D. L. Small und R. Page. *Refractive-index measurements of undoped yttrium aluminium garnet from 0.4 to 5.0 μm* . Appl. Optics **37**, 4933 (1998).
- [Zha91] L. Zhang, J. Chandler, P. D. Townsend, S. J. Field, D. C. Hanna, D. P. Shepherd und A. C. Tropper. *Characterization of ion implanted waveguides in Nd:YAG*. J. Appl. Phys. **69**, 3440 (1991).
- [Zha08] S. Zhang, J. Yao, W. Liu, Z. Huang, J. Wang, Y. Li, C. Tu und F. Lu. *Second harmonic generation of periodically poled potassium titanyl phosphate waveguide using femtosecond laser pulses*. Opt. Express. **16**, 14180 (2008).
- [Zha11] C. Zhang, N. Dong, J. Yang, F. Chen, J. R. Vázquez de Aldana und Q. Lu. *Channel waveguide lasers in Nd:GGG crystals fabricated by femtosecond laser inscription*. Opt. Express **19**, 12503 (2011).
- [Zhe01] J. Zheng, S. Zhao, Q. Wang, X. Zhang und L. Chen. *Influence of thermal effect on KTP type-II phase-matching second-harmonic generation*. Opt. Commun. **199**, 207 (2001).
- [Zho11] P. Zhou, H. Ma, Y. Du, Y. Han, B. Lu und M. Zhong. *Three-dimension direct writing TiO₂ crystalline patterns in Bi-free glass using femtosecond laser*. Appl. Phys. A **102**, 295 (2011).

Veröffentlichungen

Veröffentlichungen in wissenschaftlichen Zeitschriften

- T. Calmano, J. Siebenmorgen, O. Hellmig, K. Petermann, G. Huber, *Nd:YAG waveguide laser with 1.3 W output power, fabricated by direct femtosecond laser writing*. Appl. Phys. B **100**, 131 (2010).
- J. Siebenmorgen, T. Calmano, K. Petermann, G. Huber, *Highly efficient Yb:YAG channel waveguide laser written with a femtosecond laser*. Opt. Express **18**, 16035 (2010).
- T. Calmano, A.-G. Paschke, J. Siebenmorgen, S. T. Fredrich-Thornton, H. Yagi, K. Petermann, G. Huber, *Characterization of an Yb:YAG ceramic waveguide laser, fabricated by the direct femtosecond-laser writing technique*. Appl. Phys. B, Rapid Communication, **103**, 1 (2011).
- T. Calmano, J. Siebenmorgen, A.-G. Paschke, C. Fiebig, K. Paschke, G. Erbert, K. Petermann, G. Huber, *Diode pumped high power operation of a femtosecond laser inscribed Yb:YAG waveguide laser [Invited]*. Opt. Mater. Express **1**, 428 (2011).
- T. Calmano, J. Siebenmorgen, F. Reichert, M. Fechner, A.-G. Paschke, N.-O. Hansen, K. Petermann, G. Huber, *Crystalline Pr:SrAl₁₂O₁₉ waveguide laser in the visible spectral region*. Opt. Lett. **36**, 4620 (2011).
- F. Laurell, T. Calmano, S. Müller, P. Zeil, C. Canalias, G. Huber, *Laser-written waveguides in KTP for broadband Type II second harmonic generation*. Opt. Express **20**, 22308 (2012).
- S. Müller, T. Calmano, P. Metz, N.-O. Hansen, C. Kränkel, G. Huber, *Femtosecond-laser-written diode-pumped Pr:LiYF₄ waveguide laser*. Opt. Lett. **37**, 5223 (2012).
- F. Reichert, T. Calmano, S. Müller, D.-T. Marzahl, P. W. Metz, G. Huber, *Efficient visible laser operation of Pr,Mg:SrAl₁₂O₁₉ channel waveguides*. Opt. Lett. **38**, 2698 (2013).

Weitere schriftliche Veröffentlichungen

- T. Calmano. *Ultrakurzpuls-geschriebene Strukturen für Wellenleiterlaser in Nd:YAG-Kristallen*. Institut für Laserphysik, Universität Hamburg, Diplomarbeit (2009).

Beiträge zu internationalen Konferenzen

Vorträge

- J. Siebenmorgen, T. Calmano, O. Hellmig, K. Petermann, G. Huber, *Efficient Femtosecond Laser Written Nd:YAG Channel Waveguide Laser with an Output Power of more than 1 W*. The European Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO/Europe-EQEC) 2009, München, Deutschland, CJ7.1 (2009).
- J. Siebenmorgen, T. Calmano, K. Petermann, G. Huber, *Demonstration of a fs-Laser Written Highly Efficient Yb:YAG Channel Waveguide Laser*. Fall OSA Optics & Photonics Congress - Femtosecond Laser Microfabrication 2009, San José, USA, LMTuC2 (2009).
- T. Calmano, J. Siebenmorgen, K. Petermann, G. Huber, *Highly Efficient Yb:YAG Channel Waveguide Laser with 1.7 W Output Power Fabricated by fs-Laser Writing*. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO/QELS 2010), San José, USA, CTuU2 (2010).
- T. Calmano, J. Siebenmorgen, K. Petermann, G. Huber, *Diode pumped Yb:YAG channel-waveguide laser, fabricated by fs-laser writing*. EPS-QEOD Europhoton Conference 2010, Hamburg, Deutschland, ThB5 (2010).
- T. Calmano, J. Siebenmorgen, A.-G. Paschke, S. T. Fredrich-Thornton, H. Yagi, K. Petermann, G. Huber, *Femtosecond-Laser Written Highly Doped Yb(15%):YAG Ceramic Waveguide Laser*. Advances in Optical Materials (AIOM) 2011, Istanbul, Türkei, Post-Deadline AIThF2 (2011).
- G. Huber, K. Beil, T. Calmano, S. T. Fredrich-Thornton, U. Kelling, C. Kränkel, H. Kühn, J. Siebenmorgen, U. Wolters, K. Petermann, *Yb-Doped Laser Materials: Advances and Challenges*. Advanced Solid-State Photonics (ASSP) 2011, Istanbul, Türkei, Invited JWB2 (2011).
- T. Calmano, J. Siebenmorgen, F. Reichert, M. Fechner, A.-G. Paschke, N.-O. Hansen, K. Petermann, G. Huber, *Femtosecond laser written Pr:SrAl₁₂O₁₉ channel-waveguide laser in the visible spectral range*. The European Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO/Europe-EQEC) 2011, München, Deutschland, CJ8_1 (2011).
- T. Calmano, A.-G. Paschke, S. Müller, C. Kränkel, G. Huber, *Q-Switched Operation of a fs-Laser Written Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG monolithic waveguide laser*. Advances in Optical Materials (AIOM) 2012, San Diego, USA, IF2A.4 (2012).
- F. Laurell, C. Canalias, T. Calmano, S. Müller, G. Huber, *Laser written waveguides in KTP for broadband Type II frequency doubling*. European Conference on Integrated Optics (ECIO) 2012, Barcelona, Spanien (2012).
- T. Calmano, S. Müller, F. Reichert, M. Fechner, N.-O. Hansen, G. Huber, *Dual Wavelength and Switchable Laser Operation of Visible Pr:SrAl₁₂O₁₉ Waveguide Lasers*. EPS-QEOD Europhoton Conference 2012, Stockholm, Schweden, FrB.2 (2012).

- S. Müller, T. Calmano, P. Metz, C. Kränkel, G. Huber, *Femtosecond-laser Written Diode-pumped Visible Pr:LiYF₄ Waveguide Laser*. EPS-QEOD Europhoton Conference 2012, Stockholm, Schweden, FrB.1 (2012).
- S. Müller, T. Calmano, F. Reichert, M. Fechner, C. Kränkel, G. Huber, *Advances in visible and near-infrared fs-laser-written waveguide lasers*. LASE SPIE Photonics West 2013, San Francisco, USA, Invited 8599-5 (2013).
- F. Reichert, T. Calmano, S. Müller, D.-T. Marzahl, P. W. Metz, G. Huber, *Visible laser operation of Pr,Mg:SrAl₁₂O₁₉ waveguides*. The European Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO/Europe-EQEC) 2013, München, Deutschland, CJ-12.5 (2013).

Poster

- J. Siebenmorgen, T. Calmano, K. Petermann, G. Huber, *Fabrication of a Stress-Induced Nd:YAG Channel Waveguide Laser using fs-Laser Pulses*. Advanced Solid-State Photonics (ASSP) 2009, Denver, USA, MB29 (2009).
- F. Tellkamp, J. Siebenmorgen, T. Calmano, O. Hellmig, K. Petermann, G. Huber, *Femtosecond Laser Written Nd:YAG Channel Waveguide Laser with a PLD grown Cr⁴⁺:YAG Thin Film Absorber*. The European Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO/Europe-EQEC) 2009, München, Deutschland, CJ.P.36 (2009).
- F. Moglia, S. Müller, T. Calmano, G. Huber, *Er:LiLuF₄ upconversion waveguide laser fabricated by femtosecond-laser writing*. EPS-QEOD Europhoton Conference 2012, Stockholm, Schweden, TuP.25 (2012).
- F. Moglia, S. Müller, T. Calmano, C. Kränkel, G. Huber, *Er:LiLuF₄ upconversion waveguide laser with femtosecond-laser written circular cladding structures*. The European Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO/Europe-EQEC) 2013, München, Deutschland, CJ-P.3 (2013).
- T. Calmano, S. Müller, C. Kränkel, G. Huber, *Highly Efficient fs-Laser Inscribed Yb:YAG Waveguide Lasers Fabricated with a Novel Writing Scheme*. The European Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO/Europe-EQEC) 2013, München, Deutschland, CJ-P.32 (2013).

Beiträge zu nationalen Konferenzen

Vorträge

- T. Calmano, J. Siebenmorgen, O. Hellmig, K. Petermann, G. Huber, *Effiziente Femtosekunden-Laser geschriebene Kanal-Wellenleiterlaser in Nd:YAG Kristallen*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2009, Hamburg, Q12.5 (2009).

Veröffentlichungen

- F. Tellkamp, T. Calmano, J. Siebenmorgen, K. Petermann, G. Huber, *Femtosekunden-Laser geschriebener Nd:YAG Wellenleiter mit Cr⁴⁺:YAG Dünnschicht als gütegeschalteter Laser*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2010, Hannover, Q12.6 (2010).
- T. Calmano, J. Siebenmorgen, K. Petermann, G. Huber, *Hocheffiziente Femtosekunden-Laser geschriebene Kanalwellenleiterlaser in Yb:YAG-Kristallen*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2010, Hannover, Q12.4 (2010).
- S. Heinrich, T. Calmano, J. Siebenmorgen, K. Petermann, G. Huber, *Oberflächenstrukturierung von Sesquioxid-Wellenleiterschichten mittels ultrakurzer Laser Pulse*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2011, Dresden, Q13.1 (2011).
- A.-G. Paschke, T. Calmano, J. Siebenmorgen, K. Petermann, G. Huber, *Parametervariation femtosekunden-geschriebener Wellenleiter in YAG-Kristallen*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2011, Dresden, Q22.4 (2011).
- S. Müller, T. Calmano, P. Metz, N.-O. Hansen, C. Kränkel, G. Huber, *Femtosecond Written Waveguides in Pr³⁺:LiYF₄*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2012, Stuttgart, Q18.5 (2012).
- S. Heinrich, S. H. Waesermann, T. Calmano, G. Huber, *Herstellung von Kanalwellenleitern in Nd:Lu₃Al₅O₁₂-Schichten mittels fs-Laserstrukturierung*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2012, Stuttgart, Q18.6 (2012).

Poster

- T. Calmano, J. Siebenmorgen, K. Petermann, G. Huber, *Characterization of a Nd:YAG channel waveguide laser fabricated by direct femtosecond laser writing*. 17. Norddeutscher Lasertag 2008, Hannover (2008).
- J. Siebenmorgen, T. Calmano, O. Hellmig, K. Petermann, G. Huber, *Herstellung und Charakterisierung von Kanalwellenleitern in Nd:YAG mittels fs-Laserpulsen*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2009, Hamburg, Q55.22 (2009).
- J. Siebenmorgen, T. Calmano, O. Hellmig, K. Petermann, G. Huber, *Femtosekunden-Laser geschriebener Kanalwellenleiterlaser in Nd:YAG mit 1,3 W Ausgangsleistung*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2010, Hannover, Q55.71 (2010).
- T. Calmano, J. Siebenmorgen, K. Petermann, G. Huber, *Diodengepumpte Femtosekunden-Laser geschriebene Kanal-Wellenleiterlaser in Yb:YAG-Kristallen*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2011, Dresden, Q15.41 (2011).
- S. Müller, T. Calmano, M. Kirchen, C. Kränkel, C. Canalias, G. Huber, *Femtosecond-laser written waveguides in KTP for type II second harmonic generation*. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 2013, Hannover, Q43.13 (2013).

Vorträge im Rahmen von Seminaren und Workshops

- T. Calmano, *Ultrakurzpuls geschriebene Strukturen für Wellenleiterlaser in Nd:YAG und Yb:YAG Kristallen*. Seminar über Festkörperlaser 2009, Universität Hamburg, Hamburg, Deutschland (2009).
- T. Calmano, *Nd:YAG Waveguide Laser: Spectroscopy and Temperature Stability*. LAS-F Conference 2009, Lintrup, Dänemark (2009).
- T. Calmano, *Pump source behaviour of a diode-pumped Yb:YAG waveguide laser*. LAS-F Conference 2010, Vorbasse, Dänemark (2010).
- J. Siebenmorgen, T. Calmano, G. Huber, *Fabrication of waveguides in YAG using fs-laser pulses*. GrK 1355 Workshop 2010, Lüneburg, Deutschland (2010).
- T. Calmano, J. Siebenmorgen, F. Tellkamp, O. Hellmig, K. Petermann, G. Huber, *Nd:YAG and Yb:YAG Waveguide Lasers Fabricated by Femtosecond Laser Writing*. GrK 1355 Workshop 2010, Lüneburg, Deutschland (2010).
- T. Calmano, *Femtosecond-written waveguides in laser crystals*, GrK 1355 Evaluation, Hamburg, Deutschland (2010).
- T. Calmano, *Ytterbium Lasers without Mirrors*, LAS-F Conference 2011, Lönborg, Dänemark (2011).
- T. Calmano, K. Beil, M. Fechner, S. Heinrich, F. Moglia, F. Reichert, C. Kränkel, G. Huber, *Project A4: Waveguides Fabricated with Light – an Example*. GrK 1355 Workshop 2011, Amrum, Deutschland (2011).
- T. Calmano, *From Orange to Red Switchable Pr:SrAl₁₂O₁₉ Waveguide Laser*. LAS-F Conference 2012, Lavensby, Dänemark (2012).
- T. Calmano, S. Heinrich, C. Kränkel, G. Huber, *Project A4: Waveguides and Waveguide-Lasers Fabricated with Light*. GrK 1355 Workshop 2012, Amrum, Deutschland (2012).
- T. Calmano, S. Müller, C. Kränkel, G. Huber, *Highly efficient straight and S-bend Yb:YAG waveguide lasers*. 540. Heraeus-Seminar „Modern Concepts of Continuous Wave and Pulsed High Power Lasers 2013, Bad Honnef, Deutschland (2013).

Danksagung

Diese Arbeit entstand von Oktober 2009 bis Januar 2013 in der Arbeitsgruppe Festkörperlaser des Instituts für Laser-Physik der Universität Hamburg und wurde im Rahmen des DFG Graduiertenkollegs 1355 „Physik mit neuartigen kohärenten Strahlungsquellen“ finanziell gefördert.

Ich danke insbesondere Herrn Professor Günter Huber für die Möglichkeit die Forschung an dieser Arbeit in seiner Arbeitsgruppe durchzuführen und die zahlreichen sehr inspirierenden wissenschaftlichen Diskussionen. Die Unterstützung bei der Umsetzung eigener Ideen hat mir viel bedeutet. Herrn Professor Markus Drescher möchte ich für die Zweitbetreuung meiner Arbeit sowie für die Übernahme des Zweitgutachtens der Dissertation danken. Vielen Dank auch an Herrn Professor Klaus Sengstock für die Begutachtung der Disputation. Herr Dr. Klaus Petermann hat mich besonders zu Beginn der Arbeit mit zahlreichen Diskussionen und Ideen unterstützt.

Auch ein großes Dankeschön an meinen ehemaligen Betreuer Jörg Siebenmorgen, der mir schon während meiner Diplomarbeitszeit viele Tricks und Kniffe beim Experimentieren mit Wellenleitern und fs-Lasern gezeigt hat. Meine Diplomandin Anna-Greta Ursi Paschke hat mit vielen gemeinsamen Experimenten einen großen Teil zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen und außerdem mein Wissen über gekrümmte Wellenleiter erweitert. Vielen Dank dafür. Mit meinem Bürokollegen Sebastian Müller konnte ich immer über aktuelle Ergebnisse und offene Fragen diskutieren, was uns oftmals der Lösung des Problems näher gebracht hat. Außerdem hat er meine gesamte Arbeit korrigiert, wofür ich ihm ebenfalls dankbar bin.

Vielen Dank auch Christian Kränkel, der meine gesamte Arbeit detailliert durchgelesen und korrigiert hat. Für das Korrekturlesen einzelner Abschnitte der Arbeit danke ich Philip Metz, Matthias Fechner, Sebastian Heinrich, Ulrike Wolters und Fabian Reichert.

Für sehr schöne gemeinsame Reisen mit dem Zelt durch Kalifornien und Nevada vor und nach Konferenzen danke ich Christian Kränkel und Philipp Koopmann, sowie Francesca Moglia, Sebastian Heinrich und Fabian Reichert. Für gemeinsame sportliche Abende im Volkspark bedanke ich mich bei Matthias Fechner, Teoman Gün, Kolja Beil, Sebastian Heinrich und Sebastian Müller. Auch alle weiteren und ehemaligen Mitglieder der Gruppe Festkörperlaser haben zu einer konstruktiven und hervorragenden Arbeitsatmosphäre beigetragen. Robert Fischer, Stefan Garbers und Friedjof Tellkamp haben mich immer bei technischen Problemen unterstützt. Silke Frömmig war eine große Hilfe bei organisatorischen Fragen.

Des Weiteren möchte ich noch meinen Kooperationspartnern danken. Die Röntgentopographiemessungen wurden von Heike Marschner am Institute of Optics and Quantum Electronics der Friedrich-Schiller Universität Jena durchgeführt und von Herrn Prof. Eckhart Förster und Herrn Dr. Jürgen Kräußlich wissenschaftlich begleitet. Die Ergebnisse der KTP Wellenleiter wurden in Zusammenarbeit mit Prof. Fredrik Laurell und Dr. Carlota Canalias von der KTH, Royal Institute of Technology in Stockholm erzielt.

Abschließend möchte ich noch Merle, Karina, Christian, Angelika und Wolfgang für die Unterstützung während der Doktorarbeit und schöne gemeinsame Zeiten danken.