

ORTS- UND ZEITAUFGELÖSTE ANALYSE DER
VOLUMENBEARBEITUNG VON GLAS MIT RAUM-ZEITLICH
GEFORMTEN ULTRAKURZEN LASERPULSEN

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)

vorgelegt dem Rat der Physikalisch-Astronomischen Fakultät
der Friedrich-Schiller-Universität Jena

von M. Sc. Michael Jenne,
geboren am 10.05.1989 in Freiburg im Breisgau

1. Gutachter: Prof. Dr. Stefan Nolte, Friedrich-Schiller-Universität Jena
2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Michael Schmidt, Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg
3. Gutachter: Prof. Dr. Heinz Paul Huber, Hochschule München

Tag der Disputation: 29.04.2021

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Stand der Technik	5
2	Grundlagen	8
2.1	Glas	8
2.2	Elektromagnetische Wellen in Materie	10
2.3	Wechselwirkung ultrakurzer Pulse mit Glas	11
3	Raum-zeitliche Mikroskopie	16
3.1	Experimenteller Aufbau	16
3.2	<i>In situ</i> Diagnose	18
3.2.1	Schattengrafische Messungen	18
3.2.2	Polarisationsmikroskop	20
3.3	Abbildung und Strahlformung	21
4	Raum-zeitliche Analyse von Gauss-Profilen	25
4.1	Wechselwirkungsprozesse von Einzelpulsen im Glas	26
4.2	Wechselwirkungsprozesse von Multipulsen im Glas	28
4.3	Wechselwirkungsprozesse bei erweiterter Bearbeitung	37
4.3.1	Dynamische Bearbeitung	37
4.3.2	Räumliche Strahlformung zur Bearbeitung	40
4.4	Fazit	42
5	Raum-zeitliche Analyse von Bessel-ähnlichen Strahlprofilen	44
5.1	Experimenteller Aufbau zur Erzeugung der Strahlprofile	45
5.2	Wechselwirkungsprozesse mit Glas	47
5.2.1	Statische Bearbeitung: Einzelpulse	47
5.2.2	Statische Bearbeitung: Akkumulationseffekte	53

5.2.3	Dynamische Bearbeitung unter Translation	55
5.3	Applikationsbeispiele	57
5.4	Fazit	62
6	Trennen von angestellten Schnittflächen	64
6.1	Modifikation mittels Gaussprofil	64
6.2	Modifikation mittels Bessel-ähnlicher Profile	66
6.2.1	Aberrationskorrektur	67
6.2.2	Wechselwirkung angestellter Strahlprofile	69
6.2.3	Korrekturpotenziale bei weiterer Verkipfung	72
6.3	Applikationen	72
6.4	Fazit	74
7	Asymmetrische Bessel-ähnliche Strahlprofile	75
7.1	Thermo-mechanische Eigenschaften asymmetrischer Strahlprofile	76
7.2	Asymmetrische Strahlformung durch Phasenfrontverschiebung	80
7.2.1	Segmentierte Phasenmasken	80
7.2.2	Materialwechselwirkung	82
7.3	Asymmetrische Strahlformung durch Doppelbrechung	85
7.3.1	Theoretisches Konzept und Setup	85
7.3.2	Vorzugsrichtung durch asymmetrisches Strahlprofil	87
7.3.3	<i>In situ</i> Diagnostik des Modifikationsprozesses	89
7.4	Anwendungsuntersuchungen	93
7.5	Fazit	96
8	Zusammenfassung und Ausblick	98
	Literatur	101
	Publikationsliste	117
	Conclusion	120
	Danksagung	123
	Ehrenwörtliche Erklärung	125

1 Einleitung

Historisch betrachtet wird Licht bereits seit Tausenden von Jahren von Menschen als Werkzeug verwendet. Glaubt man den Überlieferungen, wollte bereits Archimedes durch gebündeltes Sonnenlicht Feuer an gegnerischen Schiffen entfachen. Spätestens jedoch seit der Frühen Neuzeit und Gelehrten wie Galileo Galilei oder Johannes Kepler werden optische Elemente kombiniert angeordnet und seither zur gezielten Beeinflussung von Lichtstrahlen eingesetzt. Die wohl interessanteste und zugleich erfolgreichste Lichtquelle seit Erfindung der Glühbirne wurde vor knapp 60 Jahren von Theodore Maiman erstmals vorgestellt [1]. Dabei handelt es sich um ein System zur Lichtverstärkung durch stimulierte Emission von Strahlung, oder auch kurz: LASER (engl. *light amplification by stimulated emission of radiation*). Bereits kurze Zeit später wurde die Laserstrahlung fokussiert genutzt, um verschiedenste Materialien zu bearbeiten und erneut wurde Licht zum Werkzeug.

Ein neues Kapitel der Lasertechnologie wurde Ende der 90er Jahre mit der kommerziellen Verfügbarkeit von Ultrakurzpuls-Lasersystemen aufgeschlagen [2–4]. Heute profitiert eine Vielzahl an Technologien und Märkten, darunter die Halbleiterindustrie, Medizinbranche und Automobilindustrie, von den kurzen Pulsdauern im Bereich von Femto- bis Pikosekunden [5, 6]. Aktuelle Forschungsgebiete umfassen beispielsweise die Dotierung und Oberflächenstrukturierung von Silizium für Photovoltaikanwendungen, die Erzeugung von hochenergetischen Breitband-Terahertzpulsen in Flüssigkeiten, das Aufschmelzen und Veredeln für Prothesen aus Titan-Aluminium-Legierungen oder Ramanspektroskopie heißer Ladungsträger in Graphen [7–10].

Diese vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten verdeutlichen, dass ultrakurze Laserpulse mit nahezu jedem Material unabhängig von dessen Aggregatzustand wechselwirken können. Grund dafür sind die hohen erzielbaren Intensitäten, wodurch nichtlineare Absorptionsmechanismen eintreten [11, 12].

Besonders transparente Materialien profitieren von dieser Eigenschaft. Zum einen

kann durch die Positionierung der Fokuslage das Material sowohl an der Oberfläche als auch im Volumen bearbeitet werden; zum anderen ist die Wechselwirkung aufgrund der kurzen Wechselwirkungszeit im Wesentlichen auf das Fokusbereich und damit auf wenige Mikrometer begrenzt, wodurch eine hohe Präzision garantiert wird [12, 13].

Prinzipiell lassen sich strukturelle Materialänderungen bei der UKP-Bearbeitung von Gläsern in drei Bereiche unterteilen, die durch sensible Wahl der Prozess- und Laserparameter zugänglich gemacht werden und mannigfaltige Applikationsbeispiele ermöglichen [14, 15]. Durch geringen Energieeintrag nahe der Bearbeitungsschwelle kann das Material lokal erhitzt und aufgeschmolzen werden. Je nach Lage des Schmelzbereichs können so beispielsweise Wellenleiter im Materialvolumen eingeschrieben werden oder Fügeprozesse in der Grenzfläche zwischen zwei Komponenten stattfinden [16–18]. Weiter lassen sich durch geringfügig höhere Pulsenergien und bei entsprechender Fokussierung lokale Bereiche mit anisotroper Brechzahländerung erzeugen [14]. An der Oberfläche bezeichnet man diese laser-induzierten Strukturen als LIPSS (engl. *laser-induced periodic surface structures*), wo sie als antibakterielle Schutzschicht wirken können [19]; im Volumen führt die Bearbeitung zu dreidimensionalen Strukturen, auch Nanogitter genannt [20]. Bei noch höheren Pulsenergien kommt es zum Lösen atomarer Bindungen oder auch dem explosionsartigen Ausdehnen des Materials im Wechselwirkungsbereich, wodurch eine Fehlstelle (engl. *void*) im Material zurückbleiben kann [21, 22].

Werden mehrere dieser permanenten Modifikationen aneinandergereiht, entsteht ein geschwächter Pfad im Material. In einem zweiten Prozessschritt lässt sich das Substrat dann entlang dieser Schädigung separieren. Aufgrund der hohen Nachfrage der Elektronikindustrie an maßgeschneiderten Displays und Schutzgläsern, z.B. bei Smartphones oder im Automobilbereich, erfährt das UKP-basierte Modifizieren eine hohe Nachfrage im Markt. Bei dem transparenten Material handelt es sich hauptsächlich um speziell entwickelte Gläser mit erhöhter Kratz- und Rissbeständigkeit [23–25]. Dieser Prozess steht in direkter Konkurrenz zu klassischen Glastrennverfahren wie dem Ritzen und Brechen (engl. *scribe and break*) und dem Trennen mittels Wasserstrahl oder Diamantsäge [26, 27]. Während letztere Prozesse häufig Glasschädigungen durch Absplittern oder Risse verursachen, besticht die Bearbeitung mittels UKP durch hohe Kantenqualität [27]. Weiter können die Laserpulse durch verschiedene abbildende Konzepte zu einem länglichen Strahlprofil geformt werden. Typischerweise kommen hierbei Bessel-ähnliche Strahlprofile zum Einsatz [28, 29]. Durch den vergrößerten Wechselwirkungsbereich können somit Glasdicken bis zu mehreren Millimetern mit

einer Einzelüberfahrt modifiziert werden, wodurch sich die Prozessgeschwindigkeit erheblich steigern lässt.

Um den Bearbeitungsprozess mit ultrakurzen Laserpulsen noch effizienter zu gestalten und weitere Prozesspotenziale auszuschöpfen, bedarf es einem tiefgreifenden Verständnis der Wechselwirkung zwischen Material und Laserpulsen. Klassische Analysemethoden wie Auflichtmikroskopie oder Rauheitsmessung der Bruchkante liefern zwar erste Erkenntnisse, reduzieren den Informationsgehalt jedoch auf permanent messbare Auswirkungen. Dabei bleiben transiente Effekte verborgen, die auf deutlich kürzeren Zeitskalen im Piko- bis Mikrosekundenbereich auftreten können [12, 16].

In dieser Arbeit wird daher ein raum-zeitliches Mikroskop aufgebaut, das durch die synchronisierte Verwendung eines Bearbeitungspulses (engl. *pump*) und Beobachtungspulses (engl. *probe*) die Wechselwirkung einzelner Laserpulse zeitlich auflösen kann [30]. Der Beobachtungszeitpunkt wird dabei durch die zeitliche Verzögerung des Beobachtungspulses relativ zum Bearbeitungspuls festgelegt. Bisherigen *Pump-Probe*-Mikroskopen steht dabei allerdings nur ein begrenzter Zeitbereich zur Verfügung, da der zeitliche Versatz durch unterschiedliche Wegstrecken der zwei Pulse entsteht. Durch die geschickte Kombination von elektronischen und mechanischen Verzögerungsstrategien des Beobachtungspulses kann in dieser Arbeit jedoch ein mehrere Größenordnungen umspannender Zeitbereich zusammenhängend untersucht werden. Dies ermöglicht die Beurteilung von räumlicher und zeitlicher Strahlformung, auftretender Aberrationen, sowie der Laserparameter von Beginn der Plasmaentstehung bis hin zu trägeren thermischen Effekten [31]. Der Schwerpunkt liegt dabei auf Modifikationsprozessen zum Strukturieren und anschließendem Separieren von Glas. Ein weiteres wichtiges Merkmal ist das Zusammenspiel und die gegenseitige Beeinflussung der Pulse untereinander. Um die Wechselwirkungsdynamik beim Bearbeitungsprozess möglichst realitätsnah abbilden zu können, wird die Akkumulation und Interaktion der Pulse statisch und erstmals auch dynamisch unter Vorschub der Glasprobe untersucht. Dies gelingt unter anderem durch Ergänzung des Messaufbaus mit einer Hochgeschwindigkeitskamera. Eine zusätzliche Erweiterung zum Polarisationsmikroskop ermöglicht es, Rückschlüsse über den Spannungsaufbau im Material sowie die anschließende Entladung in Form von Rissbildung zu gewinnen.

Ziel dieser Arbeit ist es das bisherige Verständnis der Wechselwirkungsdynamik einzelner und mehrerer ultrakurzer Laserpulse in transparenten Materialien zu vertiefen. Ausgehend von dem Stand der Technik mit einzelnen Laserpulsen zur Bearbeitung bei statischer Glasprobe, wird die Beobachtung graduell auf einen zusammenhängenden Zeitbereich mit multiplen Laserpulsen erweitert. Daraus ergeben sich neue

Erkenntnisse in Bezug auf die Ausbreitung von unterschiedlichen Druckwellen, der Wärmeakkumulation aufeinanderfolgender Bearbeitungspulse sowie der Rissbildung und Rissfortpflanzung im Material. Auf Basis dieser Untersuchungen werden neue Strahlformungsansätze entwickelt, die eine gezielte Kontrolle der Materialschädigung ermöglichen. Aufbauend auf diesen Kenntnissen lassen sich Ansätze für das zuverlässige UKP-basierte Trennen transparenter Materialien mit unterschiedlicher Materialdicke ableiten.

Die Arbeit ist folgendermaßen aufgebaut: Im Anschluss an diese Einleitung folgt eine Zusammenfassung zum Stand der Technik bezüglich des Glastrennens. Im darauffolgenden [Kapitel 2](#) werden zunächst die fundamentalen Eigenschaften von transparenten Materialien, UKP-Laserstrahlung sowie deren gemeinsamer Wechselwirkung umrissen. [Kapitel 3](#) beschreibt die verwendeten experimentellen Aufbauten sowie das raum-zeitliche Mikroskop. Anschließend wird zunächst die Materialwechselwirkung mit gaussförmigen Strahlprofilen unter dem Schwerpunkt akkumulativer Prozesse detailliert untersucht ([Kapitel 4](#)), bevor diese Konzepte im folgenden Kapitel auf länglich ausgedehnte Bessel-ähnliche Strahlprofile erweitert werden ([Kapitel 5](#)). Die nächsten [Kapitel 6](#) und [Kapitel 7](#) befassen sich mit der theoretischen Beschreibung, experimentellen Erprobung sowie Applikationsbeispielen zum Trennen von verkippten Schnittkanten und mit asymmetrischen Strahlprofilen. Den Abschluss bildet die Zusammenfassung dieser Arbeit mit Ausblick auf weitere Potenziale und Forschungsfragen.

1.1 Stand der Technik

Das gezielte Zuschneiden und Vereinzeln von Teilstücken aus einer größeren Glasplatte ist seit Beginn der Glasherstellung ein entscheidender Arbeitsschritt. Auch in der heutigen Zeit werden nach wie vor lange etablierte und traditionelle Trennverfahren eingesetzt. Häufig besteht ein Separationsprozess aus zwei oder mehr Teilschritten, bevor ein qualitativ hochwertiges Einzelstück erzeugt werden kann. Hauptaugenmerk liegt dabei auf einer sauberen, fehlerfreien Schnittkante. Die Qualitätskontrolle erfolgt unter anderem durch optische Sichtkontrolle der Trennfläche, Festigkeitsbestimmung beim Querbiegen oder Vermessen der Oberflächenrauheit. Letztere sollte im Bereich um einen Mikrometer mittlere Rauheit liegen. Eine schlechte Oberflächenrauheit kann ferner auf Fehler wie Absplitterung von Teilstücken (engl. *chipping*), Wallner-Linien oder Risse zurückzuführen sein [23, 32, 33].

Beim Ritz-Brechen, einem klassischen Trennverfahren, wird mit einem Diamantrad an der Glasoberfläche der gewünschte Schädigungspfad eingeritzt. Durch mechanische Krafteinwirkung gelingt im zweiten Prozessschritt die Separation [34]. Um die gewünschte Qualität zu erreichen, können weitere Prozessschritte wie Schleifen und Polieren angeschlossen werden. Besitzt das zu trennende Glas einen ausreichend hohen thermischen Ausdehnungskoeffizienten, so kann statt der mechanischen eine thermische Separation erfolgen. Durch lokales Bearbeiten mit einem CO₂-Laser lassen sich Temperaturgradienten an der gewünschten Stelle erzeugen, wodurch die Kantenqualität im Vergleich zum Ritz-Brechen gesteigert werden kann [27, 35, 36].

Weitere konventionelle Trennverfahren sind das Wasserstrahlschneiden oder Sägen mit diamantbestäubter Trennscheibe. Diese Methoden benötigen zwar keinen zusätzlichen Separationsschritt, doch auch hierbei muss die Schnittkante nachbearbeitet werden [27, 32].

Mit der Verfügbarkeit von Systemen zum Erzeugen von ultrakurzen Laserpulsen wurde auch unmittelbar das Potenzial zum Bearbeiten transparenter Materialien erkannt [5]. Bereits Mitte der 90er Jahre konnten Strigin und Chudinov Glas in verschiedenen Fokuslagen modifizieren und so durch Mehrfachüberfahrten Gläser von bis zu 8 mm trennen [37]. Die Kantenqualität konnte durch langsamere Verfahrensgeschwindigkeit und schwellnahes Modifizieren zwar weiter gesteigert werden, die erzielbaren Prozessgeschwindigkeiten waren jedoch schlichtweg zu langsam, um mit den bestehenden Trennverfahren konkurrieren zu können.

Durch die Verwendung von räumlicher Strahlformung kann die Intensitätsverteilung der typischerweise gaussförmigen Laserpulse gezielt beeinflusst werden. Strahlprofile

mit hohem Aspektverhältnis ermöglichen dabei die präzise Modifikation mit Einzelüberfahrt, wodurch sich die Bearbeitungszeit im Vergleich zu Mehrfachüberfahrten maßgeblich verringert. In diesem Zusammenhang wurden in der Literatur Strahlformen zum Modifizieren durch Filamentation oder Bessel-ähnliche Strahlprofile diskutiert [38–42]. Letztere sind nicht-beugend und robust gegenüber Störstellen an der Oberfläche. Ihre Erzeugung erfolgt häufig durch Axicons oder als digitales Hologramm in Kombination mit einem räumlichen Lichtmodulator (SLM, engl. *spatial light modulator*) [43, 44]. Aktuelle Forschungsergebnisse berichten über das Einschreiben von 10.8 mm bzw. 12 mm langen Modifikationen bei Kombination von Bessel-ähnlichen Strahlprofilen mit Pulsenergien im Bereich von 3 mJ aufgeteilt auf einen oder mehrere Pulse [45, 46]. Dabei können Glasproben im Bereich von 8 mm bis maximal 10 mm Dicke vereinzelt werden [47], die Qualität der Bruchkante von 7 μm ist allerdings noch nicht im erwünschten Bereich [46]. Gläser dieser Dicke finden vor allem als Schutzglas oder an Gebäudefassaden als Architekturglas Anwendung. Um den UKP-Prozess vorteilhaft im Markt zu platzieren, ist eine weitere Steigerung der trennbaren Glasdicke sowie der Qualität wünschenswert.

Parallel zur Skalierung von typischen UKP-Glastrennprozessen unter Verwendung von Strahlprofilen mit hohem Aspektverhältnis wurden in weiteren Versuchen gezielt einzelne Eigenschaften dieser Profile manipuliert. So kann beispielsweise durch die Verwendung von Bessel-ähnlichen Strahlprofilen höherer Ordnung eine Verteilung mit mehreren Teilstrahlen (engl. *petal-like beams*) oder einem rohrförmigen Profil erzeugt werden [48, 49]. Während weitere Konzepte durch die Verwendung von asymmetrischen Strahlprofilen Einfluss auf die Rissausrichtung und Lage nehmen [50–52], versuchen Ansätze mit in longitudinaler Richtung beschleunigten Strahlprofilen die Fläche der Schnittkante zu formen [53].

All diese Konzepte zielen darauf ab, die Variabilität, Prozessgeschwindigkeit und Qualität des Schnittprozesses zu verbessern. Die Vielfalt der Anwendungsschwerpunkte verdeutlicht den insgesamt hohen Bedarf an maßgeschneiderten Lösungen. Die Analyse erfolgt dabei primär anhand der permanenten Schädigung eines Einzelpulses im Material. Um jedoch die Einsatzmöglichkeiten der Profile genau verstehen zu können, bedarf es eines tiefgreifenden Verständnisses sowohl der Wechselwirkung des Intensitätsprofils mit dem Material als auch der gegenseitigen Beeinflussung multipler Pulse.

Durch die synchronisierte Verwendung eines Bearbeitungs- und Beobachtungspulses (*pump/probe*) kann ein räumlich-zeitliches Mikroskop realisiert werden, dessen zeitliche Auflösung durch die Pulsdauer des Beobachtungspulses gegeben ist. Mit Hilfe

dieser Mikroskope wurde die Entstehung und Entwicklung des freien Elektronenplasmas bei der Lasermaterialbearbeitung auf Sub-Pikosekundenskala beobachtet. Somit konnten beispielsweise Effekte wie Selbstfokussierung, Plasmadefokussierung oder laser-induzierter optischer Durchbruch untersucht werden [54–56]. Weiterhin lassen sich zusätzliche Mikroskopietechniken und interferometrische Konzepte integrieren, wodurch unter anderem der brechzahlabhängige Phasenkontrast gemessen wurde [31, 55, 57, 58].

Typischerweise erfolgt die Beobachtung durch einzelne *Probepulse*. Bei homogenen Wechselwirkungsprozessen kann durch mehrfache Versuchsdurchführung bei unterschiedlicher zeitlicher Verzögerung der Beobachtung eine zeitliche Entwicklungsreihe aufgenommen werden. Grundvoraussetzung ist jedoch, dass sich die Prozesse reversibel wiederholen. Gerade bei der Erforschung der Wechselwirkungsdynamik zwischen mehreren Pulsen und Pulsenergien über der Schädigungsschwelle, wie bei einem Trennprozess üblich, ist diese Voraussetzung jedoch nicht zwangsläufig gegeben.

Um diese Limitierungen zu überwinden, werden im Rahmen dieser Arbeit neue *Pump-Probe*-Konzepte umgesetzt. Durch die Integration einer Hochgeschwindigkeitskamera wird die zusammenhängende Beobachtung von akkumulativen Effekten zwischen mehreren Pulsen ermöglicht. Zusätzlich können ebenfalls transiente Effekte der Spannungsentwicklung im Glas durch die Erweiterung zum Polarisationsmikroskop erforscht werden. Ausgehend von diesen Erkenntnissen werden verschiedene Strahlprofile zum Trennen und anschließenden Separieren von Gläsern untersucht. Die neu entwickelten Trennprozesse sollen ohne die gute Qualität der Trennflächen zu beeinträchtigen sowohl robust als auch skalierbar auf verschiedene Glasdicken übertragbar sein.

2 Grundlagen

Im folgenden Kapitel werden die Grundlagen zur Glasbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen dargestellt. Zu Beginn wird der Werkstoff Glas und dessen Struktur näher betrachtet. Anschließend wird die Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie beschrieben, bevor die Absorption der Strahlung im Material behandelt wird. Den Abschluss bildet die Beschreibung von Wechselwirkungsprozessen, den damit verbundenen Zeitskalen und den Schädigungen des Materials.

2.1 Glas

Dem amorphen Festkörper Glas begegnen wir in unserem Alltag in vielfältigen Situationen und Formen: Bei der schnellen Datenübertragung in der Glasfaser, als Gefäß oder als Schutzschicht fast jeglicher Displays, der Solarzellen auf dem Dach oder ganzer Gebäudefassaden. Die Dicke des Glassubstrats reicht dabei von wenigen Mikrometern bis hin zu einigen Zentimetern. Zu den weiteren Vorteilen zählen unter anderem die optischen Eigenschaften – Glas ist weitestgehend transmissiv im sichtbaren Spektralbereich – sowie die hohe intrinsische Stärke des Materials für Zugbelastungen von bis zu 26 GPa [23, 59].

Fast alle üblichen Gläser enthalten das Element Silizium und werden daher auch als Silikate bezeichnet. Den Grundbaustein bildet der SiO_4 -Tetraeder, bei der jeweils vier Sauerstoffatome in einer sp^3 -Hybrid-Anordnung um das zentrale Siliziumatom verteilt sind [33, 60]. Die Erzeugung des glasigen Zustandes erfolgt durch rasches Abkühlen aus der Schmelze heraus. Geschieht dies jedoch mit einer geringen Abkühlrate geht die Schmelze in den energieärmsten, den kristallinen, Zustand über. Der Quarz(kristall) (SiO_2) besitzt ein triagonales Kristallsystem bestehend aus einer Ringstruktur mit sechs Grundbausteinen, vgl. [Abb. 2.1 \(a\) oben](#). Thermodynamisch entspricht dies einem Übergang 1. Ordnung mit Phasensprung [61].

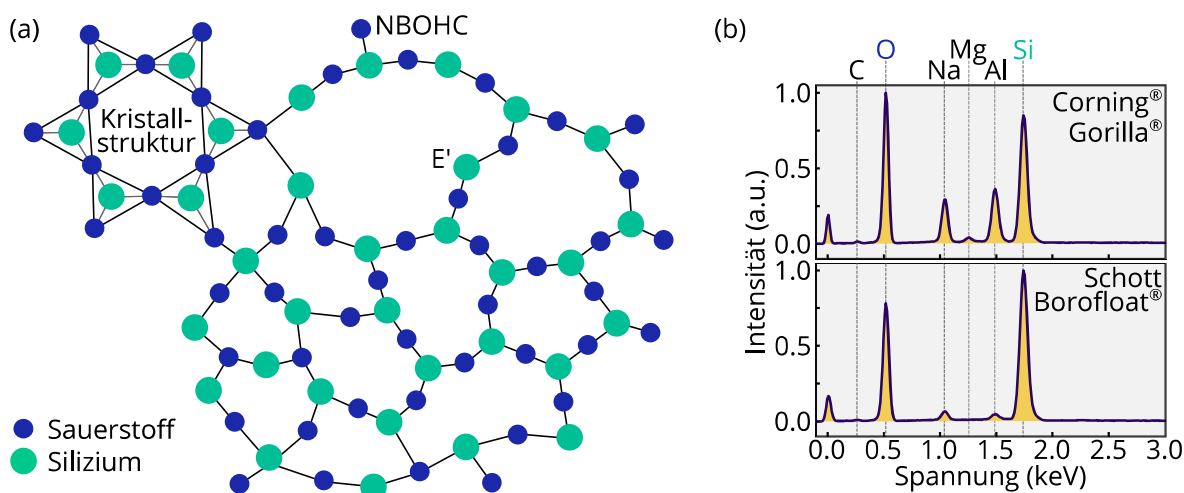


Abbildung 2.1: Der schematische Aufbau von Kieselglas (a) setzt sich aus den zwei Hauptkomponenten Sauerstoff und Silizium zusammen. Weiter sind Fehlstellen (E' und NBOHC, Diskussion in [Kaptiel 2.3](#)) und die Quarzkristall-Struktur abgebildet. Die Zusammensetzung zweier Gläser wurde mittels energiedispersiver Röntgenmikroskopie (b) gemessen.

Beim schnelleren Abkühlen, typisch im Bereich von $0.1 \text{ K/s} - 1 \text{ K/s}$ für viele Silikate, lässt sich die Schmelze ohne abrupten Phasensprung unter den Schmelzpunkt abkühlen. Man bezeichnet diesen Zustand als eine unterkühlte Flüssigkeit. Mit weiterer Abkühlung steigt zunehmend die Viskosität der Flüssigkeit, bis sich schließlich die Atome nicht mehr aus ihrer Position entfernen können und somit den ungeordneten Zustand einer Flüssigkeit nicht mehr verlassen können [60]. Daher kann der glasförmige Zustand auch als eingefrorene, unterkühlte Schmelze bezeichnet werden. [Abbildung 2.1 \(a\)](#) zeigt diesen Zustand in einer Ebene. Typischerweise bilden sich für SiO_2 ringförmige Strukturen mit 5-6 Bauteilen SiO_4 -Tetraedern pro Ring [62]. Dies verdeutlicht, dass sich in Glas eine Nahordnung der Atome, jedoch keine Fernordnung feststellen lässt. Ferner zeigt [Abb. 2.1 \(a\)](#) einige Fehlstellen, die in [Kapitel 2.3](#) näher beschrieben werden.

Der glasförmige Zustand von SiO_2 besitzt eine Bandlücke von $E_g = 9 \text{ eV}$ [63] und wird auch als *Kieselglas* bezeichnet. Dabei lassen sich grundlegende Materialeigenschaften wie thermische Ausdehnung, Wärmeleitung, Dichte oder Elastizitätsmodul durch gezieltes Einbringen weiterer Elemente verändern. Elemente mit Koordinationszahl von 3 oder 4 (z.B. B, Ge, As) können die Glasstruktur weiter festigen, weshalb man diese Bausteine auch als Netzwerkbildner bezeichnet. Ist im Gegensatz dazu die Koordinationszahl größer als 5 (z.B. Na, K) können diese als Netzwerkwanderer bezeichneten Elemente das Grundgerüst weiter auflockern [33]. Weitere Sauerstoffverbindungen wie Al_2O_3 oder PbO , die Zwischenoxide genannt werden, können bildenden als

auch wandelnden Charakter besitzen. Interessanterweise kann durch Mischung mit binärem oder tertiärem alkalihaltigen Netzwerkwanler die Bandlücke auf $E_g \approx 4.2$ eV deutlich reduziert werden [64]. Die Zusammensetzung von Gläsern, die in dieser Arbeit verwendet werden, kann durch energiedispersive Röntgenmikroskopie (EDX) ermittelt werden [24, 25, 65]. Dazu wird das Material durch einen Elektronenstrahl angeregt und das emittierte Röntgenspektrum vermessen, wobei jedes im Material enthaltene Element ein charakteristisches Signal erzeugt. Die Messungen von ungehärtetem Corning® Gorilla® Glas und Schott Borofloat® Glas sind in [Abb. 2.1 \(b\)](#) dargestellt und zeigen neben den Hauptbestandteilen Si und O auch die zuvor beschriebenen Zusatzelemente.

2.2 Elektromagnetische Wellen in Materie

Zur Beschreibung der Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie lassen sich die Maxwell-Gleichungen in der Form

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j} \quad (2.4)$$

verwenden [66]. Hierbei beschreibt \mathbf{D} die elektrische Flussdichte, \mathbf{B} die magnetische Induktion, \mathbf{E} und \mathbf{H} die elektrische bzw. magnetische Feldstärke; sowie ρ die elektrische Ladungsdichte und \mathbf{j} die Stromdichte.

Im linearen, nicht-magnetisierbaren Medium lassen sich die Ausdrücke der elektrischen Flussdichte und magnetischen Induktion weiter zu

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \epsilon_0 (\mathbf{1} + \chi) \cdot \mathbf{E} \Rightarrow \mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H} \Rightarrow \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (2.6)$$

vereinfachen. Dabei bezeichnet ϵ_0 die elektrische Feldkonstante, χ die elektrische Suszeptibilität, μ_0 die Vakuumpermeabilität und μ die magnetische Permeabilität. Die Permittivitätszahl ϵ ist im Allgemeinen ein Tensor, lässt sich im isotropen Medium jedoch durch einen skalaren Ausdruck mit

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz} \neq 0 \quad (2.7)$$

ersetzen. Des Weiteren kann ausgehend von Gleichungen 2.3 und 2.4 und unter der Annahme von einem strom- und ladungsfreien Medium ($\rho = 0$ und $\mathbf{j} = 0$) die elektrische Wellengleichung

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.8)$$

abgeleitet werden [66, 67]. Die Lichtgeschwindigkeit im Medium $c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon} = c_0/n$ kann mit

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad \text{und} \quad n = \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_0}} = \sqrt{1 + \chi} \quad (2.9)$$

(Vakuumlichtgeschwindigkeit und komplexer Brechungsindex) weiter vereinfacht dargestellt werden.

Zur Lösung von Gleichung 2.8 kann nach [66] die komplexe Wellenfunktion einer ebenen Welle mit der Kreisfrequenz ω des elektrischen Feldes zu

$$E(t) = A e^{-i\omega t} \quad (2.10)$$

gewählt werden. Der Term $A = E_0 \cdot e^{i\phi}$ wird auch als komplexe Amplitude bezeichnet, wobei E_0 die Amplitude und ϕ die Phase der Welle beschreibt. Zur Bearbeitung der transparenten Materialien werden in dieser Arbeit ausschließlich ultrakurze Laserpulse verwendet. Diese können als elektromagnetische Wellenpakete aufgefasst werden, deren elektrisches Feld zeit- und raumabhängig ist [68]. Die gezielte Manipulation dieser Größen kann zur Erzeugung neuer Eigenschaften und zur Strahlformung genutzt werden.

2.3 Wechselwirkung ultrakurzer Pulse mit Glas

Heutige Systeme zur Erzeugung ultrakurzer Laserpulse decken einen Bereich der Pulsdauern von wenigen Pikosekunden bis in den Attosekundenbereich ab. Gleichzeitig erreichen neue UKP-Systeme im zeitlichen Mittel Leistungen im Kilowatt-Bereich und Pulsenergien von mehreren Millijoule. Durch Kombination dieser Attribute, sowie der weiteren Möglichkeit die Laserstrahlen zu fokussieren, lassen sich hohe Intensitäten erzielen und dadurch nahezu alle bekannten Festkörper bearbeiten. Insbesondere die Bearbeitung von Materialien wie Halbleiter oder Isolatoren, darunter auch Gläser mit Bandlücken im Bereich von $E_g = 4 \text{ eV} - 9 \text{ eV}$, wird machbar [63, 64].

Abbildung 2.2 stellt die Absorptions- und Ionisationsprozesse sowie die Relaxation im Bändermodell (vgl. [69]) dar. Im Gleichgewichtszustand befinden sich die Elektronen im

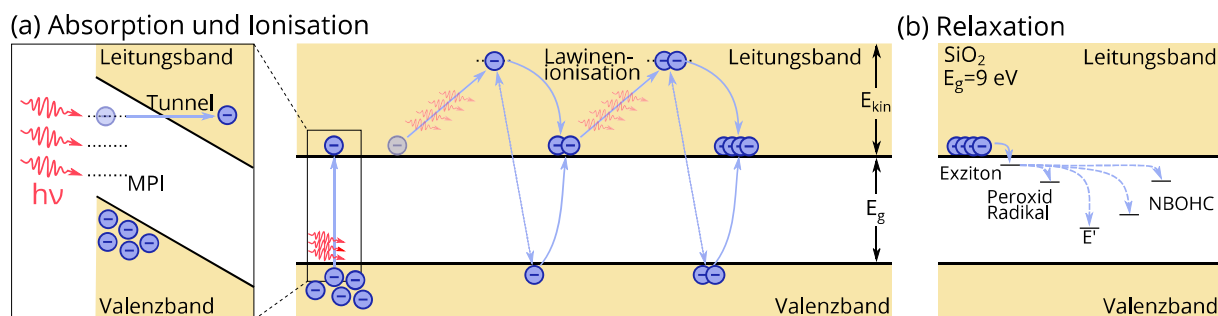


Abbildung 2.2: Im Bändermodell kann die Anregung von Elektronen aus dem Valenzband in einen "quasi"-freien Zustand im Leitungsband dargestellt werden (a). Bevor die angeregten Elektronen lawinenartige Vervielfachung durch Stoßionisation erfahren, ist die initiale Anregung durch die Tunnel- und Multiphotonenionisation bestimmt. Die Überführung der Energie in teilweise irreversible Materialänderungen erlaubt Zwischenzustände in der Bandlücke, über welche die Elektronen in ihren unangeregten Zustand relaxieren können (b). In Anlehnung an [71].

Valenzband. Zur Bearbeitung müssen die Elektronen über die zustandsfreie Bandlücke hinweg ins Leitungsband angeregt werden (ohne Berücksichtigung von Defekten und Störstellen). Der Energiebetrag eines einzelnen Photons ($E_{\text{photon}} = h\nu \approx 1,2 \text{ eV}$ bei $\lambda = 1030 \text{ nm}$) reicht nicht aus, um ein Elektron anzuregen. Durch zwei unterschiedliche Absorptionsprozesse kann eine initiale Photoionisierung jedoch erzielt werden. Der erste Prozess umfasst die zeitgleiche Aufnahme von m Photonen ($m \cdot h\nu \geq E_g$) und wird daher auch als Multiphotonenionisation (MPI) bezeichnet. Der zweite Prozess – die Tunnelionisation – beschreibt die gesteigerte Wahrscheinlichkeit eines Elektrons direkt vom Valenzband ins Leitungsband zu "tunneln", da das starke, lokale Feld der Laserstrahlung die vom Coulombfeld erzeugte Potentialbarriere herabsetzt. Da in beiden Fällen kein linearer Zusammenhang zwischen der Anzahl an angeregten Elektronen und Photonen besteht, wird dieser einleitende Prozess auch als nichtlineare Absorption bezeichnet.

Beide Prozesse tragen bei den Betrachtungen in dieser Arbeit zur Photoionisierung bei. Grundlage für diese Abschätzung ist der mit

$$\gamma_K = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{E_g m_e^* c n_0 \epsilon_0}{2I}} \quad (2.11)$$

beschriebene Keldysh-Parameter [70]. Dabei ist ω die Kreisfrequenz, m_e^* die reduzierte Elektronenmasse, c die Lichtgeschwindigkeit, n_0 der Brechungsindex, e die Elementarladung, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante und I die Intensität. Während ein Wert von $\gamma_K \approx 1$ ähnlich wahrscheinliche Ionisationsprozesse nahelegt, überwiegt in den Grenzfällen $\gamma_K \ll 1$ und $\gamma_K \gg 1$ jeweils die Tunnel- bzw. die Multiphotonenionisation.

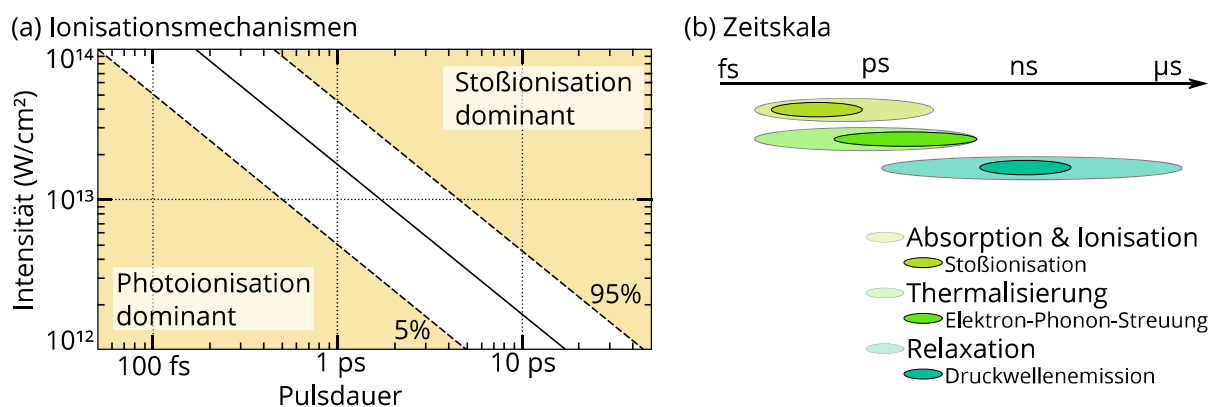


Abbildung 2.3: Die eingefärbten Bereiche in (a) zeigen den jeweiligen dominanten Prozess zur Anregung der Elektronen, hier entweder Photoionisation oder Stoßionisation. Die gestrichelten Linien gehören zu dem 5% bzw. 95% Perzentil des Verhältnisses der durch Stoßionisation angeregten Elektronen zur Gesamtanzahl. Die durchgezogene Linie verdeutlicht den Übergangsbereich. Nach [72]. Die Zeitskala in (b) gibt einen Überblick über den Zeitpunkt und die Dauer ausgewählter Wechselwirkungsprozesse der UKP-Bearbeitung. In Anlehnung an [12, 73].

Ist ein Elektron im Leitungsband kann es sich "quasi"-frei bewegen, da keine feste Bindung mit einem der positiven Atomrümpfe besteht. Durch weitere (lineare) Wechselwirkung mit mehreren Photonen kann es seine kinetische Energie E_{kin} durch den Prozess der inversen Bremsstrahlung weiter erhöhen. Aus Gründen der Energie- und Impulserhaltung ist hierbei noch ein weiteres (Quasi-)Teilchen, wie z.B. ein Phonon oder eine Defektstelle, beteiligt [13]. Übersteigt die zusätzlich gewonnene Energie den Wert der Bandlücke ($E_{kin} \geq E_g$) kann durch Stoßionisation ein zweites Elektron aus dem Valenzband angeregt werden. Dieser Prozess wiederholt sich während der Wirkungsdauer des Laserfeldes, was zu einer lawinenartigen Vervielfachung der Elektronen führt.

Die Gewichtung der Beiträge von Photoionisation und Stoßionisation wurde von Rethfeld anhand der multiplen Ratengleichung theoretisch untersucht [72]. Ihre Ergebnisse zum vorherrschenden Ionisationsmechanismus in Abhängigkeit der Fluenz sind in Abb. 2.3 (a) wiedergegeben. Demnach dominieren bei kurzen Pulsdauern im Bereich von etwa 100 fs und geringen Intensitäten ($I < 10^{14} \text{ W/cm}^2$) die Photoionisationsprozesse und erzeugen Elektronen mit geringer kinetischer Energie. Die Stoßionisation ist bei vergleichbarer Intensität und erhöhter Pulsauer (ab etwa 1 ps) oder vergleichbarer Pulsdauer und deutlich gesteigerter Intensität $I > 10^{15} \text{ W/cm}^2$ der überwiegende Prozess [72].

Die Pulsdauer des Laserpulses begrenzt den zur Verfügung stehenden Zeitraum, in dem die Pulsenergie an die Ladungsträger übertragen werden kann. Nach diesem

Wirkungszeitraum befindet sich die maximale Anzahl an Elektronen im Leitungsband, deren ehemalige Plätze im Valenzband durch einen Lochzustand beschrieben werden. Die Elektronen können anschließend über verschiedene Relaxationskanäle in den Grundzustand zurückgelangen. Bei diesen Übergängen kann das Material durch Modifikationen und Defektzustände geschädigt werden. Eine Auswahl an Zwischenzuständen für reines SiO₂ ist in [Abb. 2.2 \(b\)](#) dargestellt. Durch die Coulombsche Anziehung zwischen positivem Loch und negativem Elektron können sich die Teilchen in einem gekoppelten Zustand, dem Exziton, befinden. Diese Kopplung kann in Materialien mit großer Bandlücke bereits nach weniger als einer Pikosekunde auftreten. Damit verbunden ist zudem eine leichte Veränderung des Bindungswinkels zwischen Sauerstoff und Silizium, was zur Schwächung der Bindung führt. Die Elektron-Loch-Kopplung kann zusätzlich eine Lokalisierung des Elektrons nahe eines Atomrumpfes begünstigen [74, 75]. Durch diese Störung der Gitterstruktur verfängt sich das Exziton selbst (engl. *self-trapped exciton*, STE). Beim Zerfall der STEs in einen Frenkel-Defekt kann die darin gebundene Energie an die Atome übertragen werden, wodurch strukturelle Änderungen auftreten. Bei SiO₂ entspricht dies dem Brechen der (geschwächten) Bindung zwischen Sauerstoff und Silizium. Dabei entsteht am Silizium eine Sauerstoffleerstelle (E') und am Sauerstoffatom bleibt ein ungebundenes Elektron zurück (engl. *nonbridging oxygen-hole center*, NBOHC). Letzteres kann in ein Peroxidradikal oder eine Peroxidverbindung übergehen, je nachdem ob das ungebundene Elektron eine Verbindung mit einem Sauerstoffatom oder einem weiteren NBOHC eingeht.

Wie in [Kapitel 2.1](#) erwähnt, können die Glaseigenschaften durch Zugabe weiterer Stoffe gezielt beeinflusst werden. Die veränderte Bindungsstruktur führt zu zusätzlichen möglichen Zwischenzuständen bei der Relaxation. Durch Alkali-Atome verursachte Fehlstellen können zur Absorption im sichtbaren Wellenlängenbereich führen. Durch diese sichtbare Farbänderung werden sie daher auch als Farbzentren bezeichnet [76].

[Abbildung 2.3 \(b\)](#) zeigt eine Übersicht weiterer Wechselwirkungsprozesse und deren zeitliche Einordnung. Während die zuvor beschriebenen exzitonbezogenen Relaxationsprozesse im vergleichsweise kurzen Zeitraum von $\Delta t_{\text{Exziton}} = 150 \text{ fs} - 400 \text{ ps}$ ablaufen, können strukturelle Änderungen bis in den Mikrosekundenbereich andauern [73, 77, 78]. Bereits wenige 100 Femtosekunden nach Eintreffen des Laserpulses können die Elektronen ihre kinetische Energie in Form von Stößen auf weitere Ladungsträger oder Phononen (Gitterschwingungen) übertragen. Bei jedem Streuprozess mit einem Phonon erwärmt sich das Gitter sukzessive um einen kleinen Betrag. Es dauert einige Pikosekunden nach Eintreffen des Laserpulses bis sich Elektronen und Phononen

lokal im thermischen Gleichgewicht befinden [73, 79]. Die Abfuhr dieser Wärme durch Diffusion ist vergleichsweise träge, wodurch sich die eingekoppelte Energie bei der UKP-Bearbeitung auf ein definiertes Volumen beschränkt [12, 14, 80].

Weitere strukturelle Änderungen können durch den schnellen Übergang in den Plasmazustand auftreten. Dieser Übergang kann ab einer kritischen Elektronendichte im Bereich von ($10^{19} \text{ 1/cm}^3 - 10^{21} \text{ 1/cm}^3$) stattfinden, da die Energiedichte des heißen Elektronenplasmas vergleichbar mit der Bindungsenergie des Gitters ist [81, 82]. Bevor sich dieses Ungleichgewicht durch Diffusion verringern kann, kann sich der in der Wechselwirkungszone herrschende hohe Druck schlagartig in Form einer Mikroexplosion entladen [21, 83, 84]. Bei dieser Entladung kommt es zur Verdünnung in der Wechselwirkungszone unter Aussendung einer Schockwelle, die sich nach einer charakteristischen Länge als nicht-schädigende Druckwelle fortpflanzt [21, 22, 85]. Im Randbereich der Wechselwirkungszone kommt es aufgrund der Massenerhaltung hingegen zur Verdichtung. Bei sehr hohen Energien kann sich hierdurch im Inneren ein Hohlraum (engl. *void*) bilden.

Die beschriebenen Prozesse sind für die Wechselwirkung einzelner Laserpulse gültig. Ein UKP-basierter Trennprozess setzt sich im Allgemeinen jedoch aus einer Vielzahl an aneinandergereihten Bearbeitungspulsen im Void-Regime zusammen. Für einen sowohl zeitlich wie auch räumlich großen Abstand zwischen zwei Pulsen entfaltet sich deren Wirkung entkoppelt voneinander. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Pulsen ergibt sich aus dem Inversen der Pulswiederholrate, es gilt $\Delta t = 1/f_{\text{Rep}}$. Liegen die Pulse nur wenige Mikrosekunden auseinander, kann die noch nicht vollständig diffundierte Wärme im Material von Puls zu Puls durch Akkumulation weiter ansteigen. Hierdurch bestimmen zunehmend weitere Prozessparameter wie Schmelzverhalten und Abkühlrate den Wechselwirkungsprozess [14]. Verringert sich hingegen der räumliche Abstand zwischen zwei Pulsen, im Extremfall beträgt er Null, so sieht der zweite Puls möglicherweise eine bereits veränderte Struktur des Materials. Hierdurch können zum Beispiel Bindungen von Puls zu Puls geschwächt werden, bis sich letztlich eine permanente Schädigung einstellt.

Die in diesem Abschnitt erläuterten Wechselwirkungsprozesse beschreiben die (transienten) Vorgänge der Lasermaterialbearbeitung unter Verwendung ultrakurzer Laserpulse. Klassischen Mikroskopen fehlt die zeitliche Auflösung, um diese vorherrschenden Prozesse in ihrer Vielfalt abbilden zu können. Zum besseren Verständnis der Wechselwirkung einzelner und mehrerer Pulse und deren gezielter Anwendung zur Schädigung des Materials wurde daher im Rahmen dieser Arbeit ein raum-zeitliches Mikroskop aufgebaut und verwendet.

3 Raum-zeitliche Mikroskopie

In diesem Kapitel werden die experimentellen Aufbauten sowie die Analyse- und Strahlerzeugungsmethoden der Strahlprofile vorgestellt. Zunächst werden die Lasersysteme und deren gemeinsame Synchronisation beschrieben. Anschließend wird der weitere Aufbau zur Bearbeitung und *in situ* Diagnostik erklärt. Insbesondere wird auf die verschiedenen Mikroskopiemöglichkeiten hingewiesen und zugehörige Beispiele für die jeweiligen Mikroskopaufnahmen demonstriert. Das Ende bildet ein kurzer Überblick zur Strahlformung von Bessel-ähnlichen Strahlprofilen sowie den entsprechenden Vorteilen zum Glastrennen.

3.1 Experimenteller Aufbau

Das in dieser Arbeit verwendete raum-zeitliche Mikroskop ist schematisch in [Abb. 3.1](#) dargestellt. Die Basis bilden zwei ultraschnelle Laserquellen, die zur Bearbeitung (engl. *pump*) und zur Beobachtung (engl. *probe*) genutzt werden. Beide Laser sind über ein gemeinsames Seed-Modul gekoppelt, das Initialpulse mit einer Taktrate von 50 MHz generiert. Durch separate Pulspicker (Pockelszelle bzw. akustooptischer Modulator) können individuell frei wählbare Initialpulse für die Verstärkerketten der Lasersysteme ausgewählt werden. Hierdurch ist eine Synchronisation der Pulse gewährleistet, die sich zueinander, als zeitlich einstellbare elektronische Verzögerung in Vielfachen von $\Delta t_e = m \times 20 \text{ ns}$, $m \in \mathbb{N}$, verschieben lassen. Die 20 ns entsprechen dem Pulsabstand des Seedlasers bei der Repetitionsrate von 50 MHz.

Als Pumplaser wurde je nach Anwendungsschwerpunkt ein 20 W Faserlaser oder ein 120 W Scheibenlaser genutzt. Beide Laser wurden speziell für den *Pump-Probe*-Aufbau modifiziert, basieren jedoch auf den kommerziellen Plattformen der TRUMPF TruMicro 2000 bzw. TRUMPF TruMicro 5000 Serie und emittieren Laserpulse bei einer zentralen Wellenlänge von $\lambda = 1030 \text{ nm}$ [86, 87]. Höhere Flexibilität bietet der

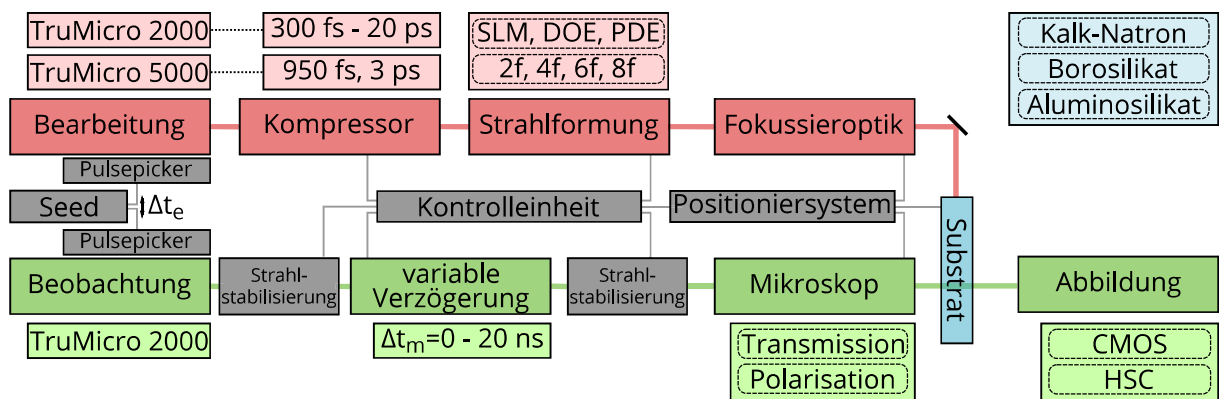


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des raum-zeitlichen Mikroskops.

Faserlaser. Die Pulswiederholrate f_{Rep} kann im Bereich von $f_{\text{Rep}} = 50 \text{ kHz} - 2000 \text{ kHz}$ und die Pulsdauer τ_{Puls} kann mittels Gitterkompressor flexibel im Bereich von $\tau_{\text{Puls}} = 300 \text{ fs} - 20 \text{ ps}$ gewählt werden. Die maximale Einzelpulsenergie, die zur Bearbeitung genutzt werden kann, liegt im Bereich von $E_p \approx 40 \mu\text{J}$. Weiter bietet das System die Möglichkeit mehrere Pulse in einem zusammenhängenden Pulszug (engl. *burst*) von bis zu 8 aufeinanderfolgenden Pulsen mit zeitlicher Verzögerung von 20 ns zu nutzen.

Der leistungsstärkere Scheibenlaser wird bei einer Pulswiederholrate von 50 kHz betrieben und ermöglicht Pulsenergien von bis zu $E_p \approx 2 \text{ mJ}$. Das System bietet ebenfalls die Möglichkeit bis zu 4 Pulse im Burst zu nutzen. Die zeitliche Verzögerung zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pulsen beträgt hier 17 ns. Die in dieser Arbeit gezeigten Versuche wurden bei Pulsdauern von $\tau_{\text{Puls}} = 950 \text{ fs}$ und 3 ps durchgeführt, für deren zeitliche Formung ein weiterer Gitterkompressor verwendet wurde.

Im weiteren Strahlverlauf bietet sich die Möglichkeit die Laserpulse direkt mit ihrer gaussförmigen Intensitätsverteilung in das Werkstück abzubilden, oder die Profile zuvor durch Strahlformung zu verändern. Hierbei wurden diffraktiv optische Elemente (DOE), geschliffene Quarzkristalle oder Flüssigkristalldisplays einzeln und in Kombination genutzt. Je nach Erzeugungskonzept wurden die Strahlprofile in einem nachgelagerten Teleskopsetup mit 2f, 4f, 6f oder 8f-Abbildung in Kombination mit einem Mikroskopobjektiv verkleinert in das Werkstück abgebildet, um dort die in [Kapitel 2.3](#) beschriebenen Absorptionsmechanismen zu induzieren. Die Fokuslage im Werkstück kann durch drei motorisierte Achssysteme (Aerotech) in (x, y, z) -Lage frei positioniert werden.

Zur Beobachtung wird ein frequenzverdoppelter 10 W Faserlaser auf Basis der TruMicro 2000 Serie verwendet. Die Laserpulse bei einer zentralen Wellenlänge von $\lambda = 515 \text{ nm}$

können mit Taktraten von bis zu 2 MHz emittiert werden. Die zeitliche Auflösung des *Pump-Probe*-Mikroskops wird durch die Pulsdauer von $\tau_{\text{probe}} = 200$ fs (sech² fit) realisiert. Die Zeitdifferenz zwischen *pump* und *probe*-Pulsen kann mit einer variablen Verzögerungsstrecke feinjustiert werden. Mithilfe einer Retroreflektor-Konfiguration auf einer motorisierten Achse (Aerotech) wird die optische Weglänge variabel im Bereich 0 m – 6 m, respektive $\Delta t_m \approx 0$ ns – 20 ns, gewählt. Eine automatisierte Strahlstabilisierung (TEM Messtechnik) verhindert mögliche Dejustage beim Bewegen der Spiegel. Durch Kombination von elektronischer und mechanischer Zeitverzögerung $\Delta t = \Delta t_m + \Delta t_e$ lässt sich ein theoretisch beliebig großer Zeitbereich mit der realisierbaren zeitlichen Auflösung abdecken.

Die Beobachtung erfolgt transversal zur Bearbeitung. Dabei wird die Wechselwirkungszone im Glas durch einen Transmissionsmikroskopaufbau vergrößert abgebildet [Abb. 3.2 (a)]. Für das Mikroskop wurden Mikroskopobjektive (Mitutoyo 5×/NA 0.14; 20×/NA 0.42) sowie eine Tubuslinse (Thorlabs, $f = 200$ mm) eingesetzt. Die Abbildung erfolgte entweder auf den Sensor einer CMOS-Kamera (engl. *complementary metal-oxide-semiconductor*) mit einer Auflösung von 1936×1216 Pixel, 12 Bit Farbtiefe und Pixelgröße von $5.86 \mu\text{m}$ oder den Sensor einer Photron Fastcam *high-speed camera* (HSC) mit 12 Bit Farbtiefe und Pixelgröße von $20 \mu\text{m}$. Während die CMOS-Kamera bei Einzelschüssen aufgrund der kleineren Pixelgröße die bessere Auflösung bietet, können akkumulierende oder zusammenhängende Sachverhalte mit der HSC mit einer Taktrate von bis zu 100 kHz beobachtet werden. Ein Bandpassfilter mit spektraler Breite von ± 1 nm wurde vor der jeweiligen Kamera platziert und reduzierte Streulicht des Bearbeitungslasers sowie Plasmalumineszenz [88].

3.2 *In situ* Diagnose

3.2.1 Schattengrafische Messungen

Der prinzipielle Aufbau zur Durchführung der *Pump-Probe*-Experimente ist in Abb. 3.2 (a) dargestellt. Die Bearbeitungspulse werden durch ein Mikroobjektiv in das Glasvolumen fokussiert und synchronisiert von einem transversalen Beobachtungspuls auf den Kamerasensor abgebildet. Jede Messung, bzw. Messreihe bei Verwendung der HSC, erfolgt an einer neuen und unversehrten Position, wodurch die Vergleichbarkeit der Messungen durch die konstante Ausgangssituation gewährleistet wird.

Eine *Pump-Probe*-Aufnahme besteht aus zwei Einzelbildern. Zunächst wird ohne

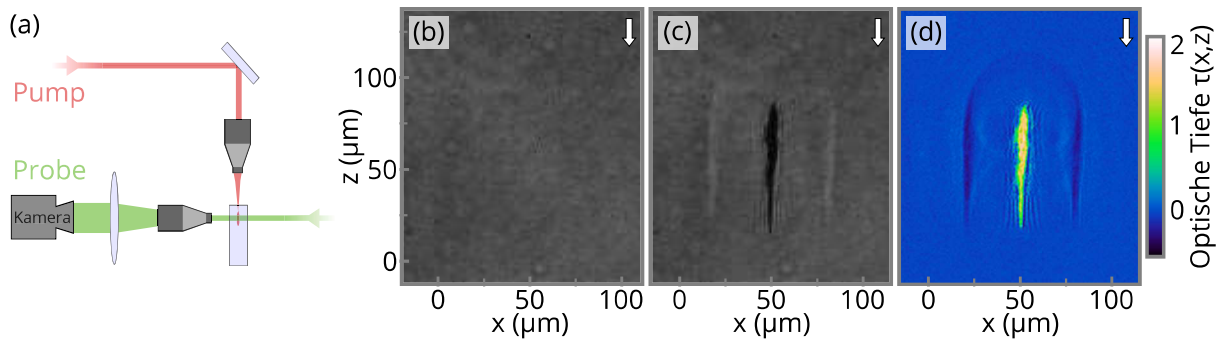


Abbildung 3.2: Skizze (a) der Strahlengänge von Beobachtung und Bearbeitung. Durch Verrechnung des Hintergrundbilds (b) mit dem Schattenbild (c) erhält man die hintergrundbereinigte optische Tiefe (d). Der Pfeil in (c)+(d) signalisiert die Ausbreitungsrichtung der Bearbeitungspulse.

Bearbeitungspuls die Hintergrundinformation I_0 aufgenommen. Anschließend erfolgt die synchronisierte Aufnahme beider Pulse. Ein Beispiel für Hintergrund- und Bearbeitungsbild ist in [Abb. 3.2 \(b\)+\(c\)](#) gegeben. Im Bearbeitungsbild ist der Beobachtungspuls im (zentralen) Wechselwirkungsbereich abgeschwächt. Die Kameraaufnahme zeigt daher eine schattengrafische Helligkeitsverteilung I_S des Bearbeitungspulses. Durch die Verrechnung der beiden Bilder kann der Informationsgehalt der Bearbeitung ohne störende Abbildungserscheinungen wie Staubpartikel oder Beugungseffekte an der Glaskante extrahiert werden.

Das Lambert-Beer'sche Gesetz beschreibt die Dämpfung einer elektromagnetischen Welle bei Transmission durch ein Medium. Daraus lässt sich nach

$$\tau = \ln \left(\frac{I_0}{I_S} \right) = \int_0^l \kappa(l) dl \quad (3.1)$$

die hintergrundbereinigte optische Tiefe τ gemäß der gesamten Extinktion κ entlang der Linie l berechnen [54]. [Abbildung 3.2 \(d\)](#) zeigt die optische Tiefe $\tau(x,z)$ für einen $10 \mu\text{J}$ Einzelpuls mit 10 ps Pulsdauer zum Beobachtungszeitpunkt $\Delta t = 5 \text{ ns}$ nach Eintreffen des *Pump*-Pulses. Die höchste optische Tiefe wird im Zentrum gemessen und zeigt im Verlauf die typische Intensitätsverteilung eines fokussierten Gaussprofils. An dieser Stelle wurde die Transmission des Beobachtungspulses primär durch Absorption am freien Elektronenplasma und den damit verbundenen Relaxationskanälen reduziert. Weitere Effekte die ebenfalls durch den Extinktionskoeffizienten κ beschrieben werden und zu einer erhöhten optischen Tiefe beitragen können sind Streuverluste, Zwischenzustände oder Defektzustände wie Fehlstellen oder Risse. Im seitlichen Abstand von etwa $25 \mu\text{m}$ zur Wechselwirkungszone ist ein ausgeprägter Bereich mit negativer optischer Tiefe erkennbar. Auf diesen Kamerapixeln ist während der Beobachtung der Bearbeitung folglich eine höhere Intensität vorhanden. Beim Aus-

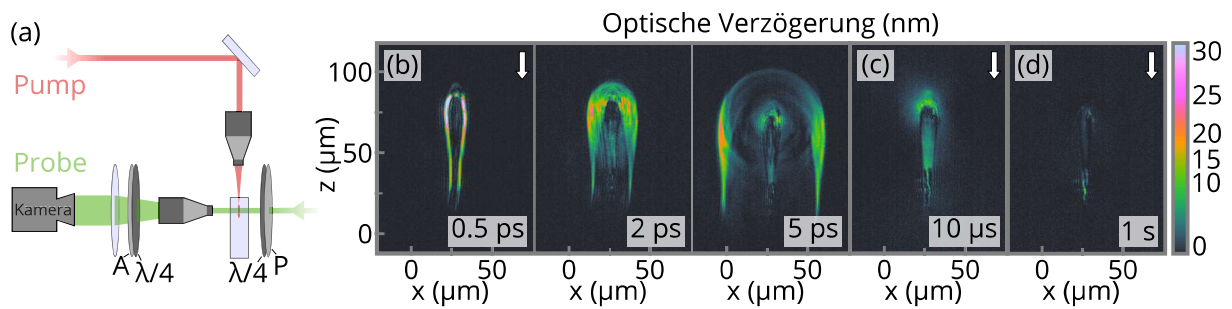


Abbildung 3.3: Skizze (a) der Strahlengänge im Polarisationsmikroskop mit Analysator (A), Polarisator (P) und zwei Viertelwellenplatten ($\lambda/4$). Die nebenstehende Reihe zeigt zeitlich aufgelöst die gemessene optische Verzögerung von entstehender Druckwelle (b), thermischen Spannungen (c) und permanenter Schädigung (d).

breiten einer Druckwelle (vgl. [Kapitel 2.3](#)) wird das Material kurzzeitig komprimiert, wodurch sich temporal der lokale Brechungsindex verändert. In dessen Folge kann ein linsenartiger Effekt entstehen, der zu einer reduzierten (oder erhöhten) optischen Tiefe führt. Dieser Effekt kann ebenfalls durch aufgeschmolzenes Material entstehen. Im unmittelbaren Randbereich zur Wechselwirkungszone sind alternierende Linien mit entweder positiver oder negativer optischer Tiefe sichtbar. Das Gibb'sche Phänomen kann das Auftreten dieser Linien erklären. Ähnlich der Beugung von kohärenter Strahlung an einem Spalt [89], wirkt die endliche Ausdehnung der Wechselwirkungszone mit der Beobachtungsstrahlung zusammen. Zusätzlich verstärkt die logarithmische Darstellung den Effekt.

3.2.2 Polarisationsmikroskop

In Ergänzung zu dem in [Kapitel 3.2.1](#) vorgestellten Aufbau wurden raum-zeitlich aufgelöste Messungen zusätzlich mit einem Polarisationsmikroskop durchgeführt. Hierzu wird vor der Glasprobe ein Polarisationsfilter (Polarisator) in den Beobachtungsstrahlengang eingefügt, der eine lineare Eingangspolarisation sicherstellt. Zwischen Glasprobe und Kamera folgt ein zweiter, um 90° gedrehter Polarisationsfilter (Analytator). Da Glas ein isotroper Festkörper ist, kann zunächst kein Beobachtungspuls durch die Anordnung propagieren. Bei der Bearbeitung können lokal mechanisch- oder thermisch-induzierte Spannungen auftreten, wodurch das Material stellenweise anisotrop wird. Diese transiente Spannungsdoppelbrechung lässt sich mit dem Polarisationsmikroskop detektieren. Um mit einer Einzelmessung die gesamte auftretende Spannung richtungsunabhängig zur Hauptachse zwischen Glasprobe und Polarisator zu erhalten, wurde die Messanordnung [[Abb. 3.3 \(a\)](#)] um zwei Viertelwellenplatten

($\lambda/4$) erweitert. Die erste der Platten ist nach dem Polarisator positioniert und erzeugt zirkuläre Polarisation. Folglich passieren alle Polarisationsrichtungen gleichzeitig die Glasprobe, bevor die zweite Wellenplatte die Drehung der ersten Wellenplatte zurückstellt [90].

Abbildungen 3.3 (b)-(d) zeigen Polarisationsmessungen der optischen Verzögerung zu verschiedenen Beobachtungszeitpunkten Δt . Erneut handelt es sich um Fokussierung (NA 0.42) eines Einzelpulses mit 13 μJ Pulsenergie und 5 ps Pulsdauer in Gorilla[®] Glas. Die Kalibration des Polarisationsmikroskops zur Bestimmung der optischen Verzögerung in Nanometer erfolgte anhand von eigens angefertigten Volumen-Nanogittern. Die optische Verzögerung der verwendeten Gitter wurde mit einem kommerziellen Spannungsanalysator (Ilis Strain-Matic M4/60.13) bestimmt. Auch hier wird für jede Messung eine unversehrte Stelle ausgewählt und zunächst ein Hintergrundbild aufgenommen. Bei der Messung der optischen Verzögerung wird im Gegensatz zur optischen Tiefe jedoch kein Schattenbild aufgenommen, weshalb das Bearbeitungsbild allein durch Subtraktion vom Hintergrund rauschen bereinigt wird.

Die Bildreihe, bestehend aus drei Messungen im Zeitbereich zwischen $\Delta t = 0.5 \text{ ns} - 5 \text{ ns}$, in Abb. 3.3 (b) zeigt die Evolution einer Druckwelle bei der Bearbeitung. Besonders im Vergleich mit Abb. 3.2 (c)+(d) wird die verbesserte Sensitivität des Polarisationsmikroskops ersichtlich. Zunächst startet die Druckwelle stark komprimiert neben der Wechselwirkungszone. Mit zunehmender Zeit pflanzt sich die Welle elastisch in alle Raumrichtungen fort, wodurch sich das von der Druckwelle umfasste Volumen kubisch vergrößert, was sich anhand einer reduzierten optischen Verzögerung messen lässt. Zum nächsten Messzeitpunkt nach $\Delta t = 1 \mu\text{s}$ [Abb. 3.3 (c)] ist im zentralen Bereich um die Wechselwirkungszone eine erhöhte Doppelbrechung messbar. Hierbei handelt es sich um thermisch induzierte Verspannungen [vgl. mit Abb. 2.3 (b)], die zu einem späteren Zeitpunkt $\Delta t \approx 1 \text{ s}$ nahezu vollständig abgebaut sind. Lediglich schwache Messsignale, die auf eine permanente Schädigung hindeuten, sind in Abb. 3.3 (d) noch zu erkennen.

3.3 Abbildung und Strahlformung

In Kapitel 1.1 wurden bereits Anwendungspotenziale von ausgedehnten Strahlprofilen zur Modifikation mit Einzelüberfahrt vorgestellt. In einigen nachfolgenden Kapiteln dieser Arbeit werden vermehrt nicht-beugende Strahlprofile und davon abgeleitete Abwandlungen zur Glasmodifikation verwendet. Daher soll hier zunächst ein Überblick

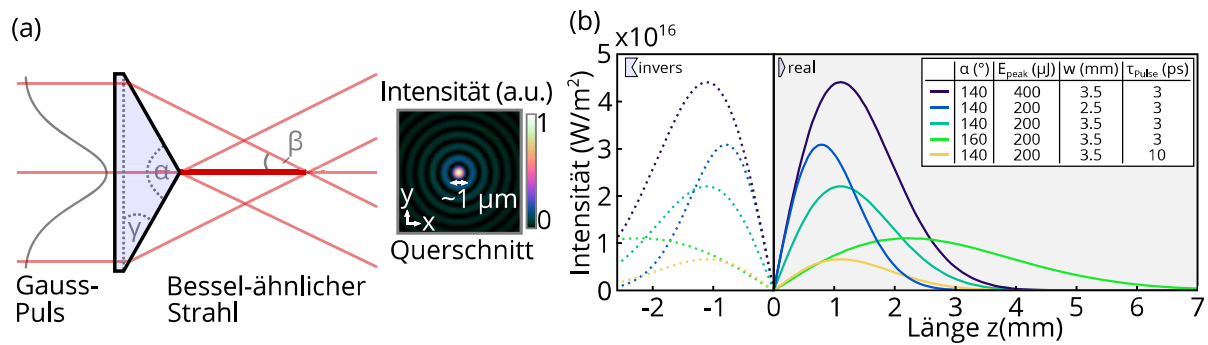


Abbildung 3.4: Skizze (a) zur Erzeugung von Bessel-ähnlichen Strahlprofilen bei Beleuchtung eines Axicons mit gaussförmiger Intensitätsverteilung. Rechts im Bild ist der Querschnitt in x und y dargestellt. Durch Wahl der experimentell zugänglichen Größen (Legende) und der Ausrichtung des Axicons können verschiedene Intensitätsverteilungen (b) erreicht werden.

zu deren grundlegender Erzeugung und Eigenschaften gegeben werden.

Das verbreitetste Strahlprofil zum Glastrennen sind Bessel-ähnliche Strahlprofile. Namensgebend ist hierbei deren Beschreibung anhand der Bessel-Funktion, die im Querschnittsprofil aus gleichmäßig verteilten Ringen besteht [91]. Ein idealer Bessel-Strahl würde sich aus unendlich vielen Ringen zusammensetzen und daher unendlich viel Energie tragen. Dies kann in der Praxis durch die endliche Pulsenergie natürlich nicht umgesetzt werden und das Strahlprofil wird ebenfalls endlich. Daher bezeichnet man diese Strahlen korrekterweise als Quasi-Bessel-Strahlen oder Bessel-ähnliche Strahlen.

In Anlehnung an die mathematische Beschreibung gelang es Durnin *et al.* die ersten Bessel-ähnlichen Strahlen durch Fouriertransformation eines Ringspalts zu erzeugen [28]. Dieser Ansatz erweist sich jedoch als ineffizient, da ein Großteil der Energie direkt an der Apertur verloren geht. Diese Verluste können bei Verwendung eines Axicons vermieden werden. Die kegelförmige Struktur mitsamt der zugehörigen Strahlengänge eines Axicons ist in Abb. 3.4 (a) dargestellt. Trifft eine ebene, kohärente Welle das Axicon, werden sich aufgrund des Brechungsindex n_{Axicon} und Axiconspitzwinkel α kegelförmig zusammenlaufende Teilstrahlen ergeben und im weiteren Verlauf ein Interferenzmuster erzeugen. Dieses Muster startet direkt an der Axiconspitze und zeichnet sich im Querschnittsprofil durch ein zentrales Maximum aus, das von schwächer werdenden Ringen (Nebenordnungen) umschlossen ist – daher die Besselähnlichkeit. Die Intensität entlang der Hauptachse in Ausbreitungsrichtung lässt sich nach [92, 93] durch die Gleichungen

$$I(z) = I_0 \frac{4\pi^2 z}{\cos(\beta)} \sin(\beta)^2 \exp \left[-2 \left(\frac{z \tan(\beta)}{w_0} \right)^2 \right], \quad (3.2)$$

$$\beta = \arcsin \left(\frac{n_{\text{Axi}}}{n_0} \cos \left(\frac{\alpha}{2} \right) \right) + \frac{\alpha - \pi}{2} \approx \frac{n_{\text{Axi}} - n_0}{n_0} \frac{\pi - \alpha}{2}, \quad (3.3)$$

$$I_0 = \frac{2E_{\text{peak}}}{\pi w_0^2 \tau_{\text{Puls}}} \quad (3.4)$$

berechnen. Dabei ist n_0 der Brechungsindex von Luft und kann $n_0 \approx 1$ gesetzt werden. Weiter ist E_{peak} die Pulsenergie, n_{Axi} der Brechungsindex des Axicons, τ_{Puls} die Pulsdauer (sech² fit) und w_0 der Strahlradius ($1/e$ fit) des beleuchtenden gausförmigen Strahlprofils. Letztere Größen sind experimentell zugänglich und können zum Verändern der Länge des Profils genutzt werden. Einige Simulationen zur Intensitätsverteilung entlang der Hauptachse z sind in [Abb. 3.4 \(b\)](#) dargestellt. Oftmals wird statt dem Winkel β der Axiconwinkel γ verwendet. Dadurch vereinfacht sich [Gleichung 3.3](#) in Luft zu $\beta \approx (n_{\text{Axi}} - 1)\gamma$ mit $\gamma = (\pi - \alpha)/2$, vgl. [91].

Weiterhin wird das Strahlprofil durch ein Teleskop verkleinert in das Glas abgebildet. In dieser Arbeit werden typischerweise Verkleinerungen im Bereich $M = 10 \times - 20 \times$ verwendet. Bei der Abbildung ist ferner zu beachten, dass sich nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz die Profillänge gemäß dem Brechungsindex n_{Glas} des Materials zusätzlich verändert.

Der Durchmesser des zentralen Maximums eines Bessel-ähnlichen Strahlprofils kann in Luft durch $r_0 \approx [2.405\lambda] / [\pi(n_{\text{Axi}} - 1)(\pi - \alpha)]$ abgeschätzt werden. Hierbei wird vorausgesetzt, dass ausschließlich das zentrale Maximum zur Materialbearbeitung beiträgt. Dies kann durch geeignetes Zusammenspiel der Laserparameter und der Abbildungseigenschaften sichergestellt werden. Andernfalls können auch Nebenordnungen über die Bearbeitungsschwelle treten, wodurch sich der Strahldurchmesser vergrößert [91, 94, 95]. In dieser Arbeit ergibt sich somit etwa $r_0 \approx 1 \mu\text{m}$ für den Durchmesser des zentralen Maximums. Verglichen mit der in [Abb. 3.4 \(b\)](#) simulierten Länge ergibt sich ein Aspektverhältnis von knapp 10000 und eignet sich daher hervorragend zur präzisen Modifikation mit Einzelüberfahrt. Von der simulierten Profillänge kann jedoch nur derjenige Teil des Strahlprofils zur Modifikation genutzt werden, der über der materialabhängigen Schädigungsschwelle ($\sim 10^{16} \text{ W/m}^2$) liegt [96–98]. Dieser Bereich wird nachfolgend als Modifikationslänge bezeichnet. Weitere Vorteile der Bessel-ähnlichen Strahlprofile bestehen in ihrer selbstheilenden Eigenschaft und damit verbundenen Toleranz gegenüber Oberflächenstörungen sowie einem guten Widerstand gegen sphärische Aberrationen [91, 99, 100].

Anstelle eines *analogen* Axicons kann ein *digitales* Pendant durch holographische Strahlformung mithilfe eines räumlichen Lichtmodulators (SLM, engl. *spatial light modulator*) generiert werden. Im Aufbau ist ein LCOS-SLM von Hamamatsu (X1313803-03) verwendet. Dieser besteht aus einem Flüssigkristalldisplay, dessen Kristalle sich durch Anlegen elektrischer Spannungen ausrichten lassen. Je nach Orientierung eines Kristalls erfährt die einfallende Lichtwelle durch Doppelbrechung einen unterschiedlichen Brechungsindex, wodurch eine unterschiedliche Verzögerung resultiert. Die Ausrichtung erfolgt durch die Darstellung einer Phasenmaske auf dem Display. Ein weiterer Vorteil durch die Verwendung eines SLM ist die schnelle und kostengünstige Umsetzung neuer Strahlprofile in einem bestehenden Aufbau. In den nachfolgenden Kapiteln werden neben den Bessel-ähnlichen Strahlprofilen weitere Profile durch Strahlformung mittels SLM gezielt modelliert, um nützliche Eigenschaften für den Glastrennprozess zu erzeugen.

4 Raum-zeitliche Analyse von Gauss-Profilen

Der fokussierte Gauss-Strahl ist das am weitesten verbreitete Strahlprofil zur Laser-materialbearbeitung. Die Einsatzmöglichkeiten und Materialien sind dabei ebenso vielseitig wie die Laserparameter zur Abstimmung der Prozesseigenschaften. Sie reichen von Einzelschüssen mit Pulsenergie im Joule-Bereich zur Erzeugung von extrem heißem Plasma in Nanodraht-Anordnungen bis zum Metallbohren bei Taktraten im Megahertz-Bereich und wenigen Mikrojoule Pulsenergie [101, 102].

Insbesondere transparente Materialien bieten die einzigartige Möglichkeit Volumenprozesse einzusehen. Der Großteil an grundlegenden Versuchen wurde hierzu an Quarzglas durchgeführt, da SiO_2 präsender Bestandteil üblicher Glasverbindungen ist. Danach folgen kommerziell verbreitete Gläser, darunter beispielsweise Alumino- oder Borosilikatgläser.

Durch typische Mikroskopietechniken der permanenten Schädigungen lassen sich die in [Kapitel 2.3](#) vorgestellten unterschiedlichen Modifikationstypen anhand der permanenten Schädigung eruieren [103, 104], wodurch etwa der Einfluss von Pulsenergie auf Materialmodifikationen bestimmt werden kann. Transiente Effekte können durch zeitlich auflösende Messtechniken (z.B. *Pump-Probe*-Mikroskopie) ergänzend betrachtet werden. So wurde beispielsweise die Plasmaentstehung in Abhängigkeit der Pulsintensität, als Verhältnis von Pulsenergie und Pulsdauer, im Zeitraum weniger Pikosekunden eingehend untersucht. In diesem Zusammenhang konnte das Anwachsen des Plasmas hin zur Einstrahlrichtung (engl. *moving breakdown*), Selbstfokussierung durch Kerr-Linse, Filamentierung und Aberrationen des Mikroobjektivs sichtbar gemacht werden [54, 55, 105]. Unmittelbar nach Ende der Wirkungszeit des Laserpulses ist die höchste Anzahl an angeregten Ladungsträgern erreicht, bevor im direkten Anschluss die Relaxationsprozesse einsetzen (vgl. [Kapitel 2.3](#)).

Dieses Kapitel soll die bereits bestehenden Versuche zur Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse in Glas mit Blick auf das Zusammenspiel multipler Laserpulse ergänzen. Hierbei werden zu Beginn die verschiedenen Laserparameter und deren unmittelbare Auswirkung aufgezeigt. Anschließend wird der zeitliche Einfluss bei der akkumulativen Bearbeitung sowohl durch die Repetitionsrate als auch durch Aufteilung in Pulszüge verdeutlicht. Weiterhin wird die raum-zeitliche Mikroskopie bei dynamisch bewegter Glasprobe eingesetzt. Zum Abschluss wird das gaussförmige Intensitätsprofil durch Strahlformung in zwei Fokusbereiche aufgeteilt.

4.1 Wechselwirkungsprozesse von Einzelpulsen im Glas

Die gemessene optische Tiefe $\tau(x, z)$ eines Laserpulses mit $13 \mu\text{J}$, fokussiert durch ein Mikroobjektiv mit $f = 10 \text{ mm}$ für unterschiedliche Pulsdauern, ist in [Abb. 4.1 \(a\)](#) dargestellt. Zum Beobachtungszeitpunkt von $\Delta t = 500 \text{ ps}$ sind einige der freien Elektronen bereits in ihren Grundzustand relaxiert. Dieser Anteil ist jedoch eher gering, da die typische Lebensdauer eines Elektron-Loch-Paares in dem verwendeten Aluminosilikatglas (Gorilla[®] Glas) im Bereich von einigen hundert Pikosekunden liegt [78]. Der Zeitpunkt verdeutlicht daher die Verteilung und Anzahl an langlebigen Zuständen, die gerade mit Betracht auf nachfolgende Diskussionen zur Wechselwirkung multipler Laserpulse interessant ist. Die fokussierten Laserpulse aus [Abb. 4.1 \(a\)](#) wachsen tropfenförmig entlang der dazugehörenden Isophote hin zur Einfallsrichtung. Die leichte Krümmung ergibt sich durch eine Verkippung des Mikroobjektivs relativ zur einfallenden Wellenfront im Bereich von 5° und weniger [55].

Trotz der gleichen Pulsenergie unterscheiden sich die Extinktionsprofile in Ausprägung und Intensität signifikant von einander. Bei einer Pulsdauer von 1 ps ist nach 500 ps nur noch in der Nähe des geometrischen Fokus eine deutliche Extinktion messbar – die gesamte Ausdehnung des Profils ist jedoch noch als schwaches Phasenelement erkennbar. Mit steigender Pulsdauer verkürzt sich die Länge des Profils und die Extinktion nimmt zu. Wie in [Kapitel 2.3](#) diskutiert, ist die Absorption und Reflexion des Beobachtungspulses an den transienten Relaxationskanälen der zuvor freien Elektronen hauptsächlich für die Extinktion verantwortlich. Die durch längere Pulsdauern erzeugten Wechselwirkungsprofile sind nach $\Delta t = 500 \text{ ps}$ daher noch stärker ausgeprägt. Dieses Ergebnis bestätigt sich durch die in [Abb. 4.1 \(b\)](#) gezeigte Bildsequenz im Polariskop. Hierbei handelt es sich um Aufnahmen einer ausgedehnten Messreihe zur Pulsdauer von $\tau_{\text{Puls}} = 1 \text{ ps} - 20 \text{ ps}$ in 1 ps -Schritten zum Beobachtungszeitpunkt

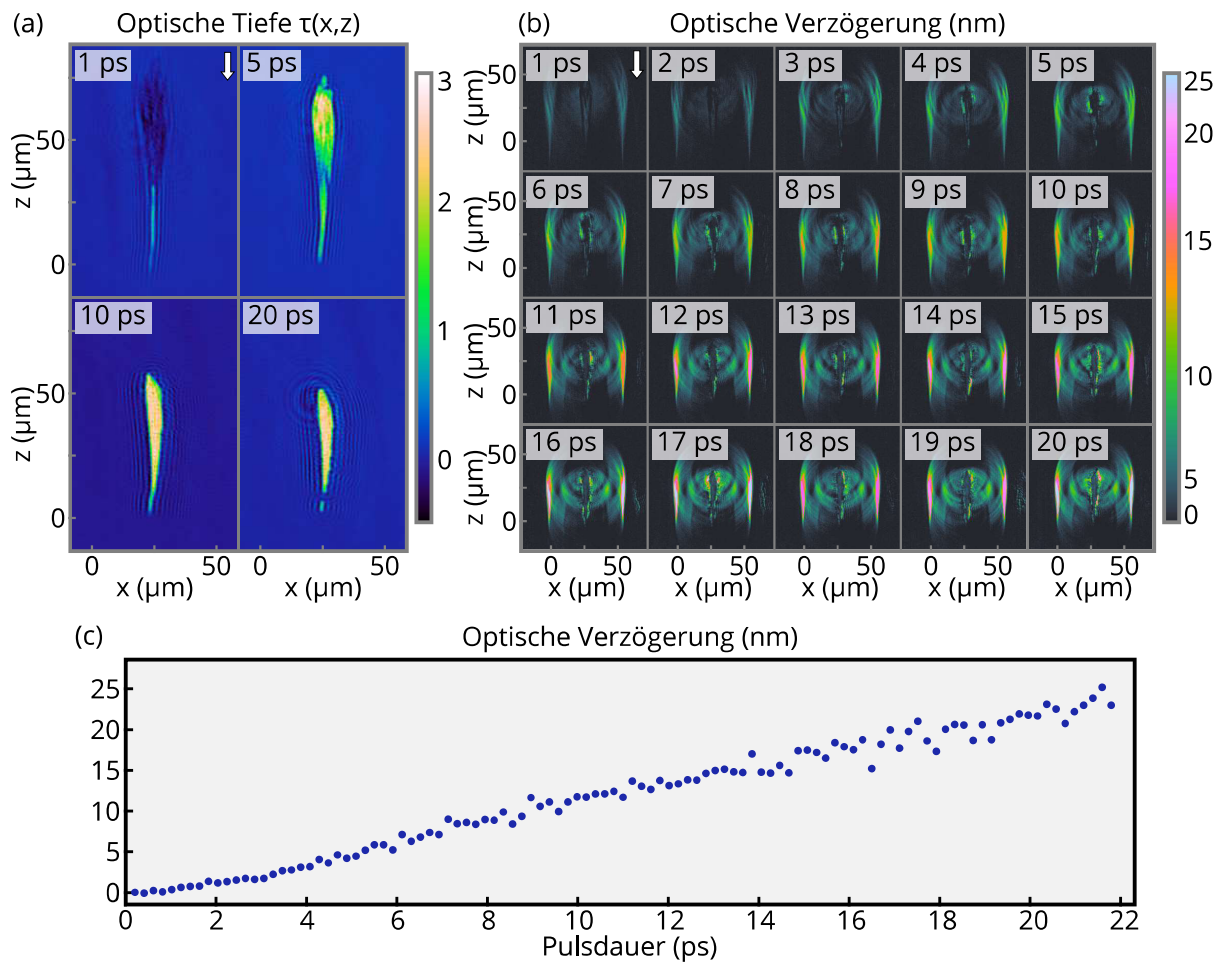


Abbildung 4.1: Die gemessene optische Tiefe (a) ist für die unterschiedlichen Pulsdauern $\tau_{\text{Puls}} = 1 \text{ ps}, 5 \text{ ps}, 10 \text{ ps}$ und 20 ps in Länge und Intensität unterschiedlich stark ausgeprägt. Die Bildsequenz in (b) zeigt den Beobachtungszeitpunkt $\Delta t = 5 \text{ ns}$ nach Einzelpulsmodifikation mit Pulsdauern im Bereich von $\tau_{\text{Puls}} = 1 \text{ ps} - 20 \text{ ps}$ im Polarisationsmikroskop. Mit steigender Pulsdauer nimmt die messbare Doppelbrechung der Druckwelle zu (c).

$\Delta t = 5 \text{ ns}$ bei anderweitig gleichen Parametern. Bei $x \approx 0 \mu\text{m}$ und $50 \mu\text{m}$ der Teilbilder sind Bereiche mit erhöhter optischer Verzögerung ersichtlich. Die Ausprägung dieser Bereiche ähnelt der Form des Plasmaprofils. Durch Vergleichsmessungen zu späteren Beobachtungszeitpunkten wird ferner deutlich, dass sich die Bereiche zunehmend vom Zentrum entfernen. Als Verhältnis von zurückgelegter Strecke zwischen zwei Messpunkten und der Zeitdifferenz lässt sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit zu $v = 5.31 \text{ km/s} \pm 0.5 \text{ km/s}$ bestimmen. Dieser Wert liegt im Bereich der Schallgeschwindigkeit einer longitudinalen akustischen Druckwelle in Glas [54, 55, 106]. In der vorliegenden Arbeit wird eine solche Welle daher (abgekürzt) als longitudinale Druckwelle bezeichnet, bei der die Welle in Ausbreitungsrichtung schwingt. Zusätzlich existieren in Festkörpern jedoch auch akustische Wellen mit reduzierter Ausbreitungs-

geschwindigkeit, deren Schwingungsrichtung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung verläuft [50]. Diese Wellen werden auch als Scherwellen oder transversale Druckwelle bezeichnet.

Eine Druckwelle bildet sich nach [106], falls eine interne elastische Spannung in einem entsprechend kleinen Volumen schneller entsteht, als durch die akustische Schalllaufzeit abgeführt werden kann. Für ein kugelförmiges Volumen mit Radius $1\ \mu\text{m}$ lässt sich ein Zeitraum zum Druckaufbau von $\tau_{\text{Stress}} < 200\ \text{ps}$ abschätzen [106]. Bei der UKP-Bearbeitung wird die Größe der internen Spannung durch die Menge an freien Elektronen bei der Plasmaentstehung begründet [107]. Das Plasma hat im Vergleich zu dem umgebenden Glas eine reduzierte Dichte, wodurch bei gleichbleibendem Volumen eine Druckspannung entsteht. Die maximale Anzahl an freien Ladungsträgern liegt am Ende der Laserpulsdauer vor, weshalb diese der Spannungserzeugungszeit als Abschätzung gleichgesetzt werden kann. Wie in [Abb. 4.1 \(b\)](#) zu sehen ist, zeigt jede der untersuchten Pulsdauern eine Druckwelle, womit auch bei der maximalen Pulsdauer $\tau_{\text{Puls}} = 20\ \text{ps}$ der Spannungsaufbau ausreichend schnell abläuft. Ergänzend ist in [Abb. 4.1 \(c\)](#) die optische Verzögerung in Abhängigkeit der Pulsdauer für den gesamten Messbereich von $\tau_{\text{Puls}} = 0.6\ \text{ps} - 21.8\ \text{ps}$ in $200\ \text{fs}$ -Schritten dargestellt. Mit zunehmender Pulsdauer steigt die optische Verzögerung der Druckwelle kontinuierlich an. In diesem Zusammenhang kann auf eine erhöhte ursprüngliche Spannung und somit erhöhte Anzahl an angeregten Ladungsträgern geschlossen werden. Hierdurch bestätigt sich die Vermutung aus [Abb. 4.1 \(a\)](#), dass mit wachsender Pulsdauer mehr Ladungsträger auf kleinerem Volumen angeregt werden, wodurch sich lokal die Spannung erhöht.

4.2 Wechselwirkungsprozesse von Multipulsen im Glas

Im vorherigen [Abschnitt 4.1](#) wurde der Einfluss der Pulsdauer auf das Absorptionsprofil von Einzelpulsen deutlich. In diesem Zusammenhang soll im Folgenden geklärt werden, ob sich diese Unterschiede beim Einschreiben mehrerer Einzelpulse fortpflanzen und wie der Bearbeitungsprozess durch diese Auswirkungen beeinflusst wird. Entsprechend werden 50 Einzelpulse bei einer Repetitionsrate von $f_{\text{Rep}} = 100\ \text{kHz}$ unter gleichen Prozessbedingungen wie zuvor auf dieselbe Stelle im Material eingeschrieben. Die Messungen zu 3 unterschiedlichen Pulsdauern sind in [Abb. 4.2 \(a\)](#) dargestellt. Die zeitliche Verzögerung des Beobachtungspulses beträgt $\Delta t = 2\ \text{ns}$ nach dem Letzten der 50 Pulse.

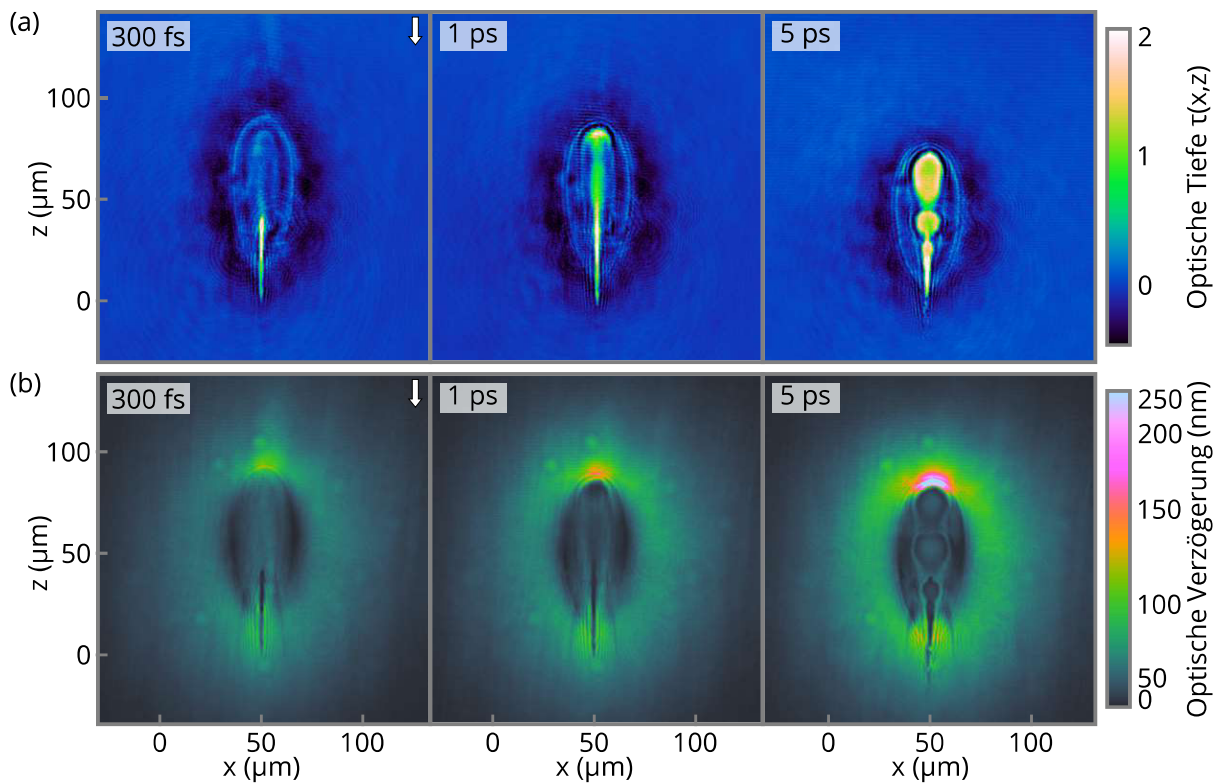


Abbildung 4.2: Die Messung der optischen Tiefe (a) für die unterschiedlichen Pulsdauern $\tau_{\text{Puls}} = 300 \text{ fs}, 1 \text{ ps}$ und 5 ps weist auf Differenzen der Länge und Stärke des Plasmas hin. Bei der Messung der Doppelbrechung (b) ist ein Spannungsbereich um die Modifikationen erkennbar, an dessen Spitze die höchste Spannung vorliegt.

Gleichermaßen zeigen sich die wesentlichen Beobachtungen der Einzelpulsbearbeitung. Das Profil mit der kürzesten Pulsdauer von $\tau_{\text{Puls}} = 300 \text{ fs}$ besitzt eine Ausdehnung in z -Richtung von $l_{300\text{fs}} \approx 92 \mu\text{m} \pm 4 \mu\text{m}$ und ist somit länger als das Profil bei $\tau_{\text{Puls}} = 5 \text{ ps}$ mit $l_{5\text{ps}} = 83 \mu\text{m} \pm 4 \mu\text{m}$. Im Zentrum dieser Ausdehnung sind Bereiche mit hoher optischer Tiefe von $\tau(x,z) = 0.8 - 2$ messbar, da hier die Beobachtungsstrahlung durch die Relaxationsprozesse abgeschwächt wird. Auch bei der Multipulsbearbeitung zeigen sich die unterschiedlichen Ausprägungen in Stärke und Form der Wechselwirkungsbereiche, die bereits im vorherigen Kapitel bei der Einzelpulsbearbeitung diskutiert wurden. Zusätzlich ist das Wechselwirkungsprofil bei hohen Extinktionswerten von $\tau(x,z)$ nach 50 Bearbeitungspulsen allerdings teilweise von Bereichen mit reduzierter optischer Tiefe unterbrochen. Aus Kontrollmessungen ohne *Probe*-Strahl geht hervor, dass es sich dabei um Plasmalumineszenz handelt. Teile dieser Strahlung gelangen durch den Bandpassfilter (vgl. Kapitel 3.1) und werden folglich von der Kamera registriert.

Neu im Vergleich zur Einzelpulsbearbeitung ist ein umgrenzender, elliptischer Bereich mit geringer optischer Tiefe ($\tau(x, z) = 0.2 - 0.3$), der mit zur Ausdehnung beiträgt. Hierbei handelt es sich um ein Schmelzvolumen aufgrund des Wärmeübertrags des heißen Kerns (transiente Temperaturen bis mehrere $1000\text{ }^\circ\text{C}$) an das angrenzende Material [108, 109]. Das Schmelzvolumen ist wiederum umhüllt von unterschiedlich stark ausgeprägten Bereichen mit negativer optischer Tiefe. Diese Bereiche entstehen durch einen linsenartigen Effekt aufgrund der Form und des leicht veränderten Brechungsindex des Schmelzvolumens [108]. An dieser Stelle trifft daher mehr Bestrahlungsintensität als bei dem Hintergrundbild auf dem Kamera-Chip auf.

Die Messungen in [Abb. 4.2 \(b\)](#) zeigen die doppelbrechungssensitiven Aufnahmen der optischen Verzögerung bei der Bearbeitung mit 50 Einzelpulsen. Aufgrund des im Vergleich zu [Abb. 4.1 \(b\)](#) reduzierten Beobachtungszeitpunkts von $\Delta t = 2\text{ ns}$ ist die Druckwelle deutlich näher am zentralen Ursprung und durch die erhöhte laterale Ausdehnung des Schmelzvolumens nur schwach nahe dem geometrischen Fokus erkennbar. Weiterhin ist durch den Druck, den das aufgeschmolzene Material auf den umliegenden Festkörper ausübt, ein Spannungsbereich mit erhöhter Spannungsdoppelbrechung um das Schmelzvolumen zu erkennen. Besonders im Anfangs- und Endbereich des Schmelzvolumens mit den kleinsten Radien der Ausdehnung ist die Spannung zusätzlich erhöht. Mit steigender Pulsdauer wird dieser Effekt zunehmend verstärkt, sodass die optische Verzögerung von ca. 12 nm bei $\tau_{\text{Puls}} = 300\text{ fs}$ auf den vielfachen Wert von 41 nm bei $\tau_{\text{Puls}} = 5\text{ ps}$ ansteigt. Der in [Kapitel 4.1](#) beobachtete Effekt von zusätzlicher Spannung bei höherer Pulsdauer bestätigt sich hierdurch. Die Entstehung des Schmelzvolumens zeigt weiterhin, dass thermische Wechselwirkung (vgl. [Kapitel 2.3](#)) zwischen den einzelnen Pulsen auch bei 100 kHz Taktrate nicht vermieden werden kann. Ab einer gesteigerten Taktrate von 200 kHz ist mit deutlicher Zunahme der akkumulativen Effekte zu rechnen [108]. Daher erfolgen die nächsten Versuche bei erhöhter Repetitionsrate.

[Abbildung 4.3](#) zeigt *Pump-Probe*-Messungen zum Beobachtungszeitpunkt $\Delta t = 10\text{ ns}$ nach dem jeweils letzten Puls von entweder 1, 5, 10, 50 oder 100 Bearbeitungspulsen. Die *Pump*-Pulse wurden mit einer Repetitionsrate von $f_{\text{Rep}} = 400\text{ kHz}$ bei anderweitig unveränderten Bedingungen eingeschrieben. Jedes Teilbild besteht aus einer Messung im Polariskop (linke Hälfte) und einer schattengrafischen Messung der Extinktion (rechte Hälfte). Die zwei Messungen können direkt mit einander verglichen werden, da sie bei gleichbleibenden Prozessbedingungen an jeweils einer unberührten Position in der Glasprobe eingeschrieben sind. Die Polarisationsmessungen zu 1, 5 und 10 Pulsen wurden um den Faktor 10 verstärkt, damit die feinen Änderungen sichtbar werden.

Die obere Reihe in [Abb. 4.3 \(a\)](#) zeigt die Messungen zur Pulsdauer von $\tau_{\text{Puls}} = 300$ fs und somit der kürzestmöglichen Einstellung des Versuchsaufbaus. Das Bild zu Puls #1 zeigt das zu erwartende sichtbare Extinktionsprofil nahe dem geometrischen Fokus und die longitudinale Druckwelle, die durch den späteren Beobachtungszeitpunkt gemäß der berechneten Ausbreitungsgeschwindigkeit weiter vom Zentrum entfernt ist (vgl. [Abb. 4.1](#)). Bereits nach den Pulsen #5 und #10 ist eine veränderte Ausgangssituation zu erkennen. Zur Druckwelle bei etwa $x = 0$ μm kommen im Zwischenbereich bis $x = 50$ μm noch weitere doppelbrechende Messsignale mit hinzu, die auf eine turbulente Entstehung hinweisen. Zusätzlich verdoppelt sich etwa die Länge des Extinktionsprofils und eine erhöhte optische Tiefe im Bereich $\tau(x, z) \approx 2$ bildet sich aus. Besonders bei Puls #10 kann weiterhin eine Modulation im Extinktionsprofil mit Wechsel von bauchig-rundlichen Stellen bis hin zu verengter Ausdehnung erkannt werden. Hierbei werden sowohl Inkubations- wie auch Akkumulationseffekte zwischen den Pulsen auftreten, die die Abschirmung und Ausbreitungsrichtung der Plasmafront entsprechend prägen [[13](#), [54](#), [98](#), [110](#)].

Nach 50 Pulsen ist die Modifikation bereits deutlich gewachsen. Es lassen sich zwei Bereiche unterscheiden: ein äußerer, eher ellipsenförmiger Bereich, sowie ein innerer Bereich mit hohen Werten der optischen Tiefe. Ferner kann im inneren Bereich keine Spannungsdoppelbrechung gemessen werden, was auf einen geschmolzenen Bereich hindeutet [[111](#), [112](#)]. Nach dem Modell der Wärmeleitung wird die Energie der Laserpulse im inneren Bereich absorbiert, während der äußere Bereich die Grenze zwischen geschmolzenem Material zum Festkörper bildet [[98](#)].

Im oberen Bildbereich von $z = 100$ μm – 150 μm ist eine Druckwelle halbkreisförmig erkennbar, die aufgrund ihrer Ausbreitungsgeschwindigkeit als longitudinale Druckwelle eingeordnet werden kann. Die primäre Propagationsrichtung der Druckwelle ist in z -Richtung und unterscheidet sich somit von den vorherigen Pulsen #1 – #5, deren Druckwellen sich in x -Richtung ausbreiten. Zusätzlich ist das Zentrum der kugelförmigen Druckwelle nach 50 Pulsen hin zur Einstrahlrichtung des Bearbeitungslasers verschoben. Wie in [Kapitel 4.1](#) beschrieben, entsteht die Druckwelle als Reaktion auf die schlagartige Volumenexpansion bei der Plasmaentstehung. Die veränderte Ausbreitungsrichtung sowie die Verschiebung des Zentrums der Druckwelle verdeutlichen, dass die Modifikation bei Akkumulation mehrerer Laserpulse zunehmend hin zur Einstrahlrichtung wächst. Ein übereinstimmendes Ergebnis belegen Simulationen und Versuche von Miyamoto *et al.*, die in ihrem Modell die Wärmeleitung im Material mit der Ratengleichung der freien Elektronendichte koppeln sowie eine vergleichbare Messreihe in Borosilikatglas bei erhöhter Repetitionsrate von $f_{\text{Rep}} = 1$ MHz durchfüh-

ren [98]. Diese bevorzugte Wachstumsrichtung zeigt sich in [Abb. 4.3 \(a\)](#) ebenfalls in Form von erhöhter Spannung (linke Bildhälfte) am Rande des Schmelzvolumens. Im oberen Bildbereich der zwei Messungen von Puls #100 treten die Auswirkungen der zuvor beschriebenen Effekte noch weiter verstärkt zum Vorschein. Um die flüssige Phase des Schmelzvolumens aufrecht zu erhalten, muss mit steigendem Volumen zusätzliche Energie nachgeführt werden, damit die Verluste durch Wärmediffusion und Wärmeleitung kompensiert werden können. Da alle Laserpulse dieselbe Pulsenergie führen, handelt es sich somit um ein beschränktes Wachstum. In der unteren Bildhälfte ist diese Energiezufuhr nicht mehr gewährleistet, wodurch bereits erste Erstarrungserscheinungen mit messbarer Spannungsdoppelbrechung im ehemaligen Schmelzvolumen sichtbar werden. Das letzte Teilbild in [Abb. 4.3 \(a\)](#) zeigt die *ex situ* Messung der permanenten Schädigung nach der Bearbeitung mit 100 *Pump*-Pulsen nach einigen Sekunden. Wie zu erwarten ist, erfährt die Messung der optischen Tiefe keine Extinktion durch (transiente) Ladungsträger. Die Messung im Polarisationsmikroskop zeigt bis auf den schwachen Umriss des Schmelzvolumens keine weitere Doppelbrechung.

Die vergleichbaren Bildreihen für erhöhte Pulsdauer von $\tau_{\text{Puls}} = 1 \text{ ps}$ und 5 ps sind in [Abb. 4.3 \(b\)+\(c\)](#) dargestellt. Der jeweils erste Puls bestätigt die Erwartungen bezüglich der Ausprägung und Intensität aus den vorherigen Messungen. Die Beschreibung der Pulse #5 + #10 bei $\tau_{\text{Puls}} = 1 \text{ ps}$ verläuft analog zur kürzeren Pulsdauer von $\tau_{\text{Puls}} = 300 \text{ fs}$. Als Unterschied ist bereits ab Puls #10 die erhöhte Druckspannung an der Profilspitze erkennbar, die im weiteren Verlauf ebenfalls zur Einstrahlrichtung hin anwächst. Demgegenüber steht die Messreihe bei $\tau_{\text{Puls}} = 5 \text{ ps}$ in [Abb. 4.3 \(c\)](#). Bereits bei Puls #5 ist in der Wechselwirkungszone ein ausgeprägter tropfenförmiger Bereich mit hoher Extinktion sichtbar. Die Messung der Doppelbrechung zeigt hier jedoch nicht die zu erwartende Spannungsfrent an der Spitze des modifizierten Volumens. Vielmehr ist das Spannungsbild von unregelmäßigen Bereichen mit ausgeprägter optischer Verzögerung durchzogen. Die longitudinale Druckwelle ist sowohl in x - als auch z -Richtung deutlich erkennbar.

Ferner zeichnet sich schwächer eine zweite Druckwelle mit reduzierter Ausbreitungsgeschwindigkeit ab [[Abb. 4.3 \(c\)](#)]. Zur präzisen Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeiten beider Druckwellen wurde eine Vergleichsmessreihe im Bereich von $\Delta t = 3.5 \text{ ns} - 16 \text{ ns}$ in 0.5 ns -Schritten durchgeführt. Die jeweils gemessenen Wellenradien sind in [Abb. 4.4](#) dargestellt. Durch lineare Regression wurden die Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Wellen zu $v_{\text{longitudinal}} = 5.67 \text{ km/s}$ und zu $v_{\text{transversal}} = 3.33 \text{ km/s}$ bestimmt. Der Messfehler wurde aufgrund der teils schwachen Messsignale zu

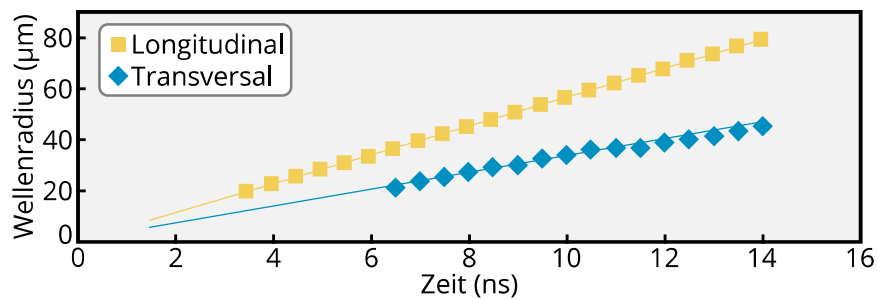


Abbildung 4.4: Gemessene Wellenradien zu unterschiedlichen Beobachtungszeitpunkten. Durch den linearen Fit (durchgezogene Linie) lässt sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Druckwellen zu $v_{longitudinal} = 5.67 \text{ km/s}$ und zu $v_{transversal} = 3.33 \text{ km/s}$ bestimmen.

$\pm 0.5 \text{ km/s}$ abgeschätzt. Die Ausbreitungsgeschwindigkeiten liegen in guter Übereinstimmung mit publizierten Werten [50, 54, 55, 106]. Daher können die Wellen den zwei akustischen Schwingmoden im Festkörper zugeordnet werden. Die schnellere Welle ist die longitudinale Schwingmode, die langsamere Welle schwingt transversal zur Ausbreitungsrichtung. Sie beeinflusst maßgeblich das Risswachstum [50, 55]. Bisher konnte die Scherwelle nicht in einem transversalen Beobachtungs-Aufbau detektiert werden, sondern wurde ausschließlich in longitudinaler Beobachtungsrichtung zur Bearbeitungsrichtung gemessen [50].

Bei Puls #10 ist weiterhin ein turbulenter Wechselwirkungsbereich zu erkennen. Zusätzlich verdeutlicht die Messung der optischen Tiefe im Zentrum einen Rückgang auf Werte im Bereich $\tau(x, z) \approx 1$, während erstmals auch außerhalb des Schmelzvolumens Werte zwischen $\tau(x, z) = 1 - 2$ messbar sind. Diese Extinktionswerte sind nicht wie bisher auf Absorption am Plasma oder an den anschließenden Relaxationszuständen zurückzuführen, sondern an der Ablenkung der einfallenden Beobachtungsstrahlung an einem Riss oder Defekt. Dies wird im Schattenbild ebenfalls als Defizit aufgezeichnet. Diese Vermutung bestätigt sich bei Betrachtung der nachfolgenden Messungen der Laserpulse #50 und #100. Hier ist ein größerer Bereich mit hoher optischer Tiefe außerhalb des Schmelzvolumens zu erkennen. Im Allgemeinen entsteht ein Riss im Inneren eines Glases, wenn die Zugspannung die Festigkeit des Glases übersteigt [112]. Nach Cvecek *et al.* entstehen diese Spannungen als eine Folge der Plasmaentstehung und dem damit verbundenen Druckaufbau im Material [113]. Die *Pump-Probe*-Messungen in Abb. 4.3 (b) und 4.3(c) zeigen daher erstmals, dass abhängig von der Pulsdauer der Bearbeitungspulse der transiente Spannungsaufbau entweder zum kontinuierlichen Schmelzvolumen bzw. zur Rissbildung im Material führt.

Bei der Rissentstehung wird zeitgleich die zuvor angesammelte Verspannung abgebaut. So zeigen die Messungen der optischen Verzögerung deutlich reduzierte

und delokalisierte Messwerte, im Vergleich zu den Messungen aus der Messreihe bei $\tau_{\text{Puls}} = 1 \text{ ps}$ [vgl. [Abb. 4.3 \(b\)](#)] ohne Riss. Wie die Messungen mittels dem Polariskop weiter zeigen, trägt der Riss keine Spannung und ist als Messbereich ohne messbare optische Verzögerung erkennbar. Eine mögliche Spannungsdoppelbrechung bildet sich dabei lediglich bei vollständiger Relaxation der angeregten Ladungsträger, da die rissdurchzogenen Bereiche einen gleichmäßigen Spannungsabbau verhindern (vgl. Puls #100, *ex situ* für $\tau_{\text{Puls}} = 300 \text{ fs}, 1 \text{ ps}$ und 5 ps).

In ihren Untersuchungen zur Rissbildung beim UKP-Glasfügen fanden Miyamoto *et al.*, dass die Repetitionsrate (zeitliche Energiezufuhr) sowohl einen Einfluss auf die thermische Spannung wie auch die temperaturabhängige Duktilität des Glases hat und somit maßgeblich zur Rissentstehung beiträgt [112]. Dies bestätigt der Vergleich der Messungen bei 100 kHz ohne Rissbildung mit den Messungen bei 400 kHz mit Rissbildung (vgl. [Abbildungen 4.2](#) und [4.3](#)). Weiter wurde eine erhöhte Wärmeakkumulation durch zusätzliche zeitliche Strahlformung der Bearbeitungspulse festgestellt [114]. Daher sollen im Folgenden die Auswirkungen bei Verwendung von Pulszügen (engl. *burst*) auf den Modifikationsprozess untersucht werden.

[Abbildung 4.5 \(a\)](#) zeigt die Entwicklung des aufgeschmolzenen Wechselwirkungsreichs bei Verwendung von Doppelpulsen ($\Delta t_{\text{burst}} = 20 \text{ ns}$, $\tau_{\text{Puls}} = 5 \text{ ps}$, $f_{\text{Rep}} = 50 \text{ kHz}$) mit unterschiedlicher Gesamtenergie. Eine Erhöhung der Pulszugenergie führt zu einer größeren Wechselwirkungszone ohne jedoch das Material durch Risse zu schädigen. Um die Vergleichbarkeit der folgenden Versuche zu bewahren, wurde die zuverigere Einzelpulsenergie von $E_p = 13 \text{ }\mu\text{J}$ auf zwei Pulse mit festem zeitlichen Abstand Δt_{burst} aufgeteilt. Diese Pulszüge werden weiterhin mit der Repetitionsrate des Bearbeitungslasers erzeugt. Bei den in [Abb. 4.5 \(b\)+\(c\)](#) gezeigten Mehrfach-Doppelpulsen ist $\Delta t_{\text{burst}} = 20 \text{ ns}$ bei 100 kHz und 400 kHz Repetitionsrate. Die Beobachtung erfolgte wiederum $\Delta t = 5 \text{ ns}$ nach dem Letzten der zwei Pulse von Burst #50. Prinzipiell treten bei der Wechselwirkung mehrerer Laserpulse stets auch Inkubationseffekte auf [13]. Aufgrund der vergleichsweise geringen Erhöhung der Gesamtanzahl der Pulse um Faktor 2 werden keine deutlichen Unterschiede durch zusätzliche Inkubationseffekte erwartet. Sie sind daher bei den nachfolgenden Betrachtungen von untergeordneter Bedeutung.

Im direkten Vergleich zwischen 100 kHz und 400 kHz Repetitionsrate zeigt sich wie zuvor festgestellt, dass die höhere Repetitionsrate auch zu größerem Schmelzvolumen und erhöhter Spannung führt. Auch bei der Gegenüberstellung der Repetitionsraten mit den Messungen zur Einzelpulsbearbeitung aus [Abbildungen 4.2](#) und [4.3](#) lässt sich eine weiter erhöhte Spannung an der Spitze feststellen. Dies wird besonders bei

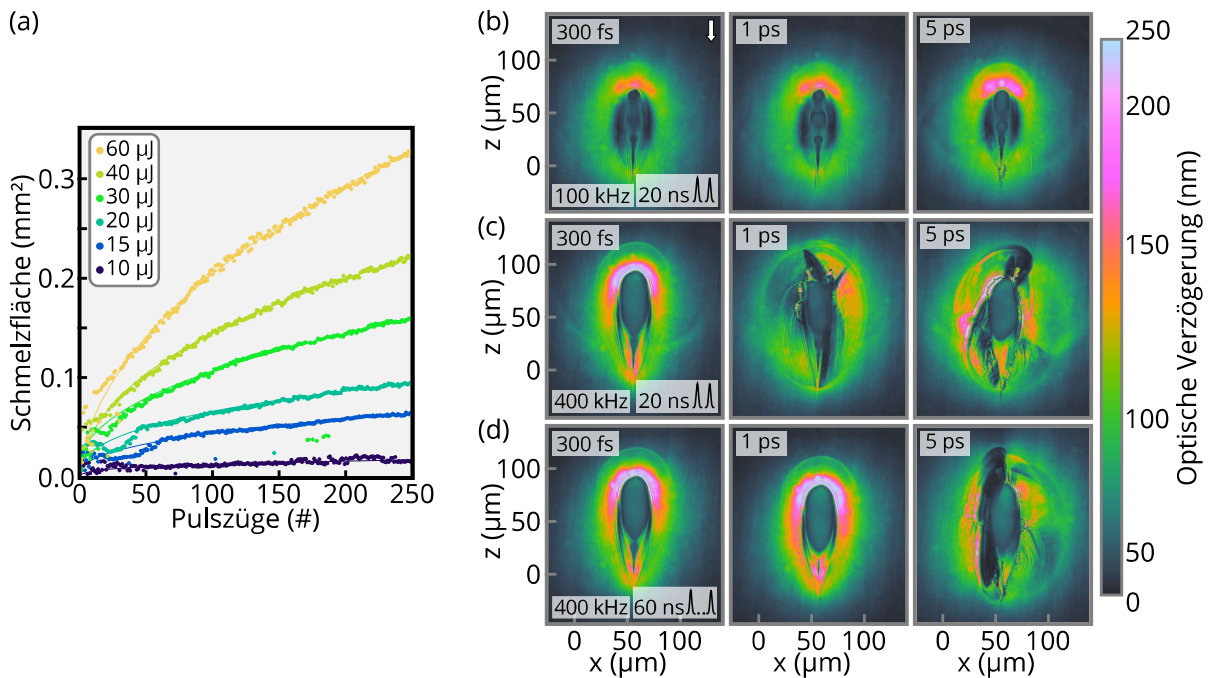


Abbildung 4.5: Querschnittsfläche des Schmelzvolumens bei der Bearbeitung durch Doppelpulse (a) mit Repetitionsrate von 50 kHz und unterschiedlicher Pulszugenergie. Gemessene optische Verzögerung durch (Spannungs-)Doppelbrechung nach 50 Pulszügen bei Repetitionsraten von 100 kHz (b) und 400 kHz (c)+(d) für unterschiedliche Pulsdauern von $\tau_{\text{Puls}} = 300 \text{ fs}$, 1 ps und 5 ps (links nach rechts). Jeder Pulszug hat eine Gesamtenergie von $E_P = 13 \mu\text{J}$ und besteht aus zwei gleichen Einzelpulsen mit zeitlichem Abstand von 20 ns (b)+(c) und 60 ns (d). Allein durch die zeitliche Strahlformung können Risse gezielt entstehen oder vermieden werden.

Puls #50 und 1 ps ersichtlich, da hier die erhöhte Spannung bereits zur Rissbildung führt. Diese Beobachtungen wurden durch mehrfaches Wiederholen der Messungen überprüft und bestätigt.

Die thermische Diffusion im Wechselwirkungsbereich zwischen zwei Pulsen im selben Pulszug kann aufgrund der geringen zeitlichen Abstände von $\Delta t_{\text{burst}} = 20 \text{ ns}$ bzw. 60 ns vernachlässigt werden [108, 115]. Dennoch ist eine erhöhte optische Verzögerung bei Akkumulation mehrerer Pulszüge gegenüber Akkumulation der Einzelpulse messbar. Somit kann durch die zeitliche Strahlformung der Bearbeitungspulse bei gleicher Gesamtenergie eine insgesamt effizientere Erzeugung freier Ladungsträger stattfinden.

Um die Auswirkung der Verzögerung des zweiten Pulses im Pulszug weiter zu verstehen, wurde eine weitere Messreihe bei 400 kHz Repetitionsrate und erhöhtem zeitlichen Abstand zwischen den Doppelpulsen von $\Delta t_{\text{burst}} = 60 \text{ ns}$ aufgezeichnet [vgl. Abb. 4.5 (d)]. Obwohl die Spannung abermals deutlich höher als bei den vergleichbaren Einzelpulsmessungen liegt, kommt es nicht zur Rissbildung. Bei wiederholten

Messungen unter gleichen Bedingungen konnte allerdings in ca. 50 % der Fälle ein Riss generiert werden. Die aufakkumulierte Spannung nach 50 Doppelpulsen mit $\Delta t_{\text{burst}} = 60 \text{ ns}$ liegt daher im Bereich der Rissschwelle. Insgesamt kann das neugewonnene Verständnis zur Wechselwirkungsdynamik der Laser-Material-Bearbeitung unter Akkumulation sowie die Auswirkungen der zeitlichen Strahlformung gezielt genutzt werden, um eine Rissbildung herbeizuführen.

4.3 Wechselwirkungsprozesse bei erweiterter Bearbeitung

4.3.1 Dynamische Bearbeitung

Die präsentierten Versuche zum Einfluss der zeitlichen Strahlformung auf die Wechselwirkungen zwischen Puls und Material umspannen gleich mehrere Größenordnungen auf der Zeitskala. Die Spannweite reicht von unterschiedlichen Effekten im Pikosekundenbereich der Pulsdauer, zur Nanosekunden-Variation des Pulsabstandes zweier Pulse im Burst bis hin zur Mikrosekundenskala der Repetitionsrate. Obgleich diese Versuche einen wichtigen Beitrag zum grundlegenden Verständnis der Materialbearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen liefern, wurde ein entscheidender Punkt bei der Modifikation zum anschließenden Trennen bisher vernachlässigt: der dynamische Versatz der Glasprobe. Im realen Trennprozess muss beim Einschreiben des Modifikationspfades die Probe relativ zur Bearbeitungsoptik bewegt werden. Dies hat zur Konsequenz, dass aufeinanderfolgende Pulse durch einen räumlichen Versatz getrennt sind. Daher wurde für die folgenden Versuche die Glasprobe während der Bearbeitung mit einer konstanten Geschwindigkeit $v_{\text{Glas}} = 50 \text{ mm/s}$ bewegt. Wie in [Kapitel 3.1](#) skizziert, können zusammenhängende Bearbeitungspulse durch die Verwendung einer Hochgeschwindigkeitskamera (HSC) zeitlich aufgelöst betrachtet werden. Als Kompromiss zwischen Beobachtungstaktrate und verfügbarem Bildbereich wird die HSC und der Probelaser bei einer Taktrate von $f_{\text{probe}} = 50 \text{ kHz}$ betrieben. Dieselbe Frequenz wird nun ebenfalls für den Bearbeitungslaser verwendet, um jeden einzelnen Puls zu erfassen. Aus Repetitionsrate und Vorschub ergibt sich ein räumlicher Abstand $d = 1 \mu\text{m}$ zwischen zwei Pulszügen.

Durch die Reduktion der Taktrate wird allerdings der Einfluss durch thermische Wechselwirkung abgeschwächt [vgl. [Abb. 4.5\(b\)-\(d\)](#)]. Um daher eine ausreichend

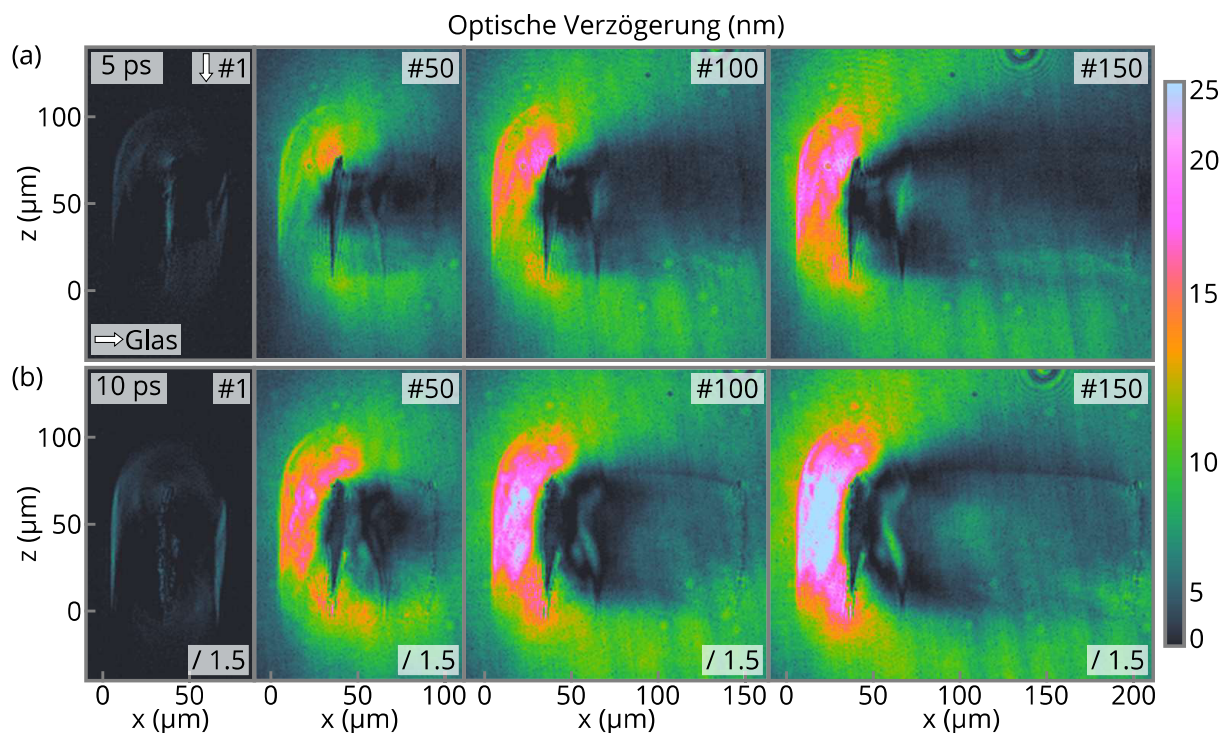


Abbildung 4.6: Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zur Entwicklung der Spannungsverteilung nach Bearbeitung mit 1 - 150 Pulsen, dargestellt in 50-Puls-Schritten. Die Glasprobe wurde mit $v_{\text{Glas}} = 50 \text{ mm/s}$ bewegt. Die Pulsdauer in Bildreihe (a)/(b) beträgt $\tau_{\text{Puls}} = 5 \text{ ps}/10 \text{ ps}$. Die Messskala der unteren Bildreihe ist um den Faktor 1.5 abgeschwächt dargestellt.

hohe Dichte an Ladungsträgern anzuregen, wird die Einzelpulsenergie auf $E_P = 20 \mu\text{J}$ erhöht. [Abbildung 4.6](#) zeigt Polarisationsmessungen nach 1, 50, 100 und 150 Pulszügen für eine Pulsdauer von $\tau_{\text{Puls}} = 5 \text{ ps}$ (a) und 10 ps (b). Auf jedem Teilbild ist die für den Beobachtungszeitpunkt $\Delta t = 5 \text{ ns}$ typische Druckwelle zu beiden Seiten der Wechselwirkungszone zu sehen. Nach Puls #50 ist durch die Spannungsdoppelbrechung insgesamt eine erhöhte optische Verzögerung um den bearbeiteten Bereich festzustellen. Im Unterschied zu den statischen Versuchen ist dieser Bereich jedoch nicht spiegelsymmetrisch um das Zentrum verteilt. Der Bereich höchster Spannung an der Modifikationsspitze ist nun zur Vorschubrichtung hin verkippt. Darüberhinaus besitzt der Wechselwirkungsbereich der vorausgegangenen Pulse eine deutlich reduzierte optische Verzögerung.

Der zeitliche Abstand zwischen zwei Pulsen ist durch die Repetitionsrate auf $20 \mu\text{s}$ festgelegt. Die reduzierte Spannung rechts der Wechselwirkungszone kann daher auf abgeschlossene Relaxationsprozesse der vorausgegangenen Pulse zurückgeführt werden. Im Verlauf der Messung prägt sich dieses Ungleichgewicht weiter aus, sodass bei Puls #100 und #150 eine vorauslaufende Spannungsfront erkennbar ist.

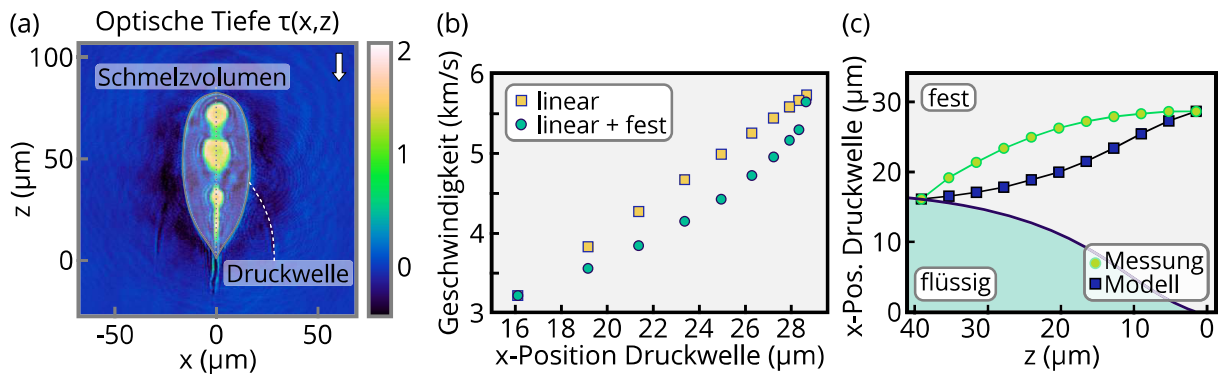


Abbildung 4.7: Die Messung der optischen Tiefe (a) zum Beobachtungszeitpunkt $\Delta t = 5 \text{ ns}$ zeigt das akkumulierte Schmelzvolumen nach 50 Pulsen mit der sichtbaren Druckwelle. Die resultierende Geschwindigkeit der Druckwelle für ein gleichbleibendes/gemischtes Medium (linear/binär) ist in (b) dargestellt. Die experimentell bestimmte und berechnete Form der Druckwelle für ein flüssiges Schmelzvolumen ist in (c) gezeigt.

Die Messreihe in [Abb. 4.6 \(b\)](#) zeigt aufgrund der längeren Pulsdauer $\tau_{\text{Puls}} = 10 \text{ ps}$ eine erhöhte Spannung im vorauslaufenden Bereich. Am rechten Bildrand sind im Bereich der Wechselwirkungszone der ersten Bearbeitungspulse permanente Schädigungen erkennbar. Von dieser Stelle ausgehend zieht sich ein schädigungsfreier Bereich bis zur jeweiligen *in situ* Wechselwirkungszone. Der obere Rand dieses Bereichs weist wenig messbare Verzögerung auf und erinnert an das *ex situ* Schmelzvolumen aus [Abb. 4.3 \(b\)](#), da keine permanenten Schädigungen oder Risse in dem Bereich vorkommen. Ferner ist die Druckwelle rechts der Wechselwirkungszone gekrümmt. In der Nähe des geometrischen Fokus bildet sich kein lateral weit ausgedehnter Schmelzbereich; die Druckwelle propagiert direkt mit der materialabhängigen Schallgeschwindigkeit im Glas. Durch die Ausbildung eines bauchigen Schmelzvolumens und der reduzierten Schallgeschwindigkeit innerhalb der Flüssigkeit, propagiert die Schallwelle langsamer als der Teil nahe der Fokusposition. Die gekrümmte Form der Druckwelle ist daher auf das aufgeschmolzene Material zurückzuführen.

Um diesen Effekt isoliert von zusätzlichen dynamischen Effekten unter Vorschub der Glasprobe zu beobachten, wurde eine statische Messung mit der CMOS-Kamera durchgeführt. Die Laserparameter (50 Pulse, $E_{\text{Puls}} = 13 \mu\text{J}$, $f_{\text{Rep}} = 100 \text{ kHz}$, $\tau_{\text{Puls}} = 5 \text{ ps}$) wurden vergleichbar zu den dynamischen Versuchen gewählt, dass ein homogenes Schmelzvolumen ohne Risse entsteht [vgl. [Abb. 4.7 \(a\)](#)]. Zunächst wurde aus dem Bereich $z = 0 \mu\text{m} - 37 \mu\text{m}$ und der zurückgelegten Strecke (x -Position) die resultierende Geschwindigkeit der Druckwelle zum Beobachtungszeitpunkt $\Delta t = 5 \text{ ns}$ bestimmt. Die Ergebnisse in [Abb. 4.7 \(b\)](#) zeigen, dass die Geschwindigkeit von $v_{\text{solid}} = 5.73 \text{ km/s}$ bei $z = 0 \mu\text{m}$, $x \approx 29 \mu\text{m}$ bis zum Schnittbereich der Druckwelle mit dem Schmelzvolumen

($z \approx 37 \mu\text{m}$, $x \approx 16 \mu\text{m}$) zu $v_{\text{liquid}} = 3.22 \text{ km/s}$ abnimmt. Die Geschwindigkeit v_{solid} deckt sich mit der in [Kapitel 4.1](#) bestimmten Geschwindigkeit einer longitudinalen Druckwelle.

Im zweiten Ansatz wurde die Ausbreitungsstrecke entlang des Schmelzvolumens in Teilsegmente mit unbekanntem sowie festem Aggregatzustand unterteilt. Die für das unbekannte Teilsegment resultierende Geschwindigkeit in [Abb. 4.7 \(b\)](#) belegt ebenfalls, dass im Schmelzvolumen unterschiedliche Geschwindigkeiten notwendig wären, um die Form der Druckwelle zu erreichen. Noch deutlicher treten diese Unterschiede in einem binären Modell hervor, dass die zuvor bestimmten Geschwindigkeiten v_{liquid} und v_{solid} konstant für die Bereiche innerhalb/außerhalb des Schmelzvolumens annimmt. Die veränderte Form der Druckwelle ist in [Abb. 4.7 \(c\)](#) dargestellt. Die Messungen bestätigen zwar die Vermutung, dass die Geschwindigkeit innerhalb des Schmelzvolumens im Vergleich zum festen Material deutlich reduziert ist, jedoch ist das vorgestellte Modell ausschließlich als eine erste Abschätzung zu verstehen. Für eine genauere Bestimmung müssen weitere Effekte wie die einsetzende Erstarrung im Grenzbereich sowie beim geometrischen Fokus (vgl. [Abb. 4.3](#)) und weitere Übergangszustände zwischen fester und flüssiger Phase berücksichtigt werden.

4.3.2 Räumliche Strahlformung zur Bearbeitung

Neben dem räumlichen Versatz der Probe zur Bearbeitungsposition besteht eine weitere Möglichkeit der räumlichen Strahlformung durch die gezielte Manipulation der einfallenden Lichtwelle. Durch Veränderung der Phase der Lichtwelle können so beispielsweise neue Interferenzbedingungen geschaffen werden, die sowohl die Form als auch die Position des Strahlprofils beeinflussen [100]. Die Laserpulse der folgenden Versuche wurden mit einem räumlichen Lichtmodulator (SLM) geformt. Die Funktionalität des SLM und zusätzliche Strahlformungsmöglichkeiten sind in [Kapitel 3.3](#) skizziert.

Eine wichtige Kenngröße, um die Rentabilität eines Modifikationsprozesses einordnen zu können, ist der Durchsatz, also das modifizierte Volumen pro Zeit. Durch die Verwendung eines zweiten (gaussförmigen) Strahlprofils, das ebenfalls ins Material fokussiert wird, lässt sich der Durchsatz direkt verdoppeln. Mithilfe des SLMs kann ein Strahlteilungskonzept zur Erzeugung einer Fokusverteilung mit zwei Einzelspots realisiert werden. Hierzu werden dem einfallenden Strahlprofil mit gaussförmiger Intensitätsverteilung gleichmäßig π -Phasensprünge aufgeprägt. Dies wird mit einer Phasenmaske realisiert, auf der entlang einer Raumrichtung alternierend zwischen

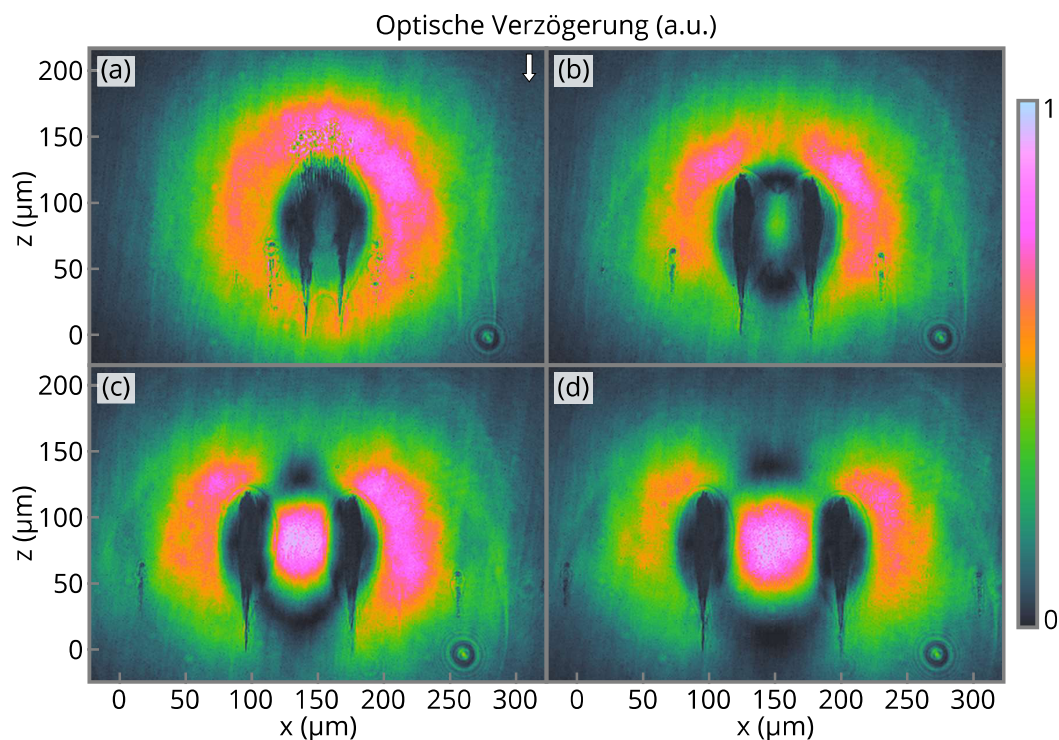


Abbildung 4.8: Messungen der Spannungsdoppelbrechung für unterschiedliche Abstände eines 2-Spot-Profiles. In der oberen Bildreihe [(a)+(b)] sind die Schmelzvolumina nach den 50 eingeschriebenen Doppelpulsen verbunden, während unten [(c)+(d)] zwei voneinander getrennte Wechselwirkungszone entstehen.

zwei Grauwerten gewechselt wird. Die Intensitätsverteilung zwischen den zwei Spots wird über das Verhältnis der Flächen der Grauwerte bestimmt. Durch die jeweilige Breite der Streifen kann der laterale Abstand zwischen den Spots variiert werden. Die SLM-Ebene wird zunächst über ein 4f-Teleskop in die rückseitige Ebene des Mikroskopobjektivs projiziert, bevor das Profil verkleinert in das Werkstück abgebildet werden kann.

Abbildung 4.8 zeigt Messungen der optischen Verzögerung nach 50 Pulszügen für ein 2-Spot-Gaussprofil bei lateralem Abstand von $25\ \mu\text{m}$ bis zu $100\ \mu\text{m}$ zwischen den Foki. Die Beobachtung erfolgt $\Delta t = 10\ \text{ns}$ nach dem letzten der zwei Pulsen im Burst mit je $5\ \text{ps}$ Pulsdauer. Die Gesamtenergie im Burst beträgt $70\ \mu\text{J}$, die sich wiederum gleichmäßig auf die zwei Gaussprofile verteilt. Die Aufnahme für $25\ \mu\text{m}$ lateralen Abstand in **Abb. 4.8 (a)** zeigt im Wesentlichen den Spannungsverlauf eines Einzelspots. Aufgrund der geringen Distanz zwischen den Profilen wachsen die Schmelzvolumina direkt ineinander. An der Spitze des Schmelzvolumens sind vereinzelt Bereiche mit optischer Verzögerung nahe Null erkennbar, hier wurde das Material durch die vorausgegangen Pulse bereits permanent beschädigt.

Im weiteren Verlauf entfernen sich die Spots in 25 μm -Schritten [Abb. 4.8 (b)-(d)]. Interessanterweise zeigt die Aufnahme in Abb. 4.8 (b) ebenfalls ein zusammenhängendes Schmelzvolumen. Dies war nicht zu erwarten, da die zu Ausdehnung eines Einzelspots unter den gegebenen Bedingungen 45 μm beträgt und somit kleiner als der räumliche Abstand von 50 μm zwischen den zwei Gauss-Spots ist. Grund ist das veränderte Wärmeprofil durch die jeweils gegenseitige Beeinflussung der Gauss-Spots. Hierdurch verschiebt sich der eigentlich runde Profilquerschnitt zu einem tropfenförmigen Bereich [116]. Auf diese Weise kann ein größerer Abstand überwunden werden, als ursprünglich zu erwarten war. Im Gegensatz zu Abb. 4.8 (a) weist sowohl das Spannungsprofil als auch das Schmelzvolumen im Bereich zwischen den zwei Einzelspots eine Senke auf. Ebenfalls sind keine permanenten Schädigungen messbar.

Nach 50 Pulszügen ist in Abb. 4.8 (c) ein deutlicher Spannungsbereich und kein zusammenhängendes Schmelzvolumen zwischen den zwei Spots zu sehen. Letzteres stellt sich bei diesem Abstand nach knapp 120 Pulszügen ein. Die Druckspannung, die um das Schmelzvolumen herum zunimmt, führt zu einer erhöhten Spannung unmittelbar zwischen den zwei Spots und an den äußeren Rändern. Dazwischen gibt es einzelne Bereiche, an denen sich die Spannungen gegenseitig kompensieren und keine Doppelbrechung messbar ist. Ein vergleichbares Bild ist in Abb. 4.8 (d) bei räumlichem Abstand von 100 μm erkennbar. Hier konnte im Verlauf der 200 Pulszüge der Messreihe jedoch kein Zusammenschmelzen beobachtet werden. Demgegenüber ist in dem Zwischenbereich nun die höchste Spannungsdoppelbrechung der Aufnahme zu sehen. Die Messreihe in Abb. 4.8 verdeutlicht, dass transiente Wechselwirkungsprozesse ebenfalls durch räumliche Strahlformung beeinflusst werden können.

4.4 Fazit

In diesem Kapitel wurde mit dem raum-zeitlichen Mikroskop die Wechselwirkung zwischen ultrakurzen Laserpulsen mit gaussförmigem Intensitätsprofil und Aluminosilikatglas (Gorilla[®] Glas) untersucht. So konnte nachgewiesen werden, dass bei der Einzelpulsbearbeitung eine steigende Pulsdauer zu einer erhöhten Anzahl an Ladungsträgern in einem kürzeren Wechselwirkungsbereich führt. Der damit verbundene Spannungsaufbau im Material wurde bei umfassender Variation der Pulsdauer im neu konzipierten Polariskop anhand der Druckwelle bestimmt.

Darauf aufbauend wurde das Glas mit multiplen Laserpulsen modifiziert. Bereits bei

einer Repetitionsrate von 100 kHz konnte die Akkumulation der Bearbeitungspulse und damit einhergehend ein zunehmender Spannungsaufbau im Material nachgewiesen werden. Der Spannungsaufbau konnte durch weitere Erhöhung der Repetitionsrate auf 400 kHz gezielt gesteigert werden, wodurch erstmals die *in situ* Beobachtung eines Risses im Material gelang.

Mit dem Polariskop konnte ebenfalls die Ausbreitung der longitudinalen und transversalen Druckwellen detektiert werden. Die darauf aufbauende Analyse ergab zum einen, dass sich das Schmelzvolumen unter Akkumulation zur Bearbeitungsrichtung hin entwickelt und zum anderen, dass innerhalb des Schmelzvolumens eine reduzierte Ausbreitungsgeschwindigkeit auftritt.

Weiter wurden erstmals detaillierte Untersuchungen mittels *Pump-Probe*-Mikroskopie an einer dynamisch bewegten Glasprobe durchgeführt, wodurch sich eine asymmetrische Entwicklung der Spannungsfront zeigte. Anhand der statischen Bearbeitung mit einem Zweispot-Gaussprofil wurde zusätzlich die gegenseitige Beeinflussung zweier Wechselwirkungszonen untersucht. So konnte gezeigt werden, dass sich Effekte wie der Spannungsaufbau durch die Verwendung von räumlicher Strahlformung gezielt manipulieren lassen.

5 Raum-zeitliche Analyse von Bessel-ähnlichen Strahlprofilen

Die ersten UKP-basierten Trennprozesse verwendeten die im vorausgegangenen [Kapitel 4](#) diskutierten Profile mit gaussförmiger Intensitätsverteilung zum gezielten Schädigen des Materials. Ähnlich dem klassischen Anritzen mit Diamantrad wurden einzelne oder mehrere, leicht versetzte Modifikationslinien nahe der Oberfläche eingeschrieben und anschließend gebrochen [117]. Hierbei gelang jedoch keine deutliche Verbesserung der Prozessgeschwindigkeit oder Kantenqualität. Letztere konnte durch Abtragsprozesse verbessert werden. Beim UKP-Abtragsprozess wird das Material von der Oberfläche (Strahleintrittsseite) oder Rückseite her beginnend Schicht für Schicht abgetragen [88, 118–120], bis das Werkstück vollständig getrennt ist. Dieser Prozess erlaubt eine flexible Wahl der Trennkontur, stellt jedoch strenge Ansprüche an die Positioniergenauigkeit und Geschwindigkeit der Bearbeitungsachse. Aufgrund der Vielzahl an Bearbeitungsüberfahrten ist jedoch auch beim Abtragsprozess die Geschwindigkeit der limitierende Faktor.

Durch die Verwendung von langgezogenen Strahlprofilen mit hohem Aspektverhältnis kann die Anzahl der Modifikationsüberfahrten bis hin zur Einzelüberfahrt reduziert werden [121]. In diesem Zusammenhang wurde in der Literatur unter anderem die Selbstfokussierung und Filamentation diskutiert [38, 105], wodurch Modifikationslängen von mehreren Hundert Mikrometern erreicht wurden. Nachteilig erweist sich dabei die Prozessabhängigkeit gegenüber der Pulsenergie, Fokusslage sowie Abschirmungseffekten an der Oberfläche.

Neben diesen prozessbasierten Ansätzen kann ein langgezogenes Profil ebenfalls durch gezielte Strahlformung erfolgen. Im einfachsten Fall gelingt dies bereits durch die Verwendung einer um 180° gedreht eingesetzten Linse. Aufgrund der sphärischen Aberrationen erhalten die Teilstrahlen (strahlenoptische Beschreibung) in Abhängigkeit zu ihrem Abstand zur optischen Achse unterschiedliche Foki, wodurch sich in

Summe ein länglicher Fokusbereich einstellt. Als Nachteile sind hierbei zusätzliche Aberrationen und der ineffiziente Erzeugungsprozess zu benennen. Deutlich mehr Flexibilität bietet die Verwendung von Bessel-ähnlichen Strahlprofilen: die mittlerweile meistgenutzten Profile zum Glastrennen mittels Lasermodifikation. Ihre Eigenschaften, Erzeugungsmöglichkeiten und Abbildungskonzepte sind in [Kapitel 3.3](#) dargestellt.

Zu Beginn dieses Kapitels wird auf die Strahlerzeugung und die daraus resultierenden Anforderungen für den experimentellen Messaufbau eingegangen. In Ergänzung zu den Versuchen in [Kapitel 4](#) wird die Beeinflussung der Absorptionseigenschaften einzelner und multipler Laserpulse durch die geänderte Strahlform untersucht und Unterschiede herausgearbeitet. Die gezielte Schädigung unter Translation der Glasprobe wird zunächst mit dem raum-zeitlichen Mikroskop untersucht, bevor anhand von abschließenden Applikationsbeispielen typische Trennprozesse durchgeführt werden. Hierzu zählen typische Fehler der Schnittkante, die Skalierbarkeit hin zu dickeren Gläsern sowie die erfolgreiche Umsetzung.

5.1 Experimenteller Aufbau zur Erzeugung der Strahlprofile

Die Erzeugung Bessel-ähnlicher Strahlprofile erfolgte im Rahmen dieser Arbeit durch die Manipulation der Phasenverteilung $\phi(r)$ der eingehenden Welle, ohne jedoch die Amplitude zu verändern. Die entsprechende Phasenverteilung (Phasenmaske) wurde entweder durch den reflektierenden SLM aufgeprägt oder durch ein transmissives, diffraktives optisches Element (DOE) erzeugt [vgl. experimenteller Aufbau in [Abb. 5.1 \(a\)](#)]. Somit ergibt sich die Transmissionsfunktion in Näherung für dünne Elemente zu

$$T(r) = A \cdot e^{i\phi(r)} = e^{i\phi(r)}. \quad (5.1)$$

Die in [Abb. 5.1 \(b\)i](#) dargestellte radiale Phasenverteilung entspricht der Veränderung durch ein ideal dünnes Axicon $\phi(r) = k_r r \pmod{2\pi}$. Dabei ist $k_r = k_0 \beta$ das Produkt aus Wellenzahl $k_0 = (2\pi)/\lambda$ mit der Wellenlänge λ und β gemäß [Gleichung 3.3](#). Die Inversion der Phasenmaske [vgl. [Abb. 5.1 \(b\)ii](#)] führt zu der in [Kapitel 3.3](#) beschriebenen Intensitätsverteilung eines inversen Axicons, bei der die Intensitätsverteilung des (virtuellen) Bessel-ähnlichen Strahlprofils hin zur Einstrahlrichtung wächst. Wie in [Abb. 3.4 \(b\)](#) dargestellt ist, hat die Inversion keinen Einfluss auf die Bearbeitungslänge

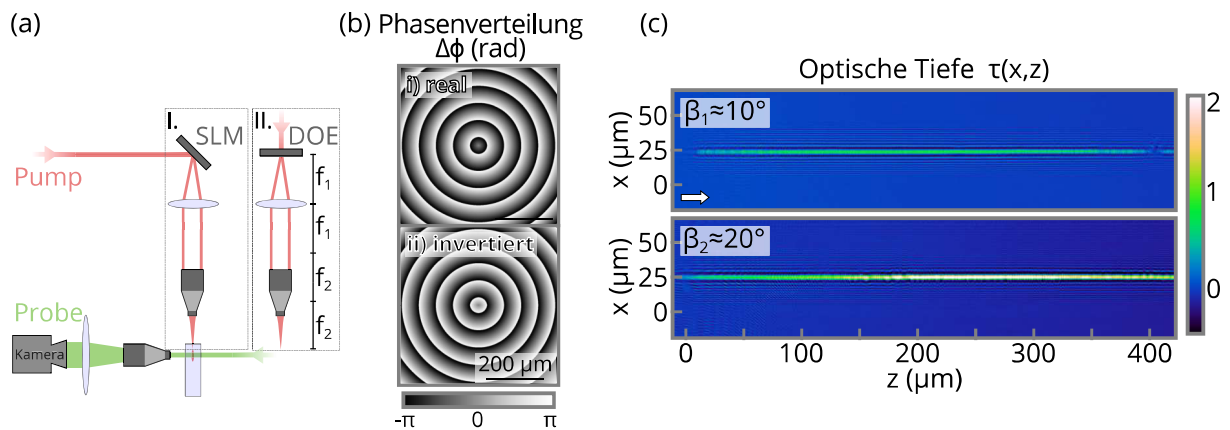


Abbildung 5.1: Die Skizze (a) zeigt den experimentellen Aufbau zur Erzeugung von Bessel-ähnlichen Strahlprofilen durch Phasenmanipulation. Das durch einen reflektiven SLM (I.) oder transmissives DOE (II.) generierte Strahlprofil wird in einer 4f-Abbildung verkleinert in das Werkstück abgebildet. Die Erzeugung von Bessel-ähnlichen Strahlprofilen kann durch eine *reale* oder *invertierte* Maske gelingen. Die jeweils ersten 5 Perioden sind in (b) dargestellt. Die Messung der optischen Tiefe (c) zeigt die Extinktion 200 ps nach Bearbeitung mit einem 20 μJ Einzelpuls und errechnetem Brechungswinkel β des *digitalen Axicons* von $\beta_1 \approx 10^\circ$ (oben, mittig) und $\beta_2 \approx 20^\circ$ (unten).

bei einer gegebenen Intensitätsschwelle. Die veränderte Lage der Intensitätsverteilung entlang der Ausbreitungsrichtung bei inverser Phasenverteilung kann durch Nachführen der z-Position im Material entsprechend verschoben werden. Obwohl die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Vergleichsversuche bestätigen, dass beide Phasenverteilungen gleichermaßen für die Materialbearbeitung eingesetzt werden können, gibt es praktische Gründe die je nach Versuchsaufbau eine der Phasenmasken begünstigen. So wurde in den Versuchen mit hoher Pulsenergie (und den zugehörigen Grundlagenversuchen) die invertierte Phasenverteilung bevorzugt, da somit Pulsspitzen auf den nachfolgenden Optiken und deren Beschädigung verhindert werden konnten.

Im Versuchsaufbau wird die Laserstrahlung nach der Strahlformung durch eine teleskopische 4f-Anordnung verkleinert in das Werkstück abgebildet. Für Laborversuche eignet sich der SLM aufgrund der hohen Flexibilität und kostengünstiger, schneller Umsetzung neuer Masken. Diese Vorteile gehen zu Lasten der Effizienz. Leistungsverluste durch ungewollte Beugungsordnungen können nicht vermieden werden. Die Verluste nehmen mit höherer Komplexität und steigender Anzahl an Phasensprüngen zu und betragen etwa 20% für die in dieser Arbeit eingesetzten Masken. Um das Kristalldisplay nicht zu schädigen, erfolgt die Strahlerzeugung bei Versuchen mit Fluenzen größer 0.01 J/cm^2 durch statische DOE, die Effizienzen von $> 99\%$ aufweisen können. Jegliche Pulsenergiemessungen in dieser Arbeit beziehen

sich auf die an der Glasoberfläche zur Verfügung stehende Energie.

Das Teleskop besteht aus einer Sammellinse mit $f_{\text{Lens}} = 200$ mm und einem Mikroskopobjektiv zur Bearbeitung mit $\text{NA}=0.42$ und $f_{\text{Obj}} = 10$ mm Brennweite, woraus eine Verkleinerung um den Faktor 20 resultiert. Die Strahlprofillänge hängt gemäß [Gleichungen 3.2](#) und [3.3](#) vom Brechungswinkel β ab und kann somit direkt durch den Teleskopmaßstab beeinflusst werden. [Abbildung 5.1 \(c\)](#) zeigt räumlich-zeitlich aufgelöste Messungen der optischen Tiefe für Brechungswinkel $\beta_1 \approx 10^\circ$ (oben) und $\beta_2 \approx 20^\circ$ (unten). Die zur Verfügung stehende Pulsenergie nach der Optik betrug hier $20 \mu\text{J}$ bei Pulsdauer von $\tau_{\text{Puls}} = 3$ ps. Die Beobachtung erfolgte $\Delta t = 200$ ps nach dem Bearbeitungspuls.

Obwohl das Beobachtungsmikroskop nur einen Teil des Strahlprofils erfassen kann, ist das hohe Aspektverhältnis aus lateral schmaler und longitudinal ausgedehnter Intensitätsverteilung der Bessel-ähnlichen Strahlprofile deutlich zu erkennen. Die untere Messung in [Abb. 5.1 \(c\)](#) zeigt eine erhöhte optische Tiefe für den Fall β_2 bei sonst gleichbleibenden Laserparametern. Grund ist die verkürzte Profillänge, wodurch dieselbe Pulsenergie in ein kleineres Volumen eingebracht wird und dort zum Anregen der Ladungsträger zur Verfügung steht. Für eine gezielte Modifikation müssen daher die Strahlformungs- und Laserparameter passend zur Substratdicke gewählt werden.

5.2 Wechselwirkungsprozesse mit Glas

5.2.1 Statische Bearbeitung: Einzelpulse

Ein einflussreicher Laserparameter ist die Pulsdauer, da sie zum einen nach [Gleichung 3.4](#) neben der Pulsenergie eine direkte Auswirkung auf die Modifikationslänge besitzt [95]. Zum Anderen beeinflusst die Wahl der Pulsdauer zusätzlich, welche Ionisationsmechanismen dominieren (vgl. [Kapitel 2.3](#)) und somit auch die Anzahl der angeregten Ladungsträger für die Wechselwirkungsprozesse mit dem Material. Um diesen Zusammenhang näher zu ergründen, wurden Bessel-ähnliche Strahlprofile mittels SLM und invertierter Phasenmaske bei unterschiedlicher Pulsdauer eingeschrieben und mit dem raum-zeitlichen Mikroskop vermessen ([Abb. 5.2](#)).

Die Modifikation von Aluminosilikatglas (Gorilla[®] Glas) erfolgte zunächst durch Doppelpulse bei gleichbleibender Gesamtenergie ($40 \mu\text{J}$), um den Einfluss der Pulsdauer separat zu untersuchen. Die Pulsdauer wurde im Bereich von $\tau_{\text{Puls}} = 1$ ps . . . 20 ps in 1 ps-Schritten variiert, wovon ausgewählte Messungen in [Abb. 5.2 \(a\)](#) dargestellt sind.

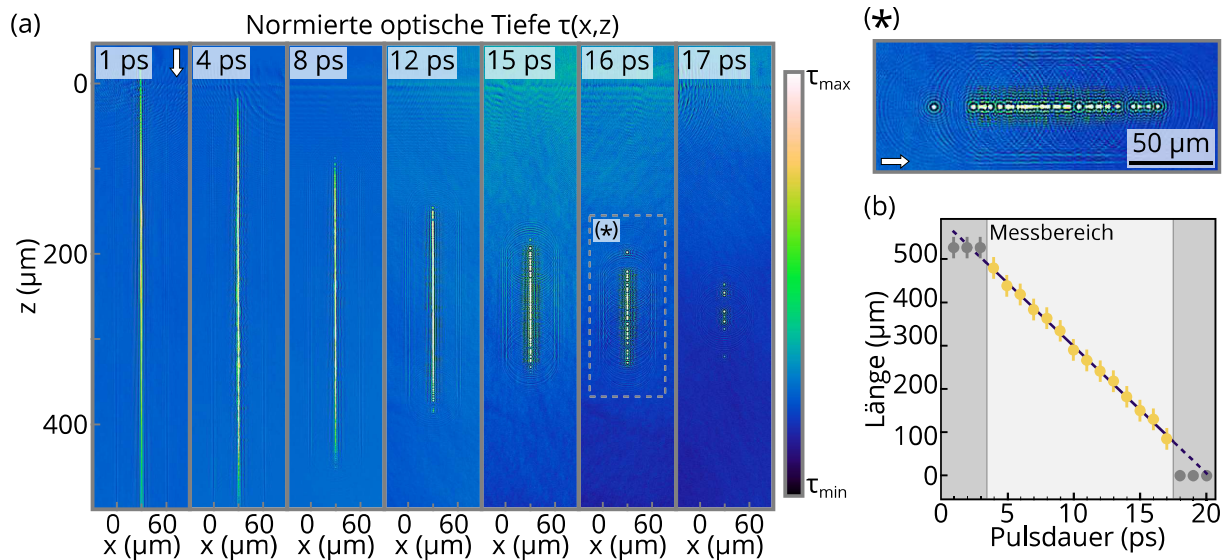


Abbildung 5.2: Die verrechneten Messungen der optischen Tiefe (a) sind für 40 μJ -Doppelpulse unterschiedlicher Pulsdauer präsentiert. Die Farbskala wurde für jede Messung separat angepasst, um das Extinktionsprofil sowie die Ausbreitung der Druckwelle ($x = 0 \mu\text{m}; 60 \mu\text{m}$) bestmöglich zu sehen. Der Einschub (*) zeigt vergrößert die Messung bei 16 ps. Hierbei wird die Entstehung der Zylinderdruckwelle aus einzelnen Punktquellen deutlich. Die Messung der Modifikationslänge in Abhängigkeit der Pulsdauer (b) zeigt eine lineare Abnahme.

Der Beobachtungszeitpunkt beträgt $\Delta t = 5 \text{ ns}$ nach dem letzten der beiden Pulse. Die Farbskala der optischen Tiefe wurde für die unterschiedlichen Messungen separat angepasst. Somit können die (negativwertigen) Phasenelemente der Druckwelle und die (positivwertigen) Bereiche des Absorptionsprofils unabhängig von der Gesamtintensität verglichen werden. Ein intensitätsabhängiger Vergleich erfolgt im Anschluss an diesen Versuchsteil.

Bei gleicher Pulsenergie erzeugen die kürzeren Pulsdauern eine längere Wechselwirkungszone (nachfolgend Modifikationslänge genannt). Dies liegt an der höheren Pulsintensität. Durch sie wird entlang der longitudinalen Propagationsrichtung ein verlängerter Profilbereich über die Ionisationsschwelle des Materials angehoben, wodurch die nicht-linearen Absorptionsprozesse einsetzen, vgl. [Kapitel 2.3](#). Daher kann die gesamte Länge der Absorptionszone erst ab $\tau_{\text{Puls}} = 4 \text{ ps}$ detektiert werden, für kürzere Pulsdauern ist die Modifikation länger als der Bildbereich. [Abbildung 5.2 \(b\)](#) zeigt im Messbereich eine lineare Abnahme der Modifikationslänge bei steigender Pulsdauer. Die Messungen bis 4 ps sind aus zuvor genannten Gründen ausgegraut. Ab Pulsdauern im Bereich von $\tau_{\text{Puls}} = 16 \text{ ps} - 17 \text{ ps}$ kann ebenfalls keine eindeutige Modifikationslänge zugeordnet werden. Grund dafür sind Lücken im Extinktionsprofil, an deren Stelle der Ionisationsschwellwert nicht erreicht wurde. Die gezeigten

(ausgegrauten) Werte beziehen sich dabei auf die äußersten, detektierbaren Messpunkte. Ab einer Pulsdauer von $\tau_{\text{Puls}} = 18$ ps kann zum Beobachtungszeitpunkt keine Wechselwirkung festgestellt werden.

Im Abstand von ungefähr $\pm 29.5 \mu\text{m}$ zu beiden Seiten des Absorptionsprofils sind Bereiche mit negativer optischer Tiefe erkennbar. Hierbei handelt es sich um Phasenelemente, die durch eine Druckwelle erzeugt werden (vgl. [Kapitel 4.1](#)). Die aus der Messung bestimmte Ausbreitungsgeschwindigkeit von $v = 5.89 \text{ km/s} \pm 0.5 \text{ km/s}$ ist zwar etwas höher als der in [Kapitel 4.1](#) bestimmte Wert, deckt sich im Rahmen der Messgenauigkeit jedoch weiterhin mit den publizierten Werten für eine longitudinale akustische Druckwelle in Aluminosilikatglas [54, 55]. Im Gegensatz zur Modifikation mit gaussförmiger Intensitätsverteilung breitet sich die Druckwelle zylinderförmig um den Absorptionsbereich herum aus. Dieses Verhalten wurde für länglich ausgedehnte Strahlprofile bereits in verschiedenen Gläsern und auch Kunststoffen wie PMMA (Acrylglas) nachgewiesen [49, 122, 123].

Interessanterweise zeigt sich bei lückenhaftem Absorptionsprofil eine radialsymmetrische Verteilung der Druckwelle in deren Zentrum ein einzelner Spot mit positiver optischer Dichte liegt. Dies fällt primär in den Randbereichen der Absorptionsprofile in [Abb. 5.2 \(a\)](#) und bei Messungen mit längerer Pulsdauer [Einschub [Abb. 5.2 \(*\)](#)] auf. In diesen Bereichen ist die Pulsintensität nur knapp über der Ionisationsschwelle. Im Randbereich ist dies aufgrund der ansteigenden/abfallenden Intensität entlang der Hauptachse im Start-/Endbereich des Profils gegeben. Je gringer der Abstand zwischen zwei benachbarten Spots, desto prägnanter verbinden sich die parallel zum Absorptionsprofil verlaufenden tangentialen Teilbereiche der radialsymmetrischen Druckwellen. Folglich handelt es sich bei der zylinderförmigen Druckwelle um die vielfache Überlagerung einzelner Punktquellen.

Im Hinblick auf die Verwendung zur Lasermaterialbearbeitung ist eine homogene Modifikationslänge jedoch essentiell. Daher sind bei gleichbleibender Pulsenergie kürzere Pulsdauern zu bevorzugen, um durch die erhöhte Pulsintensität entlang der gesamten Wechselwirkungszone über der Ionisationsschwelle des Materials zu sein.

Weiterhin kann durch die korrekte Wahl von Pulsenergie und Pulsdauer nicht nur die Gleichmäßigkeit der Modifikation, sondern auch deren Typ beeinflusst werden [12, 14]. In [Kapitel 1](#) werden die unterschiedlichen Modifikationsmöglichkeiten von transparenten Materialien bei der UKP-Bearbeitung beschrieben. Typischerweise werden permanente Fehlstellen (*voids*) entlang der Modifikation für eine erfolgreiche anschließende Separation benötigt. Das energieärmere Einschreiben von Brechzahlän-

derungen (nachfolgend als Phasenelemente bezeichnet) reicht hingegen nicht aus. [Abbildung 5.3](#) zeigt die Ergebnisse einer Messreihe mit dem TruMicro 2000 zur Abhängigkeit der Ausdehnung der (permanenten) Schädigungszone im Vergleich zur (transienten) Absorptionszone. Diese Werte wurden für 7 verschiedene Pulsdauern im Bereich von $\tau_{\text{Puls}} = 0.4$ ps bis 20 ps und 10 verschiedene Pulsenergien im Bereich von $E_p = 3.75$ μJ bis 37.5 μJ ermittelt und sind in [Abb. 5.3 \(a\)](#) dargestellt. Zusätzlich konnte die Gesamtenergie bei gleichbleibender Einzelpulsenergie durch die Verwendung von Pulszügen gesteigert werden. Die Messungen für Pulszüge von 2, 4 und 8 Pulsen (Pulsabstand 20 ns) sind in [Abb. 5.3 \(b\)-\(d\)](#) gezeigt. Die Extinktionslänge bezeichnet die longitudinale Ausdehnung der Wechselwirkungszone mit Werten der optischen Tiefe > 0.1 zum Beobachtungszeitpunkt von $\Delta t = 500$ ps nach dem letzten der jeweiligen Pulse. Die Beobachtung der permanenten Materialveränderung erfolgte $\Delta t > 1$ s nach dem Einschreiben der Modifikation. Sämtliche Relaxationsprozesse sind zu diesem Zeitpunkt beendet [12]. Das Beobachtungsmikroskop wurde im Vergleich zu den bisher gezeigten Messungen mit einem 5 \times -Mikroskopobjektiv (Mitutoyo, 0.14 NA, $f = 200$ mm) aufgebaut, um die gesamte Profillänge erfassen zu können. Die rote Markierung in [Abb. 5.3 \(rechts\)](#) trennt die Messungen in zwei Teile. Rechts der Hilfslinie sind alle Bereiche mit deutlicher Materialschädigung durch *void*-Bildung. Der linke Teilbereich beinhaltet schwächere Modifikationen in Form von Phasenelementen sowie Laserparameter, die keinen permanent detektierbaren Einfluss erzeugen.

Die Unsicherheit auf die Bestimmung der Länge wird zu $\Delta_l = \pm 25$ μm abgeschätzt. Aufgrund der bereits erwähnten Profilmulationen im Randbereich der Absorptions-/Schädigungszone wird die Länge tendenziell überschätzt. Bei den in [Abb. 5.3](#) gezeigten Messwerten handelt es sich aufgrund der Vielzahl an Laserparametern um den Mittelwert aus zwei Messungen.

Wie zuvor beschrieben, zeigt die kürzeste Pulsdauer (hier $\tau_{\text{Puls}} = 0.4$ ps) die längsten Modifikationsbereiche. Für Einzelpulse konnten somit bei unterschiedlicher Pulsenergie Extinktionslängen im Bereich von $l_{\text{ext}} = 350$ μm bis $l_{\text{ext}} > 800$ μm gemessen werden. Besonders deutlich wird das Zusammenspiel von Pulsdauer und Pulsenergie bei der Bearbeitung durch Einzelpulse mit $E_{\text{ges}} = 26.25$ μJ , da für alle Pulsdauern eine Extinktion gemessen werden kann. Weiteres Absenken der Energie führt zu weiterem Rückgang der adressierbaren Pulsdauern sowie der messbaren Extinktionslänge, bis schließlich über alle Pulsdauern hinweg keine Wechselwirkung nachgewiesen werden kann ($E_{\text{ges}} = 3.75$ μJ). Dieses intensitätsabhängige Absorptionsverhalten in Bezug auf maximale Extinktionslänge bestätigt sich im Vergleich mit den weiteren Messungen der raum-zeitlichen Wechselwirkung bei Verwendung von Pulszügen mit

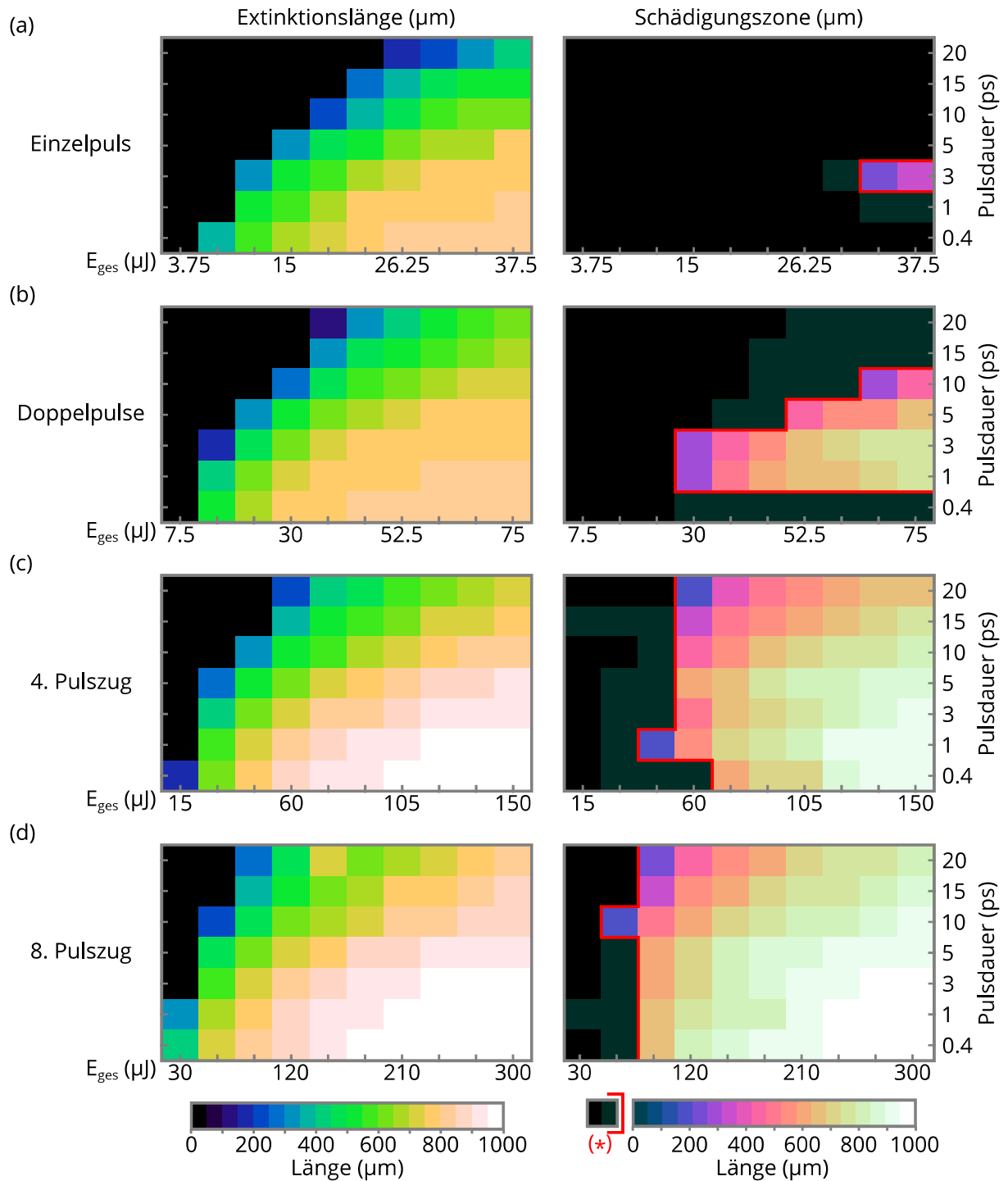


Abbildung 5.3: Übersicht zur Bestimmung der Extinktionslänge (linke Spalte) und permanente Schädigungszone (rechte Spalte) bei der Bearbeitung mit Einzelpulsen (a) oder Pulszügen von 2, 4 und 8 Pulsen (b)-(d). Der Messzeitpunkt der Extinktionslänge beträgt $\Delta t = 500$ ps nach dem jeweils letzten Puls. Die rote Markierung (*) dient zur schnellen Abgrenzung in Bereiche mit permanenter Schädigung (rechts der Linie) und mit Phasenelementen bzw. ohne Schädigung (links der Linie).

2, 4 und 8 Einzelpulsen, vgl. [Abb. 5.3 \(b\)-\(d\)](#). Darüberhinaus erhöht sich sukzessive die Extinktionslänge bis zu einer maximalen Profillänge von $l_{\text{ext}} \approx 1000 \mu\text{m}$.

Interessanterweise zeigt sich ein weiterer Vorteil bei der Verwendung von Pulszügen: Inkubationseffekte begünstigen die Absorption der nachfolgenden Pulse. Beispielsweise kann durch die Verwendung von Doppelpulsen mit Einzelpulsenergie $E_{\text{Puls}} = 7.5 \mu\text{J}$ der Pulsdauerbereich mit messbarer Extinktion von $\tau_{\text{Puls}} = 0.4 \text{ ps}$ auf Pulsdauern bis zu $\tau_{\text{Puls}} = 3 \text{ ps}$ erweitert werden. Durch weitere Pulse im Pulszug lässt sich dieser Wechselwirkungsbereich weiter erhöhen, sodass bei Verwendung eines Burst mit 8 Pulsen ($E_{\text{ges}} = 90 \mu\text{J}$) über den gesamten untersuchten Pulsdauerbereich ($\tau_{\text{Puls}} = 0.4 \text{ ps} \dots 20 \text{ ps}$) ein messbares Extinktionsprofil vorliegt.

Die rechte Spalte in [Abb. 5.3](#) veranschaulicht, dass eine messbare Absorption nicht zwangsläufig zur nachweislichen Schädigung im Material führt. Bei der Einzelpulsbearbeitung, dargestellt in [Abb. 5.3 \(a\)](#), kann lediglich bei 5 der 70 getesteten Laserparameter eine messbare Modifikation verzeichnet werden. Davon zählen 3 der Laserparameter nicht zum Auswertebereich, da sie zur Erzeugung von Phasenelementen und nicht zur permanenten Schädigung führen. Deshalb beschränkt sich der Auswertebereich ausschließlich auf die Pulsdauer von $\tau_{\text{Puls}} = 3 \text{ ps}$ und Pulsenergie von $E_{\text{Puls}} \geq 35 \mu\text{J}$.

Auch bei der Verwendung von Doppelpulsen sind unterhalb einer Pulszugenergie von $E_{\text{ges}} = 30 \mu\text{J}$ keine Phasenelemente oder Schädigungen messbar. Insgesamt ist jedoch ein deutlich größerer Wertebereich mit permanenter Schädigung vorhanden. Dabei erzielen Pulsdauern von $\tau_{\text{Puls}} = 1 \text{ ps}$ und 3 ps sowohl die maximale Schädigungszone im Bereich $l_{\text{perm}} = 700 \mu\text{m}$ als auch messbare Schädigung bei geringstem Energieeinsatz von $E_{\text{ges}} = 30 \mu\text{J}$. Durch die weitere Steigerung an Pulsen im Burst steigt auch die Anzahl und durchschnittliche Länge der Schädigungszonen bis zu $l_{\text{perm}} \approx 1000 \mu\text{m}$ an. Einzig im schweltnahen Bereich bei Einzelpulsenergien $E_{\text{Puls}} \leq 15 \mu\text{J}$ handelt es sich um Phasenelemente oder keine messbare Modifikation. Außerhalb dieser Bereiche deckt sich die messbare Extinktionslänge (linke Spalte) und permanente Schädigungszone (rechte Spalte) für die in [Abb. 5.3 \(c\)+\(d\)](#) dargestellten Messergebnisse jedoch in guter Übereinstimmung.

Im Folgenden werden auf Basis dieser Erkenntnisse primär Einzel- und Doppelpulse verwendet, wenn die Laser-Material-Wechselwirkung ohne Einflüsse von permanenten Schädigungen beobachtet werden soll. Aufgrund der guten Korrelation zwischen Beobachtung und permanenter Schädigung werden Pulszüge mit 4 und mehr Pulsen bevorzugt verwendet, wenn die Separation im Vordergrund steht.

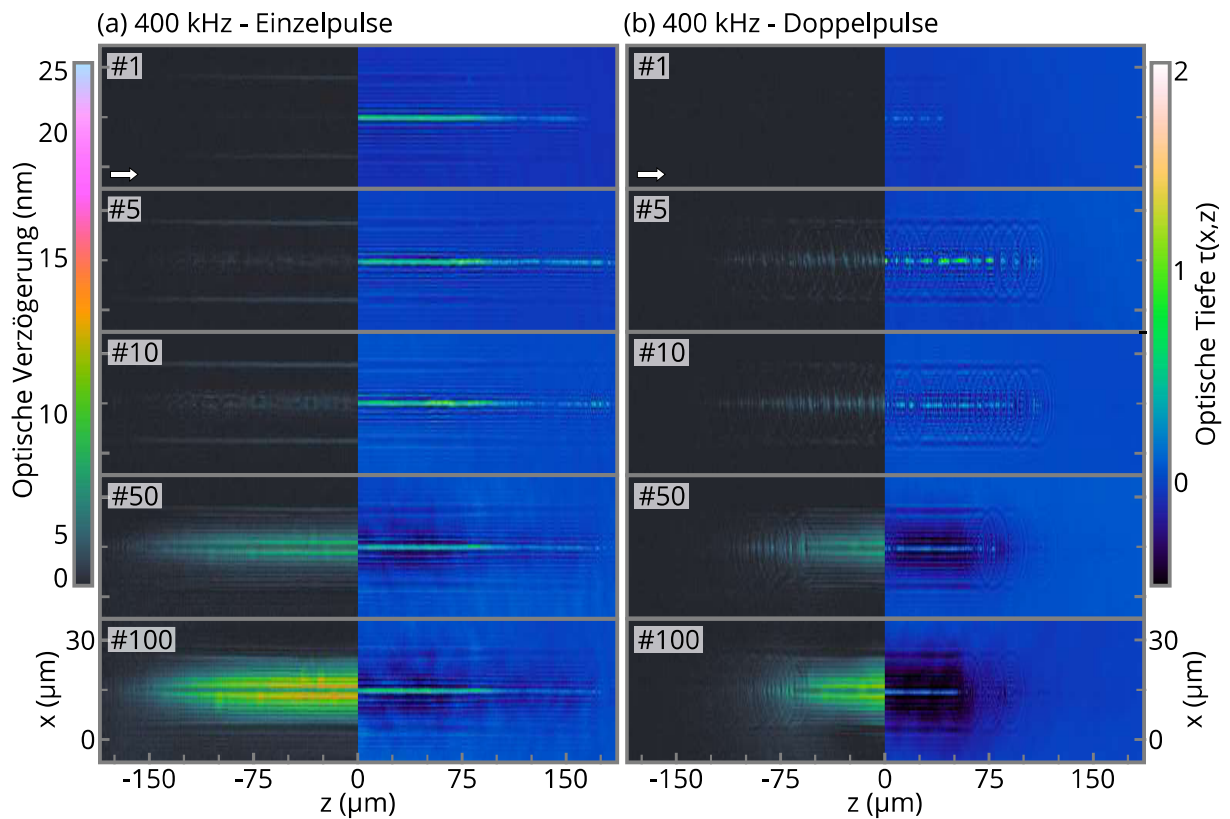


Abbildung 5.4: Raum-zeitliche Mikroskopaufnahmen der gemessenen optischen Verzögerung (linke Einzelbildhälfte) und optischen Dichte $\tau(x,z)$ (rechte Einzelbildhälfte) für die Modifikation mit 1, 5, 10, 50 oder 100 Einzelpulsen (a) und Doppelpulsen (b) bei 400 kHz Repetitionsrate. Die zeitliche Messung erfolgt $\Delta t = 2 \text{ ns}$ nach dem jeweils letzten Puls bei $13 \mu\text{J}$ Gesamtenergie. Im direkten Vergleich treten die Unterschiede von Profillänge, Spannungsverteilung und Druckwelle deutlich hervor.

5.2.2 Statische Bearbeitung: Akkumulationseffekte

Zusätzlich zu den beschriebenen Inkubationseffekten treten bei der Interaktion von multiplen Pulsen Akkumulationseffekte auf. Das Bearbeitungsprofil von Bessel-ähnlichen Strahlen unterscheidet sich sowohl in der Geometrie als auch der Entstehung von den bereits diskutierten Gauss-Profilen. Um die direkte Vergleichbarkeit zu den Versuchen ohne Strahlformung aus [Kapitel 4.2](#) jedoch zu gewähren, wird wie bei der Gauss-Bearbeitung eine Pulsenergie von $E_{\text{ges}} = 13 \mu\text{J}$ eingesetzt. Diese Energie verteilt sich entweder auf Einzel- oder Doppelpulse mit $\tau_{\text{Puls}} = 5 \text{ ps}$ Pulsdauer, die mit einer Repetitionsrate von $f_{\text{Rep}} = 400 \text{ kHz}$ statisch eingeschrieben werden. [Abbildung 5.4](#) zeigt die Extinktions- und Polarisationsmessungen zum Zeitpunkt $\Delta t = 2 \text{ ns}$ nach 1, 5, 10, 50 oder 100 Pulsen/Pulszügen. Zur Abbildung im Beobachtungsmikroskop wird hierbei wieder das $20\times$ Mikroskopobjektiv (Mitutoyo) verwendet.

Bereits ab dem ersten Laserpuls [vgl. [Abb. 5.4\(a\)](#)] besitzt das Absorptionsprofil mit einer Länge von $l \approx 300 \mu\text{m}$ eine um Faktor 6 größere longitudinale Ausdehnung als das Gauss-Profil. Eine laterale Expansion ist hingegen nicht erkennbar. Dies ist aufgrund der kegelförmigen Energiezufuhr der Bessel-ähnlichen Strahlprofile zu erwarten [99]. Parallel zur Absorptionszone verläuft eine zylinderförmige Druckwelle als Phasenelement. In der doppelbrechungssensitiven Polarisationsmessung in der linken Bildhälfte ist die Druckwelle ebenfalls erkennbar und zeigt eine leichte Zunahme der gemessenen Verzögerung von Puls #1-#10. Die Messungen zu Puls #50 und #100 zeigen weiter eine deutlich erhöhte optische Verzögerung im Bereich zwischen dem Profil und der Druckwelle. Hierbei handelt es sich um thermische Verspannungen durch Akkumulation, da diese Spannungen nach der Bearbeitung relaxieren. Die damit verbundenen Verspannungen führen, vergleichbar mit einer thermischen Linse, zu erhöhtem Signal in diesem Beobachtungsbereich und somit zu negativen Werten der optischen Tiefe. Im Vergleich zu den Gauss-Profilen ist der Spannungsaufbau unter Akkumulation erheblich reduziert und eine Rissbildung konnte nicht beobachtet werden. Aus diesem Grund ist die Mess- und Farbskala in [Abb. 5.4](#) um einen Faktor 10 gegenüber der Vergleichsmessreihe aus [Abb. 4.3](#) reduziert. In einer weiteren Messreihe wurde zusätzlich der Einfluss der Repetitionsrate auf die thermische Akkumulation untersucht. Ein kürzerer zeitlicher Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Bearbeitungspulsen führte dabei, wie auch bei den Versuchen mit Gauss-Profil, zu einer höheren thermischen Verspannung im Wechselwirkungsbereich [108, 124].

Das Aufteilen der $13 \mu\text{J}$ Pulsenergie auf zwei Pulse [vgl. [Abb. 5.4\(b\)](#)] im Burst hat ein verkürztes Absorptionsprofil zur Folge. Zusätzlich ist die gemessene optische Tiefe mit Werten im Bereich $\tau < 0.25$ gegenüber der Einzelpulsmessung ($\tau > 0.6$) reduziert und folglich die Anzahl an freien Ladungsträgern geringer. Bereits nach Puls #5 sind die Maximalwerte der optischen Tiefe jedoch wieder vergleichbar. Markantester Unterschied ist die Modulation in longitudinaler Richtung und damit verbunden der Wechsel von zylindrischer Druckwelle hin zu einzelnen sphärischen Wellen, vgl. [Kapitel 5.2.1](#). Durch das gestauchte Aspektverhältnis erscheinen die Wellen in [Abb. 5.4](#) elliptisch. Während nach Puls #10 die punktförmigen Wellenzentren noch deutlich identifizierbar sind, zeigen die Messungen nach Puls #50 und #100 im mittleren Absorptionsbereich ($z = -50 \mu\text{m} \dots 50 \mu\text{m}$) ein zusammenhängendes, von zylindrischer Druckwelle umgebenes Profil.

Folglich kann die Akkumulation von multiplen Bearbeitungspulsen mit Bessel-ähnlichem Strahlprofil genutzt werden, um aus einer schwachen und lückenhaften Modifikation eine durchgängige Materialschädigung zu erzeugen. Im Gegensatz zu

den Versuchen mit Gauss-Profil wächst das Strahlprofil jedoch nicht zur Einstrahlebene hin, sondern gleichmäßig an.

5.2.3 Dynamische Bearbeitung unter Translation

Die statischen Untersuchungen liefern erste Erkenntnisse über die Entstehung einer gleichmäßigen Bearbeitung (und Schädigung) mittels Bessel-ähnlicher Strahlprofile. Im Folgenden soll daher der Einfluss bei dynamisch bewegter Glasprobe untersucht werden, um somit das Grundverständnis weiter zu vertiefen. Gemäß [Abb. 5.3](#) wurde die Pulsenergie zu $E_{\text{ges}} = 240 \mu\text{J}$ gewählt und auf 8 Pulse im Pulszug verteilt, so dass eine permanente Schädigung des Substrats sichergestellt war. Die Pulsdauer betrug $\tau_{\text{Puls}} = 7 \text{ ps}$, der Beobachtungszeitpunkt $\Delta t = 5 \text{ ns}$ nach dem letzten Puls. Bearbeitungs-, Beobachtungslaser und Hochgeschwindigkeitskamera wurden synchronisiert bei $f_{\text{Rep}} = 50 \text{ kHz}$ betrieben. Durch die Versetzungsgeschwindigkeit der Glasprobe von $v_{\text{Glas}} = 75 \text{ mm/s}$ ergibt dies einen räumlichen Abstand von $1.5 \mu\text{m}$ zwischen zwei Pulszügen.

Die Messung nach Pulszug #1 in [Abb. 5.5 \(a\)](#) zeigt ein durchgängiges Extinktionsprofil über den gesamten Beobachtungsbereich von $400 \mu\text{m}$ Länge. Hierbei handelt es sich jedoch nicht um eine homogene Verteilung. Entlang der z -Achse treten in lateraler Richtung Bereiche mit erhöhter optischer Tiefe hervor, die auf Plasmaausbrüche hinweisen. Aufgrund der rotationssymmetrischen Intensitätsverteilung der Bessel-ähnlichen Strahlprofile und der isotropen Struktur der Glasprobe kann von einer zufälligen Orientierung dieser Extinktionsbereiche ausgegangen werden. Angesichts dieser initialen Beeinflussung – und auch permanenten Schädigung – durch mindestens einen Pulszug ist die Isotropie für die nachfolgenden Pulse aufgrund des räumlichen Überlapps der Absorptionszonen gebrochen. Deutlich sichtbar ist dieser Unterschied bei der Messung nach Pulszug #20. Zu diesem Zeitpunkt liegt der Absorptionsbereich des ersten Pulszugs bereits um $\Delta x = 30 \mu\text{m}$ nach rechts verschoben und zeigt entlang der ehemaligen Absorptionszone einzelne Bereiche mit optischer Tiefe $\tau(60 \mu\text{m}, z) > 0.5$. Hierbei handelt es sich um Extinktion an permanenten Schädigungen, da sämtliche Relaxationsprozesse bereits stattgefunden haben. Bei der Beobachtung mit der HSC können die Hintergrundbilder nicht zwischen zwei Bearbeitungspulsen aufgenommen werden. Dies würde den dynamischen Messbereich auf dem Kamerachip weiter einschränken. Die Hintergrundbilder für die Korrektur werden daher vor der gesamten Bearbeitung aufgenommen, weshalb die permanente Schädigung in [Abb. 5.5 \(a\)](#) im Vergleich zu den bisher gezeigten Messungen kräftiger hervortritt, den direkten

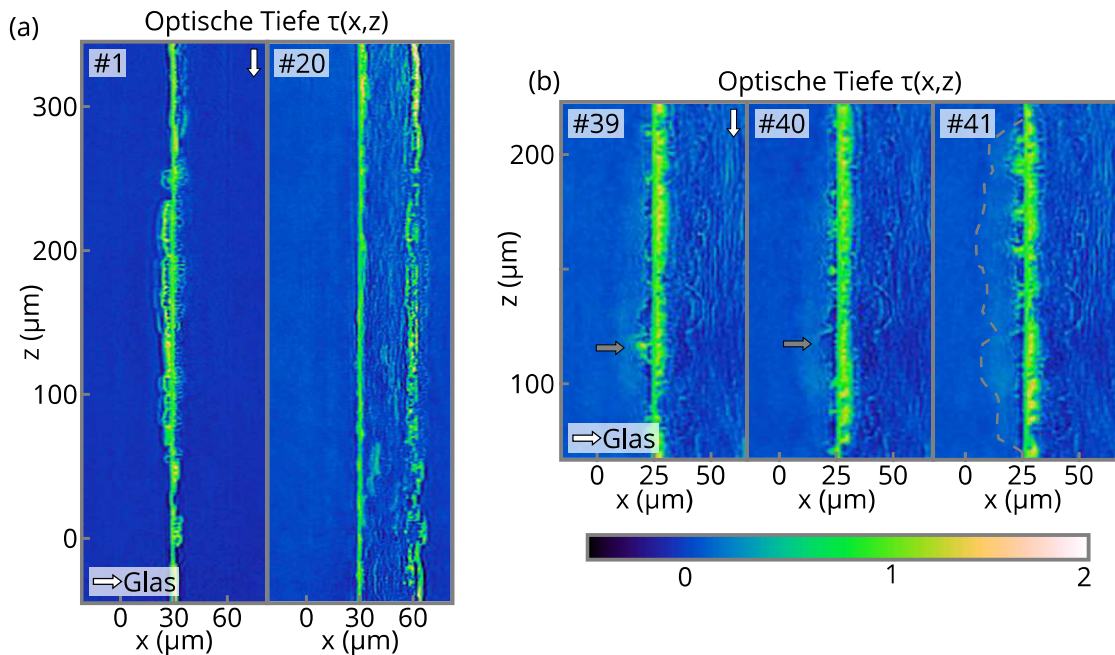


Abbildung 5.5: Pump-Probe-Messung der optischen Tiefe zum Zeitpunkt $\Delta t = 5 \text{ ns}$ nach dem letzten von 8 Pulsen im Pulszug mit der Hochgeschwindigkeitskamera. Die Schädigung durch den ersten Pulszug mit Gesamtenergie $E_{\text{ges}} = 240 \mu\text{J}$ bei 7 ps Pulsdauer ist auch nach Pulszug #20 (a) noch zu sehen. Der Messbereich der Pulszüge #39-#41 (b) ist vergrößert dargestellt. Die grauen Pfeile weisen auf durch Plasmaausbrüche verursachte Schädigungsbereiche. Die Hilfslinie bei Pulszug #40 umrandet einen transienten Riss.

Vergleich innerhalb der Messreihe jedoch nicht beeinträchtigt. Die relaxierten Bereiche zwischen Startpunkt und transientem Absorptionsprofil zeichnen sich durch Werte der optischen Tiefe im Bereich $\tau(30 \mu\text{m} \dots 60 \mu\text{m}, z) = 0.2 \dots 0.5$ aus und sind vereinzelt durch in z -Richtung ausgedehnte Ausbuchtungen mit erhöhter Extinktion durchzogen. Das unterschiedliche Verhalten zwischen ersten Laserpulsen und kontinuierlichem Prozess wird in der Literatur als Einstechverhalten bezeichnet. Obwohl dieses Verhalten für laserbasierte Trennprozesse von Metallen bekannt ist [125, 126], wurde es in dieser Form für die UKP-Bearbeitung von Glas bisher nicht gezeigt.

Während der weiteren Modifikation sind primär die in Abb. 5.5 (b) exemplarisch dargestellten Wechselwirkungsbereiche vorhanden. In dem vergrößerten Ausschnitt nach Pulszug #39 tritt erhöhte Extinktion vorwiegend auf der rechten Seite der Absorptionszone und somit im bereits modifizierten Material auf. Durch die permanente Schädigung in diesem Bereich wird die Absorption begünstigt [127]. Vereinzelt sind jedoch auch Plasmaausbrüche erkennbar, die sich vorauslaufend der Absorptionszone ausbilden. Die Kontur dieser Ausbrüche bleibt als permanente Schädigung auch bei der Messung zu Pulszug #40 bestehen [vgl. graue Pfeile in Abb. 5.5 (b)]. Darüberhinaus

sind die vorauslaufenden Ausbrüche bei den Messungen zu Pulszug #40 und #41 von einer kleinen Zone mit optischer Tiefe von $\tau \approx 1.5$ umgeben (Hilfslinie bei Puls #41). Diese Zonen treten auch im weiteren Verlauf der Messreihe in unregelmäßigen Abständen, jedoch immer vorauslaufend zur Absorptionszone auf. Hierbei könnte es sich um einen transienten Riss handeln, der bei dem explosionsartigen Ausbruch der Plasmakanäle entsteht und die atomaren Bindungen des Materials schwächt [128]. Die raum-zeitliche Mikroskopie unter Vorschub verdeutlicht, dass der Modifikationsprozess nicht ausschließlich anhand der permanenten Schädigungen qualifizierbar ist. Für einen erfolgreichen Separationsprozess sind daher sowohl transient als auch permanent sichtbare Schädigungen essentiell.

5.3 Applikationsbeispiele

Die bisherigen Kapitel bieten ein profundes Verständnis der grundlegenden Mechanismen, die an der Bearbeitung von Glas und weiteren transparenten Materialien beteiligt sind. Sie bilden die Basis für das erfolgreiche Vereinzeln nach Einschreiben der Modifikationen, die in diesem Unterkapitel thematisiert werden. Die Beispiele umfassen Gorilla[®] Glas von Corning, Borofloat[®] Glas von Schott und Kalk-Natron Glas in verschiedenen Glasdicken [24, 25]. Durch diese Gläser kann bereits die Vielzahl der aktuellen Anwendungsbeispiele aus der Automobil- oder Medizinbranche abgebildet werden. Der größte Absatzmarkt ist momentan jedoch die Unterhaltungselektronik, wozu Smartphones, Tablets und weitere *smart gadgets* zählen. Diese Endgeräte profitieren mehrfach von UKP-basierten Bearbeitungsprozessen:

So können beispielsweise die Substrate für den anschließenden Herstellungsprozess der Halbleiterschichten zugeschnitten werden. Doch auch beschichtete Substrate können nachträglich modifiziert und separiert werden, ohne die Schichten zu zerstören. Weiterhin können feine Konturen entlang der präzisen Modifikation herausgelöst werden, deren Platz für Sensorik oder weitere Schnittstellen genutzt wird. Zusätzlich lassen sich gehärtete Display-Schutzgläser trennen, die mit herkömmlichen Trennverfahren nicht kontrolliert trennbar sind. Beim chemischen Härten entsteht eine Druckspannungszone an der Glasoberfläche, die durch den Austausch von kleineren Atomen (z.B. Natrium) mit größeren Atomen (z.B. Kalium) entsteht. Dieser Druckbereich verringert das Entstehen von Mikrorissen oder Kratzern auf der Glasoberfläche. Kommt es jedoch zur starken Schädigung, wie beispielsweise beim Trennprozess mit

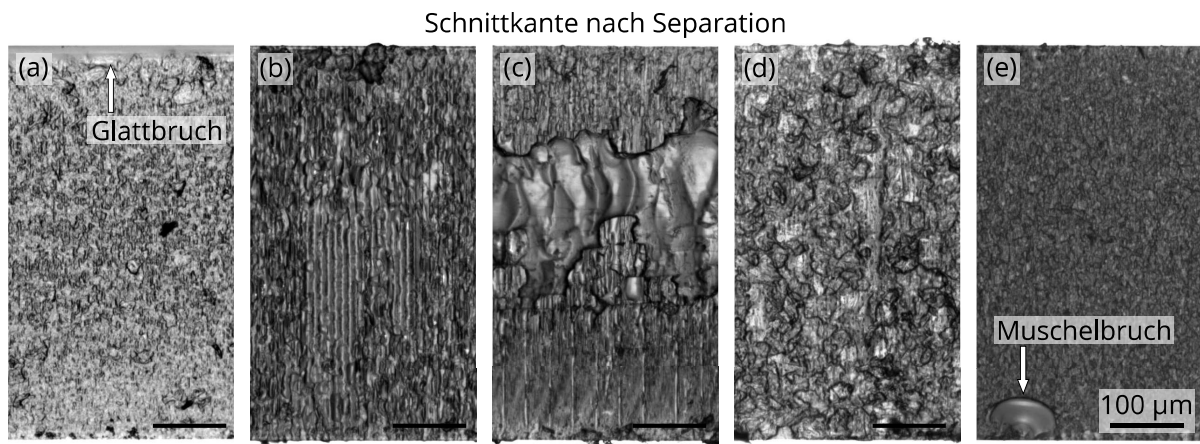


Abbildung 5.6: Die Auflichtmikroskop-Aufnahmen der Schnittkante nach dem Vereinzeln enthalten die typischen Fehler, die zu einer schlechten Kantenqualität führen. Die Auswirkungen von falscher Strahlage (a), Pulsabstand (b)+(c) sowie der Pulsenergieeinstellungen (d)+(e) beeinflussen das Bruchverhalten maßgeblich.

klassischen Trennverfahren, entlädt sich diese Druckspannung schlagartig und das Glas zerspringt in viele Bruchstücke.

Die notwendige Substratdicke für die genannten Anwendungen liegt im Bereich von etwa 0.1 mm bis 2 mm, doch auch dickere Gläser können als Schutz- oder Architekturglas mit UKP-Lasern modifiziert und geschnitten werden. Aktuelle Forschungsergebnisse profitieren dabei von UKP-Lasersystemen mit mittlerer Leistung im Kilowatt-Bereich, die Pulsenergien von mehreren Millijoule ermöglichen. So gelang es bereits Modifikationen von 10.8 mm Länge in Quarzglas und 12 mm in Borosilikatglas einzuschreiben [45, 46]. Derzeitige Trennrekorde liegen knapp unter dieser Modifikationslänge. Publierte Trennergebnisse wurden bei Pulsenergien im Bereich $E_{\text{Puls}} \approx 2.5 \text{ mJ}$ modifiziert und anschließend über die gesamte Länge von 8 mm und 10 mm vereinzelt [46, 47]. Die Prozessgeschwindigkeit der zitierten Beispiele ist mit $v = 5 \text{ mm/s}$ bzw. $v = 80 \text{ mm/s}$ noch vergleichsweise langsam. Zusätzlich variiert die Qualität der Schnittkante entlang der Glasdicke und zeigt mitunter eine Oberflächenrauheit von $S_a = 7 \mu\text{m}$. Der Richtwert für eine *gute* Qualität liegt hingegen bei $S_a = 1 \mu\text{m}$ und homogener Verteilung. Aufgrund der Vielzahl an Einflussmöglichkeiten auf den Modifikationsprozess, ergeben sich unterschiedliche Auswirkungen und Fehler auf die Schnittfläche. Einige dieser Fehler sind im Folgenden für Separation von 550 μm Gorillaglas dargestellt. [Abbildung 5.6 \(a\)](#) zeigt einen Glattbruch nahe der Oberfläche, der entweder durch eine falsche Strahlage im Glas oder ein zu kurzes Strahlprofil (vgl. [Kapitel 3.3](#)) entstehen kann. Der räumliche Pulsabstand hingegen beeinflusst sowohl die thermische Wechselwirkung bei Überlapp aufeinanderfolgender Pulse als auch die

transiente und permanente Rissbildung. Durch zu geringen bzw. zu großen räumlichen Pulsabstand, können die in [Abb. 5.6 \(b\)+\(c\)](#) dargestellten Ausbrüche entstehen. Anhand der Pulsenergie kann ebenfalls die Profillänge auf die Substratdicke eingestellt werden, wodurch beispielsweise die in [Abb. 5.6 \(a\)](#) gezeigten Glattbrüche vermeidbar sind. In [Abbildung 5.3](#) wurde bereits gezeigt, dass eine gesteigerte Pulsenergie ebenfalls eine permanente Schädigung begünstigt. Ist die Pulsenergie deutlich höher, als für die Schädigung notwendig ist, steigt im Allgemeinen die Oberflächenrauheit weiter an. Der Vergleich der Pulsenergien $E_{\text{high}} = 30 \mu\text{J}$ und $E_{\text{low}} = 10 \mu\text{J}$ ist in [Abb. 5.6 \(d\)+\(e\)](#) dargestellt. Letztere zeigt eine weitestgehend homogene Trennfläche mit der geforderten Oberflächenrauheit. Einzig der Muschelbruch an der Rückseite verhindert ein optimales Ergebnis.

Neben der Qualität der Schnittkante ist das optimale Separieren der Glasprobe ohne Fehlteile ebenfalls ein entscheidendes Kriterium. Hierzu wird die notwendige Kraft bestimmt, die zum erfolgreichen Trennen entlang der Modifikationskontur führt. Daraus lässt sich weiter die maximale Biegespannung der Glasprobe ableiten, oberhalb derer das geschädigte Material bricht. Für eine gute Trennbarkeit der Probe ist daher eine geringe Kraft bzw. Biegespannung das Bestreben. Ein aussagekräftiger Literaturvergleich zum Bruchverhalten bei Skalierung der Glasdicke gestaltet sich wegen der großen Vielfalt an Variationen (z.B. Glassorte, Strahlprofilerzeugung, Laserparameter) als nicht zielführend. Um dennoch einen direkten Vergleich über die Skalierungsmöglichkeit der Trennprozesse zu erhalten, beschränken sich die folgenden Experimente auf Borofloat[®] Glas (Schott) mit unterschiedlicher Glasdicke bei Modifikation mit identischen Prozessparametern.

Die Messung der Biegespannung erfolgte mit einem 4-Punkt-Biegetester (Instron 5944), wodurch eine maximale anwendbare Kraft von $F_{\text{max}} = 1 \text{ kN}$ zur Verfügung stand. Der Abstand der äußeren Auflageflächen beträgt $L = 2d_1 + d_2 = 2 \cdot 10 \text{ mm} + 20 \text{ mm} = 40 \text{ mm}$ und ist in [Abb. 5.7 \(a\)](#) schematisch dargestellt. Um die Bestimmung der Biegespannung nach dem Standard-Prüfverfahren ASTM C158 durchführen zu können [129], wurden die Glasproben mit Dicke d zunächst auf eine einheitliche Größe von $(60 \times 25 \times d) \text{ mm}$ zugeschnitten. Gemäß der Norm lässt sich die Biegespannung durch

$$M_{\text{Bruch}} = \frac{3FL}{4bd^2} \quad (5.2)$$

bestimmen. Hierbei entspricht F der Trennkraft und $b = 25 \text{ mm}$ der Probenbreite. Pro Glasdicke werden jeweils 4 Glasproben modifiziert und getrennt.

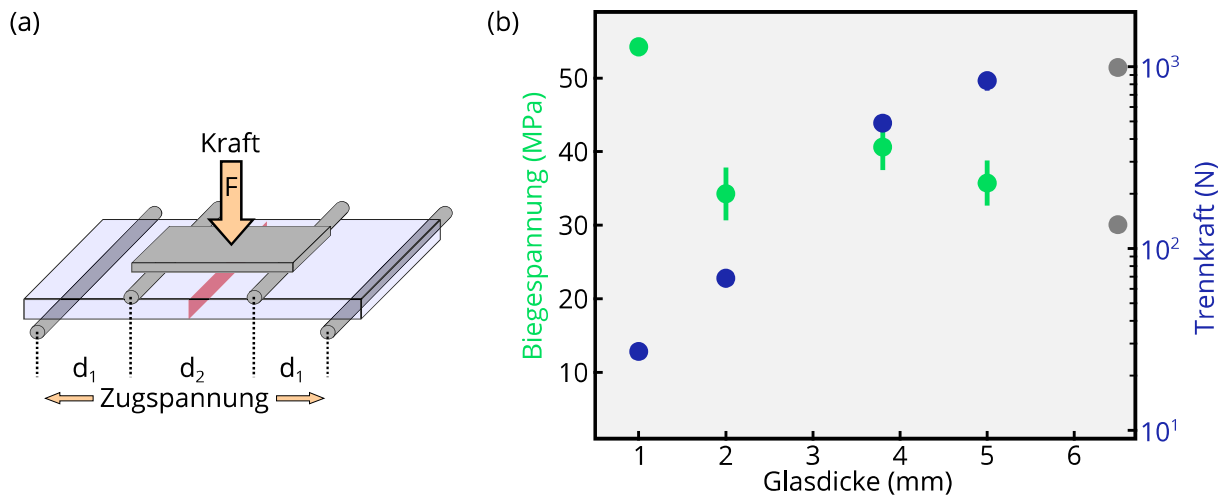


Abbildung 5.7: Skizze des 4-Punkt-Biegetesters (a) mit Wirkungsrichtung der Kraft und Zugspannung. (b) zeigt die Trennergebnisse für 1 mm bis 6.5 mm Glasdicke. Eingezeichnet ist sowohl die Biegespannung als auch die aufzubringende Trennkraft in Abhängigkeit zu der jeweiligen Glasdicke.

Die Länge des Strahlprofils wurde passend zur maximalen Glasprobendicke zu 12 mm eingestellt. Dabei wurde das Intensitätsmaximum in die Mitte der Glasprobe gelegt, damit für alle Glasdicken dieselben Ausgangsbedingungen vorlagen. Die Bearbeitung erfolgte durch das modifizierte TruMicro 5000 System. Die Gesamtenergie ($E_{\text{ges}} = 1.5 \text{ mJ}$) wurde so gewählt, dass auch bei der maximalen Glasdicke eine durchgängige Modifikation erzeugt werden konnte. Die Aufteilung in *burst* erfolgte gleichmäßig auf vier Bearbeitungspulse (maximale Anzahl bei dem TruMicro 5000) mit einer Pulsdauer von $\tau_{\text{Puls}} = 3 \text{ ps}$, um eine maximale permanente Schädigung zu begünstigen. Der räumliche Pulsabstand (engl. *pitch*) betrug $3 \mu\text{m}$ bei einer Vorschubgeschwindigkeit von $v_{\text{Glas}} = 130 \text{ mm/s}$.

Die gemittelten Bruchergebnisse sind in [Abb. 5.7 \(b\)](#) dargestellt. Mit steigender Glasdicke ist zunehmend eine erhöhte Kraft für die Separation erforderlich. Die Trennkraft von $F_{\text{max}} = 1000 \text{ N}$ limitiert die Messreihe auf eine maximale trennbare Glasdicke von 6.5 mm. Das letzte Ergebnis ist ausgegraut dargestellt, da die Messung am äußersten Rand des gültigen Messbereichs liegt und keine Abweichungen zu höheren Kräften messbar sind. Die ermittelte Biegespannung verhält sich über den betrachteten Messbereich im Rahmen der Messgenauigkeit annähernd gleich. Ausreißer sind die Biegespannungen der 1 mm starken Glassubstrate. Sie liegen mit $M \approx 53 \text{ MPa}$ deutlich über dem Erwartungsbereich von 30 MPa bis 40 MPa. Ein möglicher Grund für diese Abweichung liegt in der erhöhten Flexibilität bei geringerer Substratdicke, die zunächst einen Teil der aufgetragenen Zugspannung kompensieren

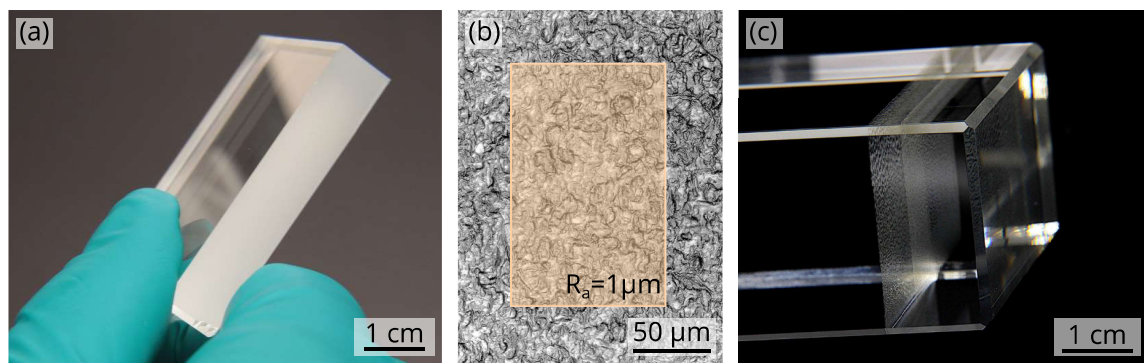


Abbildung 5.8: Kameraaufnahme (a) der Kalk-Natron-Glasprobe mit Dicke von 12 mm. Die Trennfläche (b) wurde mit einem Laserrastermikroskop vermessen und weist ohne weitere Nachbearbeitung nach dem Bruch eine Oberflächenrauheit $R_a = 1 \mu\text{m}$ auf. Durch die Verwendung eines Multipass-Verstärker-Lasersystems konnte die prozessierbare Glasdicke auf bis zu $d_{\text{max}} = 30 \text{ mm}$ erhöht werden.

kann. Ungeachtet dessen kann die Biegespannung durch die UKP-Modifikation deutlich unter den Wert des unbearbeiteten Materials, typische Gläser liegen im Bereich von $M_{\text{Glas}} \approx (85 - 150) \text{ MPa}$, gesenkt werden [130, 131].

Obwohl der 4-Punkt-Biegetester die mögliche Separationsdicke auf 6.5 mm limitiert, konnten auch dickere Gläser mit den oben genannten Laserparametern modifiziert und anschließend mithilfe einer Schnitlaufzange manuell getrennt werden. Im Rahmen dieser Arbeit gelang somit erstmalig die UKP-basierte Modifikation und anschließende Separation von 12 mm Kalk-Natron-Glas. Die unbearbeitete Glaskante sowie eine Oberflächenmessung der Trennfläche mittels Laserrastermikroskop (engl. *laser scanning microscope*, LSM) sind in Abb. 5.8 (a)+(b) dargestellt. Die LSM-Messung ergibt eine mittlere Oberflächenrauheit von $R_a = 1 \mu\text{m}$ und eine mittlere Rautiefe $R_z = 11 \mu\text{m}$ ohne weitere Nachbearbeitung der Glaskante.

Weiterhin wurde die Skalierbarkeit der Modifikation in Bezug auf die umsetzbare Prozessgeschwindigkeit untersucht. Hierzu wurde ein Scheibenlaser-Verstärker-System mit mehreren Durchgängen durch das Verstärkermaterial (kurz Multipass-System) eingesetzt. * Als Seed-Laser für das Multipass-System dient der in Kapitel 3.1 vorgestellte Laser der TRUMPF TruMicro 2000 Serie. Die 1 ps Pulse des IR-Lasers bei Wellenlänge von $\lambda = 1030 \text{ nm}$ werden bei fester Repetitionsrate von $f_{\text{Rep}} = 400 \text{ kHz}$ mit einer mittleren Leistung 20 W ausgelöst. Anschließend erfolgt durch 36-fache

* In Kooperation mit der Arbeitsgruppe *R&D Disk Laser Amplifier* unter der Leitung von Dr. Dominik Bauer bei der TRUMPF Laser GmbH in Schramberg.

Reflektion an einer gepumpten Multipass-Verstärker-Scheibe die Erhöhung der mittleren Leistung auf maximal $P_{\max} = 500 \text{ W}$ [132]. Zur Modifikation der Glasprobe mit 3.8 mm Dicke (Schott Borofloat[®]) wurde eine reduzierte mittlere Leistung von $P = 300 \text{ W}$ bei $f_{\text{Rep}} = 300 \text{ kHz}$ verwendet. Die Gesamtenergie von $E_{\text{ges}} = 1 \text{ mJ}$ war dabei auf 4 Pulse im Burst (20 ns zeitliche Verzögerung) aufgeteilt. Mithilfe einer linearmotorisierten Antriebsachse (Aerotech LMA 200 mm) konnten die Glasproben mit Vorschubgeschwindigkeiten von $v_{\text{Glas}} = 1200 \text{ mm/s}$ modifiziert und anschließend vereinzelt werden. Die Geschwindigkeit liegt somit eine Größenordnung über den publizierten Ergebnissen [27, 45, 115, 133]. Prinzipiell kann die Repetitionsrate des Lasers noch weiter erhöht und dadurch die Vorschubgeschwindigkeit weiter gesteigert werden. Dies konnte allerdings an dem Laboraufbau aufgrund der Geschwindigkeitslimitierung der Linearachse nicht überprüft werden. Die mit dem LSM bestimmte Oberflächenrauheit beträgt $R_a = 2.3 \mu\text{m}$ und liegt damit knapp über der Zielvorgabe. Durch weitere Optimierung des Trennprozesses, durch beispielsweise variable Pulsabstände, ist jedoch auch eine weitere Verbesserung der Oberflächenrauheit zu erwarten. Zusätzlich bietet das Lasersystem die Möglichkeit die Ausgangsleistung durch eine zweite Multipass-Scheibe auf bis zu 1 kW zu steigern. Dies kann für die UKP-Bearbeitung zu einer Pulszugenergie von $E_{\text{Zug}} = 30 \text{ mJ}$ konvertiert werden, bei der jeder Einzelpuls somit 7.5 mJ trägt. Um diese Pulsenergie umsetzen zu können, muss das Verkleinerungsteleskop für die Bearbeitung durch die Verwendung eines Mikroskopobjektivs mit $f = 40 \text{ mm}$ reduziert werden, wodurch sich die Gesamtprofilänge erhöht. [Abbildung 5.8 \(c\)](#) zeigt die Modifikation von 30 mm Borosilikatglas mit nur einer Einzelüberfahrt bei $v_{\text{Glas}} = 100 \text{ mm/s}$ Prozessgeschwindigkeit.

Obgleich die Modifikation noch nicht zur Separation genutzt werden kann, demonstriert dieses Beispiel die generelle Machbarkeit der UKP-Modifikation von Gläsern mit Substratdicken im Zentimeterbereich. Durch weitere Steigerung der Lasersystemleistung und Verbesserung der Bearbeitungsoptiken kann eine Weiterentwicklung in Bezug auf Dicke, Prozessgeschwindigkeit und Qualität der Schnittfläche weiter voranschreiten.

5.4 Fazit

In diesem Kapitel wurden Bessel-ähnliche Strahlprofile eingesetzt und deren Eignung zur Glasbearbeitung eruiert. Dabei wurde zunächst die grundlegende Wechselwirkung der langgezogenen Strahlprofile mit dem Glas untersucht. Ähnlich zu den vorausge-

gangenen Versuchen mittels Gauss-Profil, konnte durch Variation der Pulsintensität über die Pulsdauer und Pulsenergie die Gesamtlänge des Profils beeinflusst werden. Durch die Beobachtung der Wechselwirkung unter Akkumulation konnte allerdings nachgewiesen werden, dass die thermisch-induzierte Spannungsentwicklung bei den Bessel-ähnlichen Strahlprofilen homogen und radial entlang des Modifikationsprofils anwächst. Eine richtungsabhängige Rissbildung wie bei den Gauss-Profilen trat daher nicht auf.

Im Hinblick auf einen erfolgreichen Trennprozess ist das Einschreiben einer durchgängigen permanenten Schädigung des Glassubstrates entlang der gesamten Glasdicke jedoch essentiell. Um Einblick in den Zusammenhang zwischen dem *in situ* Extinktionsprofil und der permanenten *ex situ* Schädigung zu gewinnen, wurde daher eine umfassende Messreihe mit Variation der Pulsdauer, Gesamtenergie und zeitlicher Strahlformung durchgeführt. Hierbei zeigte sich, dass das Aufteilen der Gesamtenergie auf 4 (und mehr) Pulse im Pulszug eine permanente Schädigung entlang der gesamten Wechselwirkungszone begünstigt. Darauf aufbauend wurde die Glasprobe unter dynamischen Versatz beobachtet. Erstmals konnten somit einzelne Plasmaausbrüche entlang des homogenen Strahlprofils nachgewiesen werden, an deren Stelle eine permanente Schädigung des Materials auftrat. Weiter wurden transiente Risse bei der Bearbeitung beobachtet, die mit bisherigen Messmethoden nicht nachgewiesen werden konnten.

Im Anschluss wurden die Bessel-ähnlichen Strahlprofile in Anwendungsversuchen zur Modifikation und folgender Separation eingesetzt. Mit einem 4-Punkt-Biegetester wurde nachgewiesen, dass mit zunehmender Glasdicke (bis 6.5 mm) ebenfalls eine höhere Trennkraft notwendig ist. Die maximale Glasdicke, die erfolgreich modifiziert und getrennt werden konnte, betrug 12 mm und stellt den aktuellen Trennrekord dar. Erste Skalierungsversuche verdeutlichen jedoch, dass durch die fortschreitende Entwicklung der UKP-Lasersysteme sowohl weitere Glasdicken als auch höhere Prozessgeschwindigkeiten möglich sind. In dieser Arbeit gelang somit erstmals das erfolgreiche Trennen von 4 mm-Glasproben bei einer Vorschubgeschwindigkeit von bis zu 1200 mm/s sowie die durchgängige Modifikation einer 3 cm-Glasprobe.

6 Trennen von angestellten Schnittflächen

Im vorigen Kapitel wurde der Trennprozess anhand von geradlinigen, rechtwinkligen Schnittkanten diskutiert. Heutige Anwendungen, z.B. in der Displaytechnologie, erfordern jedoch das Ausschneiden von komplexen Konturen oder abgerundeten Schnittkanten [39, 134]. Dabei stellt das Herauslösen der Trennflächen bei senkrechter Modifikation ohne Schnittspalt eine Herausforderung dar: Ist die Krafteinwirkung nicht parallel zur Trennfläche kommt es zur Reibung und Verspannung der Trennflächen. Dies reduziert die Qualität der Trennfläche und führt im Extremfall zum unkontrollierten Brechen der Glasproben mit gesteigerter Fehlerrate. Durch die Verwendung von schrägen Trennflächen ist direkt eine bevorzugte Richtung für das Herauslösen vorgegeben, wodurch sich die Erfolgsquote deutlich erhöht.

Im folgenden Kapitel werden daher die Herausforderungen beim laserbasierten Modifizieren nicht-senkrechter Trennflächen eingehend untersucht. Hierbei werden verschiedene Aberrationen betrachtet, die bei der Bearbeitung auftreten. Dazu wird zunächst ein mehrstufiger Prozess mit Einzelspot-Profilen verwendet. Im Folgenden werden weitere Besonderheiten bei Verwendung von nichtbeugenden Strahlprofilen anhand von theoretischen Überlegungen und *Pump-Probe*-Messungen identifiziert und in einem neuen Verfahren korrigiert. Den Abschluss bilden Applikationsbeispiele zum Trennprozess.

6.1 Modifikation mittels Gaussprofil

Wie bereits in den vorausgehenden Kapiteln diskutiert, eignet sich das unveränderte, gaussförmige Strahlprofil für die eingehenden Grundlagenversuche. Der Trennwinkel lässt sich durch Aneinanderreihen mehrerer Überfahrten mit jeweiligem Versatz

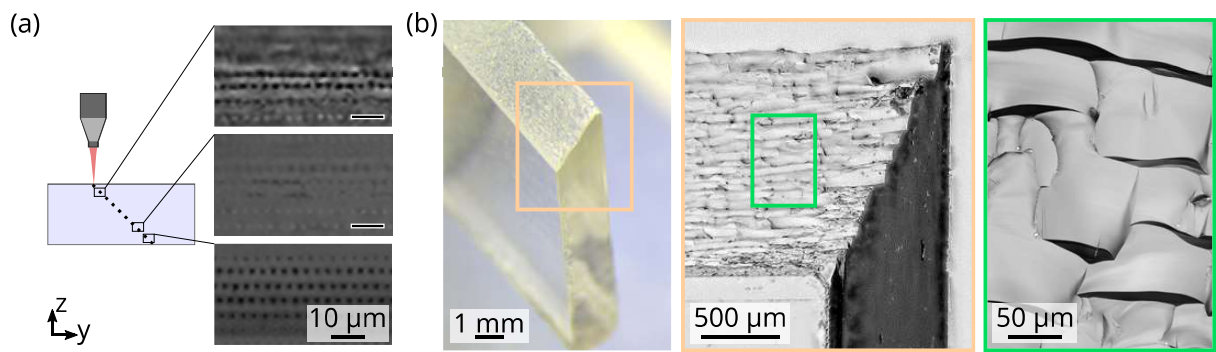


Abbildung 6.1: Skizze (a) des Messaufbaus zum reihenweise Einschreiben der Modifikationen mit zugehörigen Durchlichtmikroskopaufnahmen für verschiedene Bearbeitungsfoki. Visuelle und qualitative Aufnahme der Trennfläche mittels Spiegelreflexkamera, Rasterelektronenmikroskop und LSM.

in y - und z -Richtung frei wählen. Die Einschreiberichtung erfolgte dabei von der Rückseite hin zur Oberfläche, um eine Abschirmung der Laserstrahlung durch bereits eingebrachte Modifikationen zu vermeiden. Das Einschreiben erfolgte mit Doppelpulsen bei effektiver Wiederholrate von 10 kHz, räumlichem Pulsabstand von 2 μm und einer Pulsdauer von 7 ps, damit keine thermische Wechselwirkung zwischen aufeinanderfolgenden Pulsen entstand. Das verwendete Mikroskopobjektiv (Thorlabs) mit Brennweite $f = 10 \text{ mm}$ und $NA = 0.42$ ermöglichte die Bearbeitung über die gesamte Glasdicke. [Abbildung 6.1 \(a\)](#) zeigt Durchlichtmikroskop-Aufnahmen für verschiedene Bearbeitungspositionen, auf denen einzelne Modifikationslinien erkennbar sind.

Im oberflächennahen Bereich sind in regelmäßigen Abständen einzelne Fehlstellen zu erkennen. Entlang dieser Schädigungszone soll der Riss beim Separationsprozess geführt werden. Mit zunehmendem Abstand zur Eintrittsfläche ist das Profil des Bearbeitungslasers zunehmend durch sphärische Aberrationen verzerrt, wodurch sich die Wechselwirkungszone der einzelnen Pulse vergrößert [135, 136]. Hiermit geht bei gleichbleibender Pulsenergie eine Reduktion der Bearbeitungsintensität einher. Die mittlere Aufnahme in [Abb. 6.1 \(a\)](#) zeigt Modifikationslinien nahe der Rückseite. Durch die sphärischen Aberrationen reicht die Intensität nicht mehr aus, um Fehlstellen entlang der Trennlinie zu bilden, es verbleibt jedoch eine permanente Phasenänderung im Wechselwirkungsbereich [14, 137]. Demgegenüber kommt es nahe der Rückseite erneut zur Fehlstellenbildung, da die Intensitätsschwelle durch die Grenzfläche herabgesetzt ist.

Um dennoch einen erfolgreichen Modifikationsprozess zu ermöglichen, kann entweder ein Mikroskopobjektiv mit Aberrationskorrektur eingesetzt werden, oder die

Pulsenergie an die jeweilige Substratposition angepasst werden. Eine durch Aberrationskorrektur des Mikroskopobjektivs erzeugte Schnittkante ist in [Abb. 6.1 \(b\)](#) für 1.8 mm Corning® Gorilla® Glas dargestellt. Obwohl die Separation entlang der angelegten Modifikationslinie durchgeführt werden kann, zeigt die nähere Betrachtung keine kontinuierliche Trennfläche. Sprünge sowie abgeplatzte Bereiche treten hierbei auf, was die mittels *Laser-Scanning-Mikroskop* (LSM) bestimmte Oberflächenrauheit von $R_a = 2.2 \mu\text{m}$ mit gemittelter Rautiefe im Bereich von $R_z \approx 19.5 \mu\text{m}$ erklärt, vgl. [Abb. 6.1 \(b\)](#).

Zusammenfassend folgt die Rissführung beim Separationsprozess durch mechanische Krafteinwirkung auch bei schiefen Trennbereichen den eingeschriebenen Modifikationen. Dennoch dauert der beschriebene Prozess durch die vielschichtige Bearbeitung mehrere Minuten und liefert noch nicht die gewünschte Kantenqualität. Analoge Fragestellungen wurden bereits in [Kapitel 5](#) diskutiert und durch die Verwendung von Bessel-ähnlichen Strahlprofilen gelöst. Im Folgenden soll die Eignung dieses Ansatzes für angestellte Trennflächen untersucht werden.

6.2 Modifikation mittels Bessel-ähnlicher Profile

Zur Abbildung der Laser-Material-Wechselwirkung wurde erneut das *Pump-Probe*-Messsystem verwendet, vgl. [Abb. 5.1](#). Die Strahlformung erfolgte mittels SLM und $4f$ -Aufbau. [Abbildung 6.2](#) zeigt Messungen der optischen Tiefe $\tau(x, z)$ für eine Verkipfung der Glasoberfläche um vier verschiedene Winkel zwischen $\theta = 0^\circ$ und 30° . Die zeitliche Verzögerung des Beobachtungspulses beträgt 100 ps. Zu diesem Zeitpunkt ist die Ladungsträgergeneration bereits vollständig abgeschlossen und erste Relaxationsmechanismen wirken, vgl. [Kapitel 2.3](#) und [12]. Die Bearbeitung erfolgte durch Einzelpulse mit einer Pulsenergie von $40 \mu\text{J}$ und einer Pulsdauer von 1 ps, um eine ausgeprägte Modifikationslänge bei gleichzeitig schädigungsarmer Bearbeitung zu erhalten (vgl. [Abb. 5.3](#)). Der Winkel θ beschreibt die zusätzliche Verkipfung der Glasoberfläche zur Richtung des einfallenden Strahls. Im verwendeten Gorilla® Glas mit Brechungsindex $n \approx 1.5$ verringert sich nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz der Winkel zu $\theta' \approx \theta/n$ [24, 67].

Die maximale Strahllänge in [Abb. 6.2](#) von $l_{\text{max}} > 1 \text{ mm}$ und optische Tiefe von $\tau_{\text{max}} = 1.2$ ergibt sich für den ungestörten einfallenden Strahl mit $\theta = 0^\circ$. Bereits eine Verkipfung um 10° führt zur Verkürzung der Modifikationslänge auf ca. $700 \mu\text{m}$. Die gemessene optische Tiefe zeigt weiterhin Werte im Bereich $\tau \approx 1$, wodurch

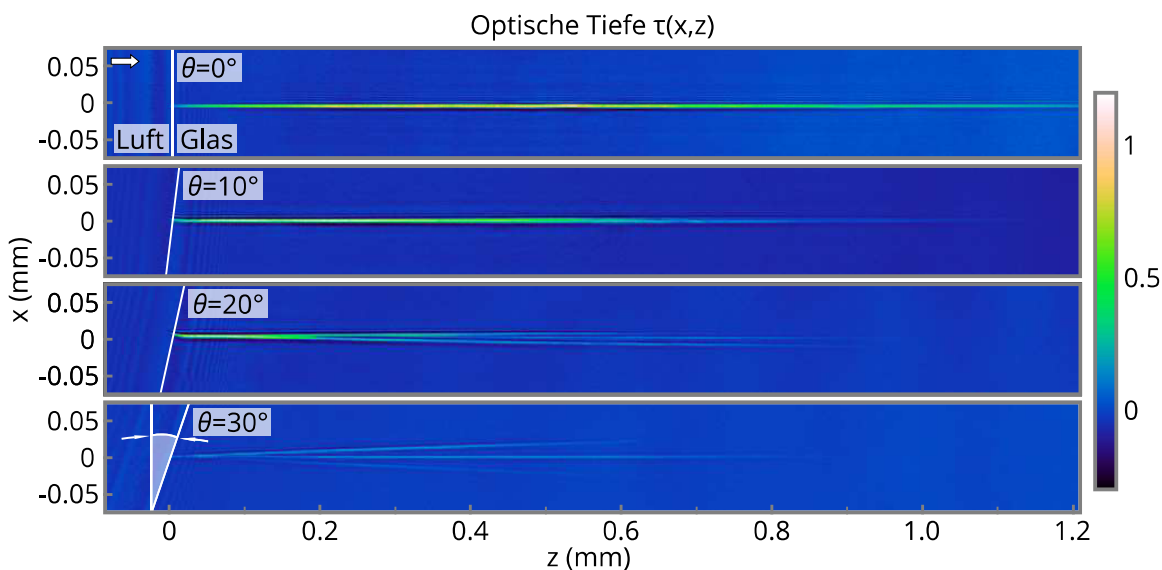


Abbildung 6.2: Gezeigt ist die Messung der optischen Tiefe für verschiedene Anstellwinkel θ in Luft. Mit zunehmender Verkippung verkürzt sich das Strahlprofil und die messbare Extinktion nimmt ab.

eine Bearbeitung dünner Gläser möglich bleibt [138]. Eine weitere Verkippung der Glasoberfläche führt zur stärkeren Verkürzung und weiteren Abschwächung des Wechselwirkungsprofils, sodass ausschließlich Nahe der Grenzfläche Werte von $\tau > 0.5$ erreicht werden. Zusätzlich zeigen die Profile bei $\theta = 20^\circ$ und 30° mit zunehmender Tiefe im Material ein laterales Aufspalten in mehrere Teilstrahlen. Ein gezielter Modifikationsprozess über die gesamte Länge ist daher nicht möglich.

6.2.1 Aberrationskorrektur

Durch Verkippung der Glasoberfläche wird die bis dahin radialsymmetrische Erzeugung des Bessel-ähnlichen Strahlprofils gemäß dem Snelliusschen Brechungsgesetz gebrochen, siehe Abb. 6.3 (a). Die räumlich unterschiedlichen Brechwinkel vom Übergang Luft in das optisch dichtere, angestellte Glas sowie die unterschiedlichen optischen Weglängen ergeben durch die veränderten Bedingungen ein neues typisches Interferenzmuster. Die zugehörige optische Tiefe im Material ist in Abb. 6.2 dargestellt.

Um weitere Eigenschaften der Beschaffenheit des optischen Feldes hinter der Interferenzebene zu erhalten, wurde die Simulationssoftware VirtualLab Fusion verwendet [139]. Dazu wurden die Felddetektoren, wie in Abb. 6.3(a) dargestellt, senkrecht zum Brechungswinkel im Glas platziert. Mit sowohl Kenntnis über das ideale, ungestörte elektrische Feld $E_{id}(x,y) = A_{id}(x,y) \exp [i\phi_{id}(x,y)]$ als auch über das aberrierte

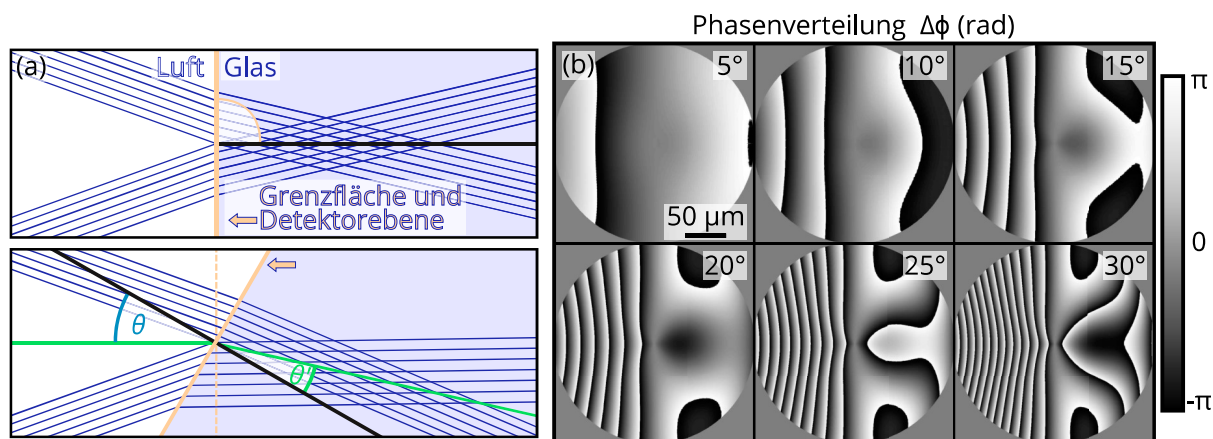


Abbildung 6.3: Die strahlenoptische Beschreibung (a) für Einfall unter $\theta = 0^\circ$ (30°) zeigt oben (unten) den nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz zu erwartenden Strahlengang. Die Phasenverteilung $\Delta\phi$ in (b) für 6 Winkel zwischen 5° und 30° verdeutlicht die zunehmenden Aberrationen.

elektrische Feld $E_{ab}(x, y) = A_{ab}(x, y) \exp [i\phi_{ab}(x, y)]$ lassen sich die Unterschiede zwischen den beiden Feldern herausarbeiten. Nach den Fresnelschen Formeln wird der Transmissionskoeffizient der Amplitude bei den betrachteten Winkeln nur geringfügig ($< 5\%$) durch die Brechung beeinflusst, weshalb sich die Nachfolgenden Betrachtungen mit $A_{id} \approx A_{ab}$ auf die Phasenkorrektur $\Delta\phi = \phi_{id} - \phi_{ab}$ reduzieren.

Abbildung 6.3 (b) zeigt in 5° -Schritten die Evolution der simulierten Phasenverteilungen $\Delta\phi = 0^\circ$ bis 30° . Mit zunehmendem Winkel θ treten Phasenaberrationen vermehrt auf. Durch die einachsige Verkippung der Glasoberfläche ist die Verteilung achsensymmetrisch. Genauere Kenntnis über die Verteilung der Aberrationen lässt sich durch Dekomposition in einen Satz von (orthogonalen) Zernikemoden $\{Z_m(x, y)\}$ der Ordnung m erlangen und ermöglicht die Darstellung der Phasenstörung

$$\Delta\phi = \arg \left[\exp \left(i\pi \sum_{m=1}^{m_{\max}} a_m Z_m \right) \right] \quad (6.1)$$

mit den Moden-Koeffizienten a_m [140, 141]. Die Zurordnung einiger Zernikemoden zu Aberrationen sowie eine Gewichtung der Moden-Koeffizienten für verschiedene Winkel θ ist in Abb. 6.4 gezeigt. Prinzipiell ist es möglich, durch Kenntniss von ausreichend vielen Moden m_{\max} die gestörte Phasenverteilung $\Delta\phi$ vollständig zu beschreiben. Für die dargestellten Moden mit $m_{\max} = 16$ liefern die Beiträge von Neigung ($m = 2$), Defokus ($m = 4$), Astigmatismus ($m = 6; 12$) und Koma ($m = 8; 16$) mit zunehmendem θ die stärksten Beiträge.

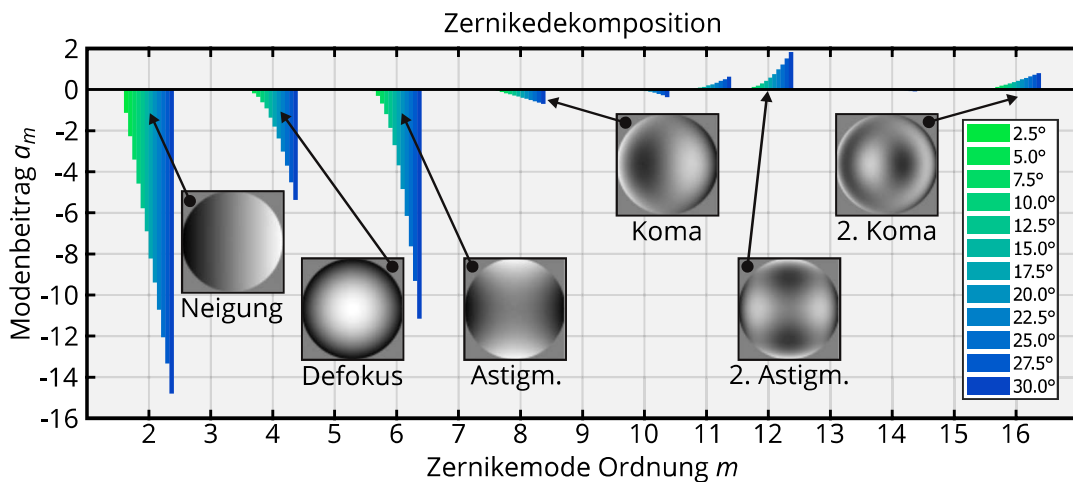


Abbildung 6.4: Die Zerlegung der gestörten Phasenverteilung in Zernikemoden (nach [140]) zeigt kontinuierlich wachsende Modenbeiträge für steigenden Verkippungswinkel θ .

6.2.2 Wechselwirkung angestellter Strahlprofile

Anhand der gewonnenen Informationen über das Störverhalten bei Verkippung der Oberfläche, können die Aberrationen bereits im Voraus kompensiert werden. Dabei werden die Phasenstörungen $\Delta\phi(x, y)$ zunächst invertiert. Anschließend kann durch Multiplexen der Phasenmaske für die Axikon-Erzeugung T_{ax} zusammen mit der invertierten Phasenverteilung der Aberrationen T_{ab} eine korrigierte Phasenmaske

$$T_{tot} = T_{ax}T_{ab} = \exp [i(\beta r - \Delta\phi)] \quad (6.2)$$

erzeugt werden. Unter Berücksichtigung des Verkleinerungsmaßstabes des $4f$ -Bearbeitungsaufbaus kann somit Strahlerzeugung und Korrektur direkt in einer Ebene (hier SLM-Ebene) erfolgen. Hier sei erwähnt, dass für jeden Winkel θ eine explizite Korrekturmaske notwendig ist. Liegt der Startpunkt des Strahlprofils außerhalb des Materials, können durch die Vorkompensation Aberrationen in Luft entstehen, die sich analog zu den unkorrigierten Aberrationen in Glas beschreiben lassen. Hierdurch können negative Auswirkungen bezüglich der Strahllänge und Intensität entstehen.

Die Phasenmasken zur Erzeugung eines idealen sowie korrigierten Bessel-ähnlichen Strahlprofils sind in [Abb. 6.5 \(a\)](#) dargestellt. Bereits hier zeigt sich die asymmetrische Korrekturverteilung für $\theta = 30^\circ$ (unten) im Vergleich zur Phasenmaske des unkorrigierten Bessel-ähnlichen Strahlprofils (oben). Darüber hinaus zeigt [Abb. 6.5 \(b\)](#) *Pump-Probe*-Messungen für einen idealen Bessel-ähnlichen Strahl bei senkrechtem Einfall (oben), bei um 30° verkippeter Glasprobe (mittig) und den korrigierten Bessel-ähnlichen Strahl bei ebenfalls $\theta = 30^\circ$ (unten). Die ersten beiden Messungen entstammen aus [Abb. 6.2](#), wurden jedoch zum unmittelbaren Vergleich mit dem korrigierten

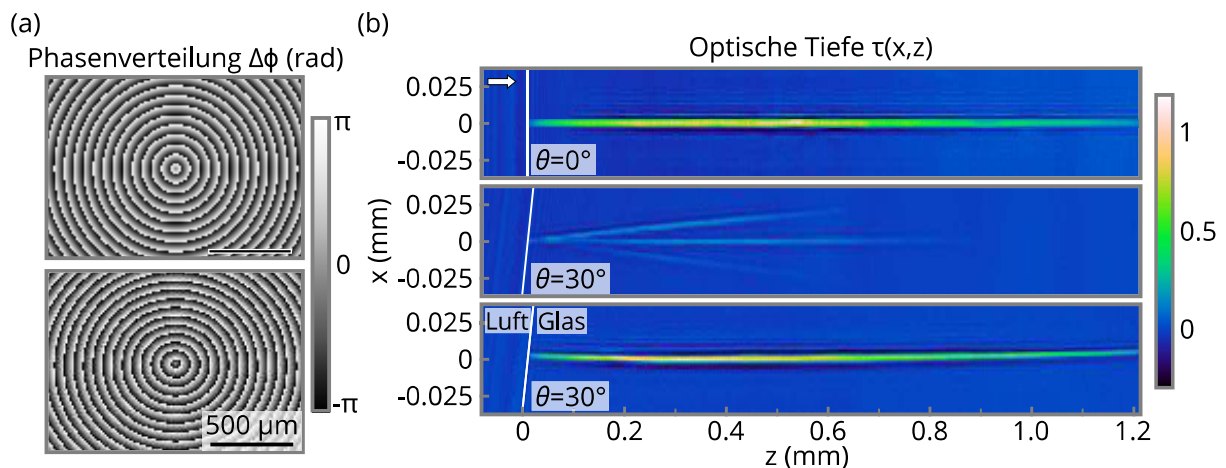


Abbildung 6.5: Die Phasenverteilungen $\Delta\phi$ in (a) entsprechen dem unkorrigierten Fall (oben) und der Verteilung zur Korrektur der Aberrationen (unten). Die optische Tiefe (b) der Fälle senkrechter Einfall, schiefer Einfall ohne und mit Korrektur (oben nach unten) zeigt die wiederhergestellte Intensitätsverteilung.

Strahlprofil erneut verwendet. Weiter ist das Aspektverhältnis von x - und z -Achse um einen zusätzlichen Faktor 2 gestreckt, sodass die Feinheiten der lateralen Verteilung der Strahlprofile deutlicher hervortreten.

Insgesamt zeigt die Messung des korrigierten Strahlprofils für den Verkippungswinkel im Material $\theta' \approx 20^\circ$ die Wiederherstellung der markanten Eigenschaften des Bessel-ähnlichen Strahls. Die Messung der optischen Tiefe zeigt in Übereinstimmung mit dem Vergleichsprofil deutliche Werte von $\tau > 0.5$ über die detektierbare Länge von 1.2 mm, mit Maximalwerten von $\tau_{\max} > 1$ im Bereich von $z = 0.2$ mm bis 0.6 mm. Lateral zeigt sich eine leichte Krümmung vom Strahlzentrum zu den Randbereichen beim korrigierten Strahlprofil. Diese Krümmung entsteht, weil die korrigierte Phasenmaske (als angenommenes ideal dünnes Element) auf dem SLM in die (ebene) Bildposition auf der Glasoberfläche abgebildet wird. Mit zusätzlicher Verkippung der Oberfläche ist daher eine zusätzliche Korrektur der Amplitude notwendig, um die Profilkrümmung zu vermeiden. Aufgrund des bereits beschriebenen ungleich gestreckten Aspektverhältnisses der Messachsen täuscht der Krümmungseindruck jedoch. Die Abweichungen befinden sich im Bereich $\Delta x_\tau < 5\ \mu\text{m}$ gemessen auf eine Gesamtlänge $l_{\max} > 1.2$ mm und spielen daher eine untergeordnete Rolle.

Zusätzlich wurde ein potentieller Einfluss der weiteren Prozessparameter auf die exakte Korrektur untersucht. Einige Messungen sind in [Abb. 6.6](#) exemplarisch gezeigt und dienen zur Überprüfung prozessorientierter Anwendungsmöglichkeiten der korrigierten Bessel-ähnlichen Strahlprofile. Hierzu wurden zunächst 20 ns-auseinanderliegende

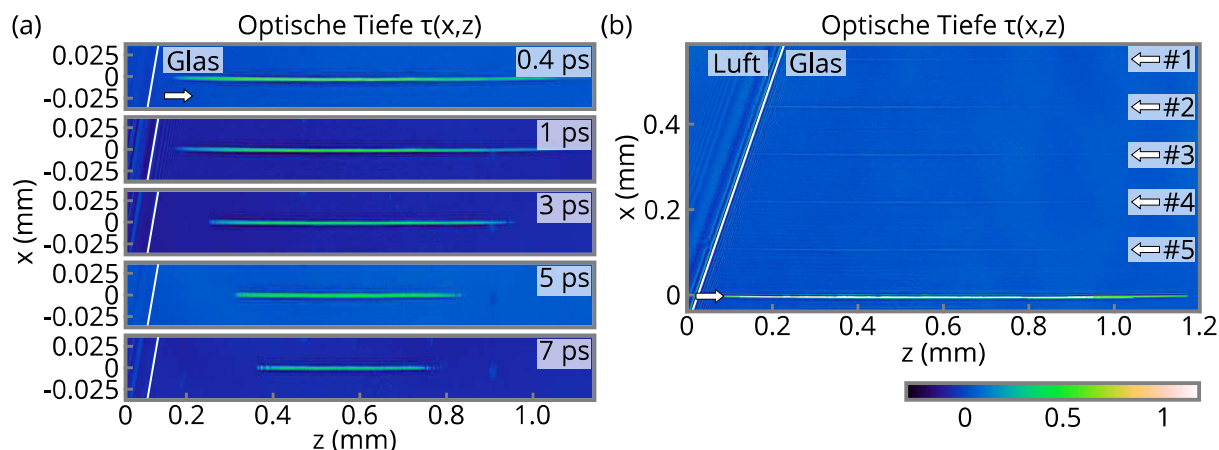


Abbildung 6.6: Gemessene optische Tiefe (a) bei einem Einfallswinkel von $\theta' = 20^\circ$ für verschiedene Pulsdauern des Bearbeitungspulses. Die Messung in (b) zeigt die Extinktion nach dem 6. Bearbeitungspuls und die Druckwellen der vorherigen Pulse.

Doppelpulse mit einer Pulszugenergie von $80 \mu\text{J}$ in das Material bei $\theta' = 20^\circ$ eingeschrieben und für unterschiedliche Pulsdauern mittels *Pump-Probe*-Mikroskopie aufgezeichnet, vgl. Abb. 6.6 (a). Die zeitliche Verzögerung des Beobachtungspulses beträgt 300 ps nach dem zweiten Puls.

Der Wechselwirkungsbereich des Strahlprofils verkürzt sich mit zunehmender Pulsdauer von beiden Seiten, was auf die korrekte Bessel-Erzeugung gemäß der in Kapitel 5 beschriebenen Intensitätsverteilung und diskutierten Intensitätsschwelle hinweist. Weiter wurden die Versuche bei gleichbleibender Strahlage durchgeführt. Dabei liegt die Korrektur für das längste Strahlprofil bei kürzester Pulsdauer von 0.4 ps an der Glaskante. Eine negative Beeinflussung durch einen falschen Korrekturstartpunkt außerhalb des Materials kann daher ausgeschlossen werden.

Die Gesamtlänge und Intensität der optischen Tiefe lässt sich weiterhin durch die Burstkonfiguration beeinflussen, wie in Abb. 6.6 (b) gezeigt ist. Die *Pump-Probe*-Messung zeigt die Materialantwort 300 ps nach dem letzten von 6 Pulsen im Pulszug mit jeweils $40 \mu\text{J}$ Einzelpulsenergie und 20 ns Abstand zwischen den Pulsen. Die Profillänge kann im Vergleich mit Abb. 6.6 (a) von ca. $900 \mu\text{m}$ beim Doppelpuls auf ca. $1200 \mu\text{m}$ erhöht werden. Hinzu kommt die erhöhte optische Tiefe auf Werte von $\tau > 1.5$. Nachträgliche Messungen zeigen in diesem Bereich eine permanente Schädigung. Darüber hinaus sind die zylinderförmig-weglaufenden Druckwellen der 5 vorausgegangenen Pulse sichtbar. Demzufolge hatte jeder Einzelpuls einen Beitrag zur Wechselwirkung mit dem Material.

6.2.3 Korrekturpotenziale bei weiterer Verkippung

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche zur Aberrationskorrektur mit verkippter Oberfläche waren auf den (internen) Verkippungswinkel von $\theta' \approx 20^\circ$ limitiert. Ausschlaggebend ist hierbei zunächst die NA von 0.42 des verwendeten Mikroskopobjektivs zur Bearbeitung. Wird das digitale Axikon zur Bessel-Strahl-Erzeugung ideal ausgeleuchtet, braucht die ringförmige Fernfeldverteilung des Strahlprofils bereits 90% der NA [vgl. [Abb. 5.1 \(a\)](#)]. Hinzu kommen durch die Phasenkorrektur weitere, höhere Raumfrequenzen mit steigender Winkelkorrektur. Solch eine Verteilung kann bei $\theta > 30^\circ$ nicht vollständig umgesetzt werden. Durch Verkleinerung des Axikonwinkels reduziert sich die benötigte NA wieder, was höhere Korrekturwinkel begünstigt. Hierbei gilt jedoch zu beachten, dass sich bei Änderung des Axikonwinkels durch Änderung der Länge und des Durchmessers des Strahlprofils neue Parametereigenschaften ergeben.

Die nächste Limitierung bei den dargestellten Versuchen liegt in der Geometrie des Mikroskopobjektiv-Gehäuses. Bauartbedingt sind Winkel von $\theta = 40^\circ$ und höher nicht mehr möglich, ohne dass die Verkippung bei der Bearbeitung zur Kollision führen würde. Lösungsansätze mit veränderter NA und größerem Bearbeitungsabstand des Mikroskopobjektivs sind hierbei denkbar, müssen jedoch an die Substratdicke und den Verkippungswinkel angepasst werden.

Für Verkippungswinkel von $\theta > 50^\circ$ werden die durch die Fresnelschen Formeln beschriebenen Reflexionsverluste an der Oberfläche zunehmend größer und müssen in Form einer zusätzlichen Korrektur der Amplitude des elektrischen Feldes sowie in Abhängigkeit ihrer Polarisation berücksichtigt werden.

6.3 Applikationen

Der Schwerpunkt dieses abschließenden Kapitels liegt auf der Umsetzbarkeit der korrigierten Strahlprofile in industriell relevante Modifikations- und anschließende Trennprozesse. Die Separation erfolgt dabei durch mechanische Krafteinwirkung, wie eingangs in Kapitel [6.1](#) anhand von Gaußmodifikation mit verkippter Trennebene validiert.

Für die folgenden Versuche wird das Hochenergie-Lasersystem mit 120 W verwendet. Die aus vier Einzelpulsen bestehenden Pulszüge haben eine Pulsenergie von ca. 800 μJ und werden bei einer Probengeschwindigkeit von 40 mm/s alle 6 μm eingeschrieben.

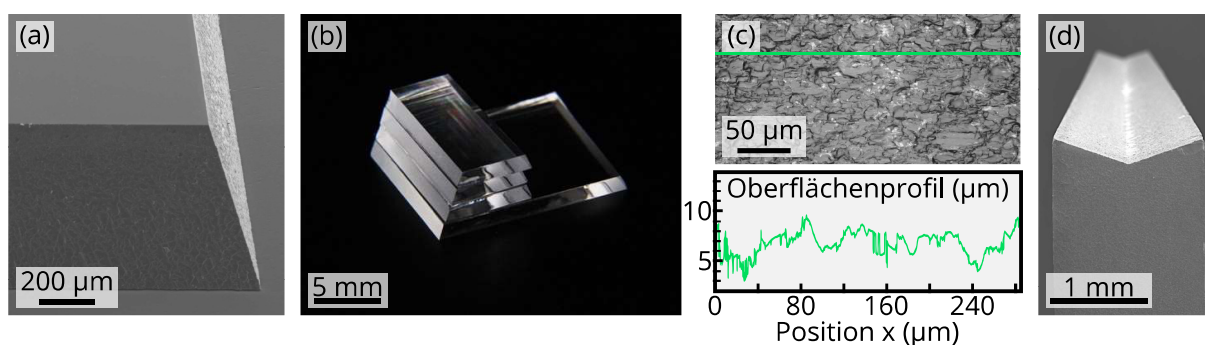


Abbildung 6.7: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme (a) einer 1 mm-dicken Glasprobe mit zwei verkippten Trennflächen. Das aberrationskorrigierte Strahlprofil wurde bis zu einer Dicke von 2 mm (b) getestet. Das Oberflächenprofil der LSM-Messung in (c) zeigt nur geringe Ausreißer und hohe Qualität. Kombiniert man zwei Modifikationsüberfahrten, lässt sich ein stumpfer Winkel (d) erzeugen.

Die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pulsen im Pulszug beträgt 17 ns. Bei dem verwendeten Glas handelt es sich um SCHOTT Borofloat® 33.

Eine Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme mit Blick auf zwei mit verkipptem Strahlprofil modifizierte Trennebenen ist in [Abb. 6.7 \(a\)](#) zu sehen. Sowohl die Kanten an Ober- und Unterfläche des 1 mm-Glases, als auch die Trennkante der modifizierten Flächen zeigen ein gleichmäßiges, scharfes Profil ohne Ausreißer oder Abplatzungen. Eine weitere Kameraaufnahme (vgl. [Abb. 6.7 \(b\)](#)) zeigt die aneinander gereihten Schnittflächen von mehreren separierten 2 mm Trennflächen. Die angegebenen Glasdicken beziehen sich auf die senkrechte Höhe von Oberfläche zu Rückseite. Durch die Verkipfung von $\theta = 30^\circ$ ergibt sich durch die trigonometrische Abhängigkeit ein verlängerter Modifikationsbereich.

Im Vergleich zu den Trennversuchen mit gaußförmigen Einzelpulsen ergibt sich bei der Verwendung von nicht-beugenden, lang ausgedehnten Strahlprofilen und Einzelüberfahrt zum Einen eine deutliche Reduktion der Prozesszeit. Zum Anderen kann die Qualität in Form der per LSM vermessenen Oberflächenrauheit $R_a \approx 0.8 \mu\text{m}$ und gemittelter Rautiefe $R_z \approx 5 \mu\text{m}$ verglichen mit der Trennebene in [Abb. 6.1 \(b\)](#) um einen Faktor von 3, bzw. 4, verbessert werden. Die entsprechende LSM-Messung mitsamt des Oberflächenprofils ist in [Abb. 6.7 \(c\)](#) dargestellt.

Durch die Möglichkeit, die Startposition der korrigierten Strahlprofile auch tiefer ins Material zu legen, ergeben sich Kombinationsmöglichkeiten mit anderen Strahlprofilen. So kann z.B. eine Fase durch einen zweistufigen Modifikationsprozess erzeugt werden. Die erste Überfahrt entspricht dem korrigierten Profil, die zweite Überfahrt wird mit unkorrigiertem Profil und senkrechtem Einfall auf die Glasoberfläche durchgeführt.

Der Extremfall von zwei zueinander um je $\theta' = 20^\circ$ verkippten Trennflächen ist in [Abb. 6.7 \(d\)](#) bei Kalk-Natron-Glas von 1.5 mm Dicke gezeigt. Die Aufnahme wurde mit einem Rasterelektronen-Mikroskop (REM) erstellt. Nach dem Separationsprozess kann sowohl die Trennfläche mit dem stumpfen Winkel (dargestellt) wie auch die Trennfläche mit dem spitzen Winkel verwendet werden, was beispielsweise das Anschleifen für Fassungen ersetzt.

6.4 Fazit

Dieses Kapitel befasste sich mit dem Separationsprozess von nicht-senkrechten Trennflächen. Erstmals wurde das mehrfache Aneinanderreihen von Einzelmodifikationen unter Versatz in x - und y -Achse auf mechanische Trennbarkeit untersucht. So konnte gezeigt werden, dass Gauss-Profile prinzipiell für das Trennen von schiefen Trennflächen geeignet sind. Die gestellten Prozess- und Qualitätsanforderungen wurden dabei jedoch nicht erfüllt.

Anschließend wurde die Eignung Bessel-ähnlicher Strahlprofile unter verkipptem Einfallswinkel zur Oberfläche beschrieben. Hierzu wurden die Auswirkungen der Aberrationen auf den Laser-Material-Wechselwirkungsprozess unter Verwendung eines raum-zeitlichen Mikroskops sichtbar gemacht. Ergänzend wurde das zugehörige optische Feld bei Verkipfung analysiert, wodurch die Aberrationen genau beschrieben werden können. Durch Inversion können diese Störungen korrigiert und vorkompensiert werden [142]. So gelang es erstmals, die Vorteile Bessel-ähnlicher Strahlprofile auch für schiefe Trennflächen nutzbar zu machen. Zum Abschluss wurde die Umsetzung der aberrationskorrigierten Strahlprofile anhand verschiedener Anwendungen erfolgreich demonstriert.

7 Asymmetrische Bessel-ähnliche Strahlprofile

Wie zuvor in den Kapiteln gezeigt, eignen sich die Bessel-ähnlichen Strahlprofile hervorragend zum Modifizieren und anschließenden Separieren von Glas. Die Gemeinsamkeit der bisher verwendeten Strahlprofile ist ein radial symmetrisches Querschnittsprofil lateral zur Strahlausbreitungsrichtung. Im vorausgegangenen Kapitel wurde eine angepasste Korrekturmaske angewendet, um speziell diese Eigenschaft trotz des Symmetriebruchs an der Materialoberfläche wiederherzustellen. Bei der dynamischen Bearbeitung ist die Symmetrie allerdings erneut gebrochen, wie eindeutig aus den *Pump-Probe*-Untersuchungen unter Vorschub der Glasprobe (vgl. [Kapitel 4.3](#) und [Kapitel 5.2.3](#)) hervorgeht. Es zeigen sich starke Auswirkungen auf die Spannungs- und Rissausbildung im Material. In diesem Kapitel soll daher explizit der Einfluss von Strahlprofilen mit asymmetrischen Querschnittsprofilen auf die Wechselwirkungsdynamiken im Material untersucht werden.

Erste Veröffentlichungen bekräftigen das Potenzial von asymmetrischen Strahlprofilen für die Verwendung zur Glasbearbeitung für sowohl beugungsbegrenzte als auch nicht-beugungsbegrenzte Profile. Die Erzeugung erfolgt durch das kontrollierte Einbringen von Aberrationen oder durch Filtern von Raumfrequenzbereichen, was jedoch unmittelbar mit einem Verlust der Prozesstabilität oder Energieeffizienz einhergeht [50, 51, 143].

Zu Beginn des folgenden Kapitels werden zunächst mögliche asymmetrische Strahlgeometrien durch statische und dynamisch-thermo-mechanische Simulationen auf deren Eignung zur Glasbearbeitung analysiert. Anschließend werden zwei neue Konzepte der räumlichen Strahlformung zur Erzeugung von asymmetrischen Strahlprofilen vorgestellt, die keine der zuvor genannten Limitierungen der bisher veröffentlichten Ansätze aufweisen. Die Auswirkungen der neuartigen Strahlprofile auf den Laser-Material-Wechselwirkungsprozess werden durch statische und dynamische

in situ-Mikroskopie untersucht. Weiter können transiente Effekte der Rissentstehung erstmalig in *Pump-Probe*-Messungen beobachtet werden und in abschließenden Applikationstests zum Separieren der Glasproben erfolgreich eingesetzt werden.

7.1 Thermo-mechanische Eigenschaften asymmetrischer Strahlprofile

Zusätzliches Verständnis über die Entstehung und Ausbreitungsrichtung der Risse ist essentiell, um den Separationsprozess effizienter kontrollieren zu können. Im fehlerfreien, isotropen Medium gibt es keine materialabhängige Vorzugsrichtung [33]. Somit führt die Verwendung von Strahlprofilen mit einem symmetrischen transversalen Querschnittsprofil zu lateralen Rissen mit zufälliger Ausrichtung. Einzelpulsmodifikationen durch die (symmetrischen) Bessel-ähnlichen Strahlprofile aus [Kapitel 5](#) validieren diese These.

Durch die Verwendung von Strahlen mit einem asymmetrischen transversalen Querschnitt wird die Ausrichtung des Profils im Material unterscheidbar und somit die zufällige Rissorientierung unterbunden. Erste Veröffentlichungen zur Laser-Material-Bearbeitung mit asymmetrischen Strahlprofilen berichten ferner über die Kontrollmöglichkeit der Ausrichtung der Risse in Abhängigkeit zur Orientierung des Strahlprofils [50, 51, 143, 144]. Um hierzu grundlegende Erkenntnisse zu gewinnen, wurde im Rahmen dieser Arbeit zunächst der Einfluss der Strahlgeometrie auf die Spannungsverteilung im Material anhand von numerischen Simulationen in einem statischen Modell untersucht. Hierzu wurde die finite Elemente-Methode (*FEM*) der Analysesoftware *COMSOL Multiphysics*[®] verwendet.

Das in den Simulationen verwendete Material ist Kieselglas (SiO_2), da es den Grundbestandteil der in dieser Arbeit verwendeten Gläsern bildet. [Abbildung 7.1](#) zeigt Simulationen zum Einfluss der transversalen Strahlgeometrie und deren Ausrichtungswinkel für Modifikationen in einer dünnen Glasplatte mit $(100 \times 50 \times 0.55) \text{ mm}^3$ Abmessung. Dabei wird angenommen, dass der eingehende Laserpuls das Material homogen und über die gesamte Materialdicke entsprechend seiner Geometrie verändert. Die Grundflächen des kreisförmigen ($r_{\text{Kreis}} = \sqrt{2} \text{ mm}$) und elliptischen Profils (Halbachsenlänge $a = 2 \text{ mm}$, $b = 1 \text{ mm}$) sind dabei identisch gewählt. Im Vergleich zu den realen Strahlprofilen ist die x - und y -Achse um den Faktor ≈ 1000 gestreckt, womit die qualitative Spannungsverteilung unverändert bleibt.

Durch die Absorption von ultrakurzen Laserpulsen und deren Wechselwirkung mit

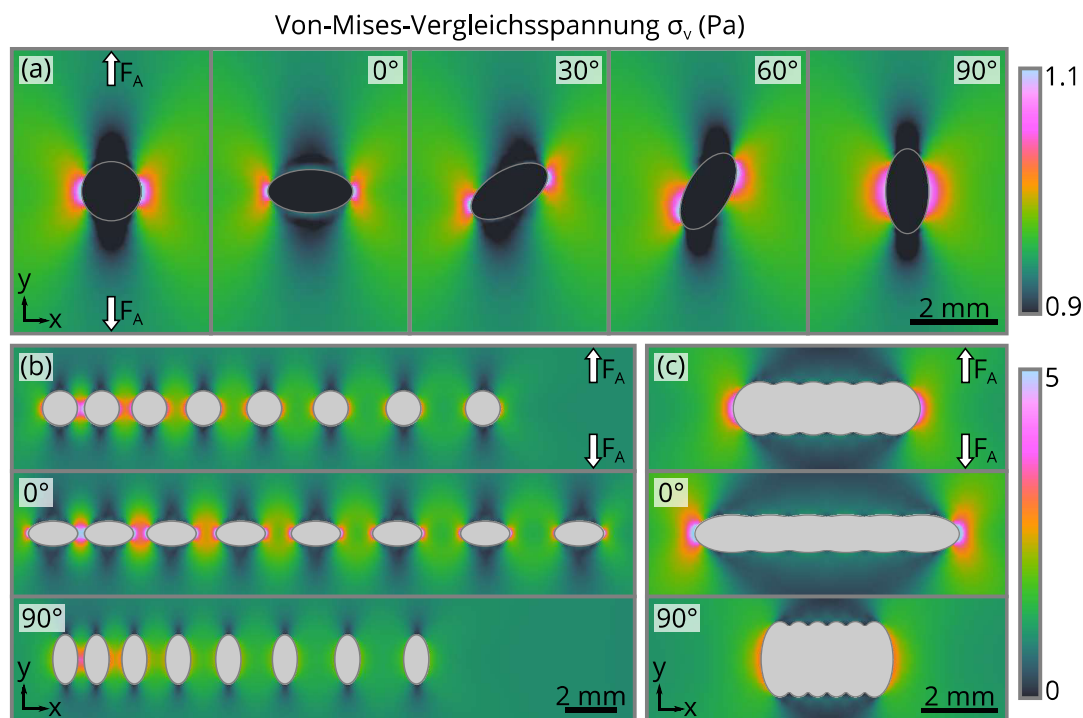


Abbildung 7.1: Simulierte Spannungsverteilungen für unterschiedliche Strahlquerschnittsprofile (a) bei statischer Betrachtung mit externer Krafteinwirkung von $F_A = 1 \text{ Pa}$. Im Inneren des Kreises und der Ellipsen mit unterschiedlicher Orientierung von 0° bis 90° in 30° -Schritten ist der Elastizitätsmodell durch die UKP-Wechselwirkung reduziert. Der Einfluss des räumlichen Pulsabstands im Bereich von $d = 0.5 \text{ mm} \dots 3.5 \text{ mm}$ (b) wird für eine komplette Leerstelle im Material simuliert. Gleiche Annahme gilt für die Spannungsverteilung in (c) bei 50% Überlapp der Querschnitte.

Kieselglas verändern sich einige Materialeigenschaften (vgl. [Kapitel 2.3](#)). Dabei ist das Materialverhalten unter externer Krafteinwirkung von gesondertem Interesse, da es den Separationsprozess nach der Modifikation widerspiegelt. Der entstehende, interne Spannungsaufbau ist durch die Elastizität des unveränderten Glases in Bezug auf das modifizierte Glas bestimmt. Diese Eigenschaft wird durch den Elastizitätsmodul bestimmt und kann auch auf starre Materialien übertragen werden [145, 146]. Ausgehend von den Ergebnissen von Athanasiou und Bellouard wird von einem reduzierten Elastizitätsmodul $E_{\text{UKP}} \approx 0.75 E_{\text{SiO}_2}$ nach der UKP-Bearbeitung ausgegangen [147].

Dargestellt in [Abb. 7.1 \(a\)](#) ist die Von-Mises-Vergleichsspannung an der Materialoberfläche. Die Lasteinwirkung von je $F_A = 1 \text{ Pa}$ ist homogen auf die Randflächen längs der y -Achse verteilt. Da die Glasplatte entlang der x -Achse fixiert ist, befindet sie sich insgesamt im statischen Gleichgewicht. Die Simulationen zeigen eine ausgeprägte Abhängigkeit der Orientierung und Intensität der Spannungsverteilung bezogen auf die geometrische Form der Modifikation. Für eine Ausrichtung der

langen Ellipsenachse senkrecht zur Kraftereinwirkung (0°) entsteht an den Spitzen die höchste Vergleichsspannung im Vergleich zu anders orientierten Ellipsen oder dem kreisförmigen Querschnitt. Daher ist die Wahrscheinlichkeit für die Rissentstehung an dieser Stelle am höchsten. Als ein idealisierter Grenzfall von perfekter Wechselwirkung der Strahlung im Material wird die Simulation aus [Abb. 7.1 \(a\)](#) mit einer vollständigen Leerstelle erneut durchgeführt. Im Vergleich mit den dargestellten Simulationen mit reduziertem Elastizitätsmodul steigt die Intensität der Spannungsverteilung zwar an, die qualitative Interpretation bleibt jedoch identisch. Die Vorteile der 0° -Ausrichtung der Ellipse verstärken sich beim Einschreiben mehrerer Modifikationen entlang einem Trennpfad. Dabei spielt es keine Rolle, ob sich die Bereiche überlappen oder von einander räumlich getrennt sind. Die statischen Simulationen in [Abb. 7.1 \(b\)](#) zeigen die Spannungsverteilung bei unterschiedlichem räumlichen Abstand zwischen zwei Modifikationen im Bereich von $d = 0.5 \text{ mm} - 3.5 \text{ mm}$ in 0.5 mm -Schritten; während [Abb. 7.1 \(c\)](#) die Verteilung bei 50%-Überlappung wiedergibt. In beiden Fällen zeigt die Ausrichtung der Ellipse mit 0° größere Spannungen als die Vergleichssimulationen bei Ausrichtung von 90° und kreisförmigem Querschnitt in Bezug auf Intensität und Wirkungsrichtung der Spannungsverteilung.

Zusätzlich zu der statischen Spannungsverteilung mit externer Kraftereinwirkung können auch thermisch-induzierte Spannungen während des Modifikationsprozesses auftreten. Um dieses dynamische Verhalten zu ergründen, wurde ein zweidimensionales Simulationsmodell mit bewegter Glasprobe verwendet. Der Vorschub erfolgte in positiver x -Richtung mit $v_{\text{Glas}} = 10 \text{ mm/s}$ Probengeschwindigkeit. Hierbei wurde der Laser zunächst als eine kontinuierliche Wärmequelle angenommen. Die Leistung ($P_{\text{in}} \approx 6 \text{ W}$) verteilt sich dabei homogen auf die Gesamtfläche der jeweiligen Strahlgeometrie und wurde in Anlehnung an die folgenden Bearbeitungsversuche gewählt. Auch bei der dynamischen Simulation können die Ergebnisse miteinander verglichen werden, obwohl die Achsen (wie zuvor) gestreckt wurden. Daraus ergibt sich zum Beobachtungszeitpunkt $\Delta t = 0.01 \text{ s}$ die in [Abb. 7.2 \(a\)](#) dargestellte normierte Spannungsverteilung. Aufgrund des gewählten Beobachtungszeitpunktes weist die Spannungsverteilung nur eine marginale Beeinflussung durch den Vorschub auf. Das kreisförmige Profil erzeugt hierbei die zuvor erwähnte symmetrische Spannungsverteilung ohne Bevorzugung einer speziellen Ausbreitungsrichtung. Bei dem elliptischen Querschnitt zeigt sich die Asymmetrie hingegen auch in der Spannungsverteilung. Am spitzen Ende der Ellipse ist die thermisch-induzierte Spannung maximal und liegt bei einem Drehwinkel von 0° bzw. 90° somit entweder parallel oder senkrecht zur Vorschubrichtung. Als weitere Strahlform wird eine Multispotanordnung bestehend

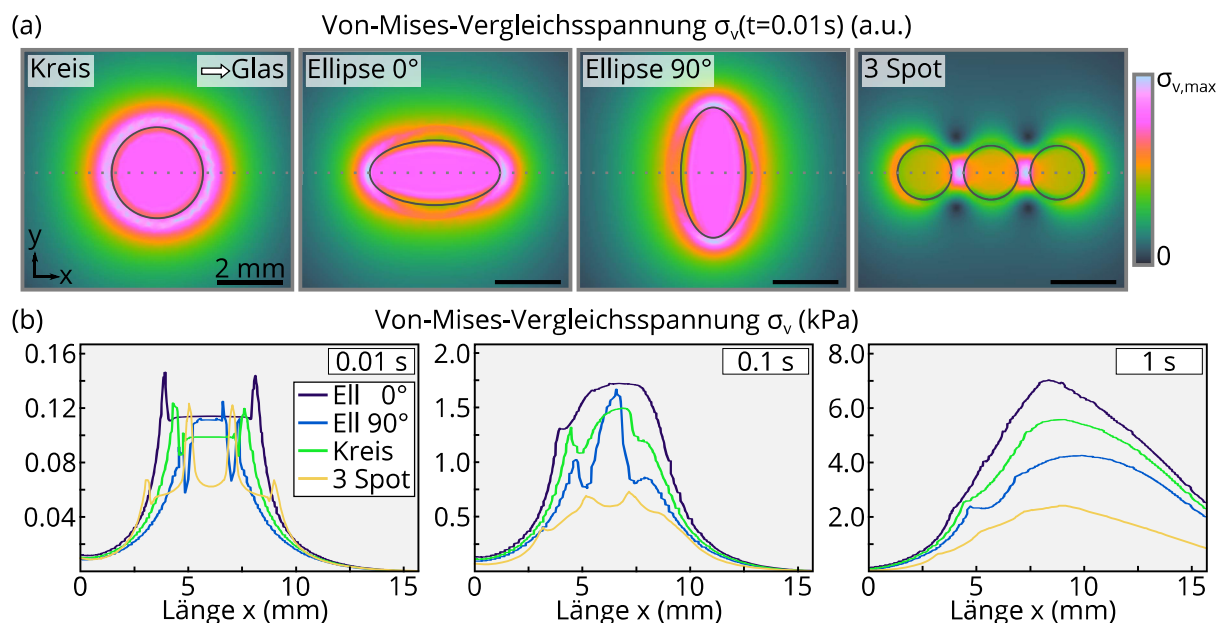


Abbildung 7.2: Simulierte Spannungsverteilung (a) zum Zeitpunkt $\Delta t = 0.01$ s für unterschiedliche Querschnittsprofile mit gleicher Gesamtfläche. Die Farbskala ist auf die jeweilige maximale Spannung normiert. Das elliptische Profil mit 0° -Orientierung sowie das 3 Spot-Profil besitzen ihre Maxima parallel zur Vorschubrichtung entlang der x -Achse. Die Diagramme (b) zeigen die von-Mises-Vergleichsspannung entlang der gepunkteten Linie in (a) für Beobachtungszeitpunkte von $\Delta t = 0.01$ s; 0.1 s und 1 s.

aus drei kreisförmigen Einzelspots mit je dem Radius $r_{3 \text{ Spot}} = r_{\text{Kreis}} / \sqrt{3}$ untersucht. Die Kreise sind entlang einer Geraden parallel zur x -Achse angeordnet (vgl. [Abb. 7.2 \(a\) rechts](#)). Obwohl die Einzelspots einzeln betrachtet eine symmetrische Spannungsverteilung erzeugen würden, entsteht durch deren Superposition eine gemeinsame asymmetrische Spannungsverteilung. Die Spannungsmaxima des 3 Spot-Profiles liegen, gleichartig wie bei der 0° -Ellipse, in Vorschubrichtung entlang der x -Achse.

Die zugehörigen simulierten Spannungswerte σ_v entlang der gepunkteten Hilfslinie sind in [Abb. 7.2 \(b\) links](#) dargestellt. Wie erwartet treten die Spannungsmaxima bei $\Delta t = 0.01$ s an den spitzen Enden der 0° -Ellipse auf. Die weiteren Diagramme geben die Spannungen zu späteren Zeitpunkten wieder. Nach 0.1 s (Mitte) ist eine erhöhte Spannungsverteilung von etwa einer Größenordnung zu erkennen. Die Maxima liegen dabei in Vorschubrichtung neben dem geometrischen Mittelpunkt bei $x = 6$ mm des jeweiligen Strahlprofils verschoben. Aufgrund der geringen Ausdehnung in x -Richtung liegt die 90° -Ellipse bereits vollständig ohne Überlapp neben dem Startpunkt. Bei $\Delta t = 1$ s und $\Delta x = 10$ mm [vgl. [Abb. 7.2 \(b\) rechts](#)] befinden sich alle Strahlgeometrien um ein Vielfaches von ihrem Ausgangspunkt versetzt und daher im dynamischen Gleichgewicht. Erneut weisen die Strahlprofile mit größerer Ausdehnung

in Vorschubrichtung (Ellipse 0° , Kreis) die höheren Spannungswerte auf. Insgesamt verschieben sich die Maxima in den Bereich $x_{\max} = (8 - 10)$ mm. Daher entsteht durch die kontinuierliche Energie- bzw. Wärmezufuhr und den räumlichen Versatz der Glasprobe ein weiterer asymmetrischer Einfluss auf die Spannungsverteilung. Die thermisch-induzierte Spannung hängt jedoch im Wesentlichen vom räumlichen Überlapp der Querschnittsprofile ab. Mit höherer Probengeschwindigkeit (steigender räumlicher Abstand) sinkt dieser Einfluss wieder. Im Grenzfall wechselwirken die Einzelpulse mit dem Material ohne Beeinflussung durch die vorausgegangenen Pulse. Dieser Zusammenhang wurde in einem weiteren Simulationsmodell mit gepulster Energiezufuhr untersucht. Es bestätigt sich, dass die Einzelpulse bei ausreichend großem Abstand unabhängig von den vorausgegangenen Pulsen wechselwirken. Überlappen sich hingegen die Einzelpulsmodifikationen ist das thermische Verhalten aufgrund der zeitlichen Verzögerung zwischen Energiedeposition und thermischer Wechselwirkung mit dem umliegenden Atomgitter nahezu identisch zu der *cw*-Simulation.

Ausgehend von den FEM-Simulationen werden nachfolgend zwei unterschiedliche Ansätze zur Erzeugung von Strahlprofilen mit asymmetrischer lateraler Verteilung vorgestellt und experimentell untersucht.

7.2 Asymmetrische Strahlformung durch Phasenfrontverschiebung

7.2.1 Segmentierte Phasenmasken

Als erster Ansatz wird ein SLM-basiertes Verfahren zur Erzeugung von asymmetrischen Strahlprofilen vorgestellt. Um den Aufbau kompakt und simpel zu halten, sollen neben SLM und Abbildungsteleskop keine weiteren Elemente an der Erzeugung beteiligt sein. In Anlehnung an die vorausgegangenen Kapitel werden ausschließlich nicht-beugende Profile berücksichtigt. Die bisherige Transmissionsfunktion eines dünnen Axicons $T^{\text{Ax}}(r) = \exp [i\phi^{\text{Ax}}(r)]$ beschreibt die radialsymmetrische Veränderung der Phasenfront ohne eine Veränderung der Amplitude. Gezielte Veränderungen der Phasenfront mittels azimuthaler Abhängigkeiten lassen sich beispielsweise durch das zusätzliche Einbringen von π -Phasensprüngen oder Wirbel (engl. *vortices*) in der Phasenmaske erzielen und somit Bessel-ähnliche Strahlen höherer Ordnung erzeugen [48, 100]. Das

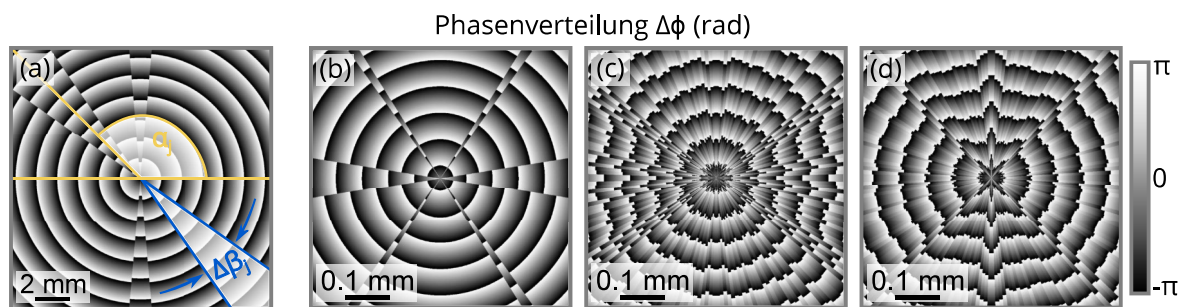


Abbildung 7.3: Schematische Darstellung einer Phasenmaske (a) zur Erzeugung von nichtbeugenden Strahlprofilen mit beliebiger transversaler Intensitätsverteilung. Phasenmasken (b)+(c) zur Erzeugung von Strahlprofilen mit elliptischem Hauptmaximum und einer einhüllenden Verteilung (d) bestehend aus 3 Teilstrahlen.

Hinzufügen von invertierten Aberrationsverteilungen aus [Kapitel 6](#) gibt ein weiteres Beispiel. Theoretische Konzepte zur Erzeugung beliebiger Intensitätsverteilungen umfassen die Optimierung mittels genetischer oder evolutionärer Algorithmen und sind Gegenstand aktueller Forschung [[148–150](#)]. Diese Phasenverteilungen wurden jedoch noch nicht zur Laser-Materialbearbeitung eingesetzt.

Um die Vielfalt der in [Abb. 7.2](#) gezeigten Geometrien abbilden zu können, erfolgt ein generalisierter Ansatz. Die neue Transmissionsfunktion $T^{\text{Gen}} = \exp [i\phi^{\text{Gen}}]$ enthält neben der radialen Phasenverteilung $\phi^{\text{Axi}} = k_r r$, bekannt aus [Kapitel 5.1](#), ebenfalls eine beliebige azimutale Abhängigkeit $\Theta(\phi)$, wodurch sich

$$\phi^{\text{Gen}}(r, \phi) = k_r r + \Theta(\phi) \quad (7.1)$$

ergibt. Der Bessel-ähnliche Charakter der Strahlprofile bleibt durch die konstante radiale Steigung $\partial\phi^{\text{Gen}}/\partial r = k_r$ erhalten. Die Bestimmung der azimutalen Abhängigkeit $\Theta(\phi)$ erfolgt über einen iterativen Ansatz. Dazu wird eine angepasste Meritfunktion verwendet, welche die Intensitätsverteilung des Strahlprofils nach einer bestimmten Propagationsstrecke z mit einer Soll-Intensitätsverteilung abgleicht. Anschließend folgt eine stochastische Änderung und erneute Messung der Intensitätsverteilung, bis das gewünschte Profil erreicht ist.

Hierzu wird die Phasenmaske in einzelne Winkelsegmente aufgeteilt, vgl. [Abb. 7.3 \(a\)](#). Jedes Segment ist durch die Position α_j , die Segmentbreite $\Delta\beta_j$ und einen konstanten Phasenversatz Θ_j beschrieben. Der Parametersatz $\{\alpha_j, \Delta\beta_j, \Theta_j\}$ bestimmt somit eindeutig ϕ^{Gen} .

[Abbildungen 7.3 \(b\)+\(c\)](#) zeigen jeweils eine Phasenmaske zur Erzeugung eines elliptischen transversalen Strahlprofils. Die maximale Anzahl an zulässigen Teilsegmenten ist dabei entweder auf $j_{\text{max}} = 12$ bzw. 200 limitiert. Die Phasenmaske in [Abb. 7.3 \(d\)](#)

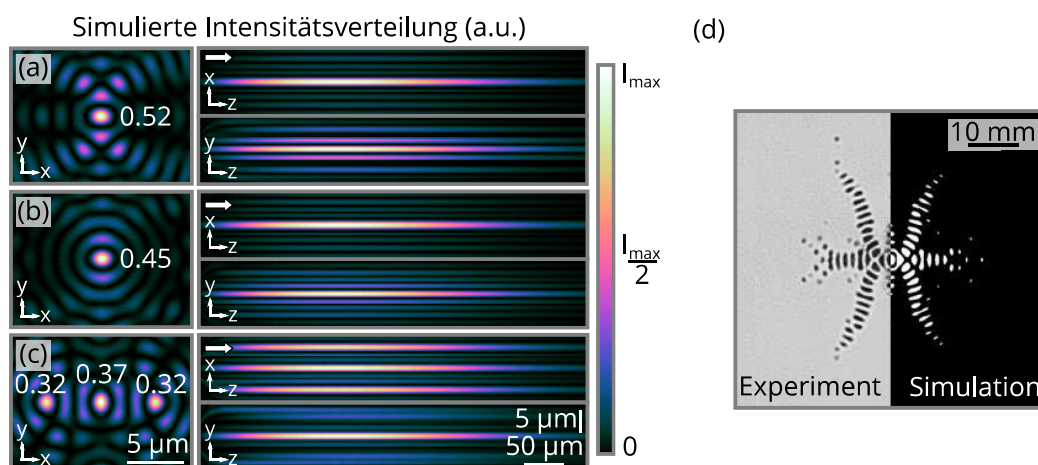


Abbildung 7.4: Die simulierte Intensitätsverteilung für elliptische Strahlprofile (a)+(b) und mit asymmetrischer Einhüllenden (c) in lateraler (links) und longitudinaler Ausbreitungsrichtung (rechts). Der Vergleich in (d) zeigt die Auflichtmikroskopaufnahme der permanent eingeschriebenen Schädigung (links) sowie die Intensitätsverteilung aus (a) mit einer binären Farbskala bei 6% maximaler Intensität.

besitzt ebenfalls $j_{\max} = 200$ Teilsegmente und erzeugt 3 in Reihe angeordnete Teilstrahlen. Dazugehörige lineare Simulationen des optischen Feldes in Luft sind in [Abb. 7.4 \(a\)-\(c\)](#) dargestellt. Im linken Bildbereich ist die integrierte Intensitätsverteilung des transversalen Profils (x - y -Ebene) gezeigt. Die angegebenen Zahlenwerte der Intensitätsspitzen sind in Relation zum fundamentalen (symmetrischen) Bessel-ähnlichen Strahl mit $I_{\text{Peak}} = 1$ gegeben [vgl. [Abb. 3.4 \(a\)](#)]. Interessanterweise hat die Summe der 3 Teilstrahlen in [Abb. 7.4 \(c\)](#) einen Gesamtwert von $I_{\text{ges}} = 1.01$, der durch geschicktes Ausnutzen der Nebenordnungen zustande kommt. Die rechte Bildseite zeigt jeweils zwei Querschnitte (x/y - z -Ebene) der Intensitätsverteilung in longitudinaler Richtung und die Propagationsstrecke von mehreren hundert Mikrometern.

7.2.2 Materialwechselwirkung

Ferner bietet [Abb. 7.4 \(d\)](#) die direkte Vergleichsmöglichkeit von permanenter Schädigung an der Materialoberfläche mit der simulierten Intensitätsverteilung. Hierzu wurde das Strahlprofil aus [Abb. 7.4 \(a\)](#) verwendet und mittig (z -Achse) auf die Glasoberfläche positioniert. Zur Bearbeitung wurde ein einzelner Laserpuls mit der maximal verfügbaren Pulsenergie von $E_p = 1.5$ mJ und einer Pulsdauer $\tau_{\text{Puls}} = 3$ ps genutzt, um eine möglichst starke Schädigung zu erzielen. In Kombination mit der herabgesetzten Modifikationsschwelle an der Oberfläche (vgl. Diskussion in [Kapitel 6.1](#)) führt dies zur

maximal erreichbaren Sichtbarkeit der Schädigung. Das Optikkonzept mittels SLM gleicht dem Aufbau aus [Kapitel 5](#). Die Auflichtmikroskopaufnahme der permanenten Schädigung ist in der linken Bildhälfte von [Abb. 7.4 \(d\)](#) dargestellt. Demgegenüber zeigt die rechte Bildhälfte die simulierte Intensitätsverteilung mit einer binären Farbskala (Grenzwert 6% max. Intensität). Dabei basiert die wellenoptische Simulation auf einem linearen Absorptionsmodell, während die reale Absorption durch nicht-lineare Absorptionsprozesse initiiert wird, vgl. [Kapitel 2.3](#). Der direkte Vergleich zwischen Experiment und Simulation liefert jedoch eine exzellente Übereinstimmung sowohl in Bezug auf die Position als auch Ausprägung des Haupt- und der Nebenmaxima bis hin zu höheren Ordnungen und validiert somit den linearen Simulationsansatz.

Die Sichtbarkeit der Nebenordnungen ist durch die verhältnismäßig hohe Pulsenergie $E_P = 1.5 \text{ mJ}$ und die herabgesetzte Absorptionsschwelle an der Glasoberfläche begünstigt. Um die kontrollierte Absorption gemäß der asymmetrischen Intensitätsverteilung beim Bearbeitungsprozess nicht zu gefährden, soll die Modifikation nach wie vor ausschließlich durch das Hauptmaximum bzw. die Hauptmaxima und unterhalb der Schwelle der Nebenordnungen erfolgen. Das in Intensitätsverhältnis von Haupt- zu 1. Nebenordnung beträgt 0.17 für den symmetrischen Bessel-ähnlichen Strahl. Durch die Verwendung der segmentierten Phasenmasken und der damit verbundenen zusätzlichen Beeinflussung der Phasenfront vergrößert sich das Verhältnis auf 0.4, wodurch sich der nutzbare Laserparameter-Bereich verringert [[151](#)], wenn die Nebenmaxima unterhalb der Modifikationsschwelle bleiben sollen.

Um Aussagen über die Eignung der präsentierten Strahlprofile zur gezielten Volumenmodifikation mit Einzelüberfahrt zu erhalten, wurde das Extinktionsprofil mit dem *Pump-Probe*-Mikroskop bestimmt. Aufgrund der aufgehobenen radialen Symmetrie der transversalen Querschnitte der Strahlprofile (vgl. [Abb. 7.4 \(a\)-\(c\) links](#)) kann das komplette Extinktionsprofil nicht durch einen Einzelschuss mit anschließenden Symmetrieüberlegungen identifiziert werden. Mithilfe einer tomografischen Messtechnik kann jedoch eine raum-zeitliche 3D-Messung der Extinktion rekonstruiert werden [[152](#)]. Das Verfahren benötigt die Extinktionsinformationen aus unterschiedlichen Beobachtungsrichtungen. Typischerweise wird bei der Tomografie die Beobachtungsoptik um die Probe gedreht, um ein vollständiges räumliches Profil zu erhalten. Im *Pump-Probe*-Aufbau ist dies nicht einfach möglich, da die relativen zeitlichen Abstände variieren würden. Die relative Drehung des Strahlprofils zur Beobachtungsoptik kann hingegen durch eine Rotation der Phasenmaske realisiert werden, wodurch sich das Strahlprofil um den identischen Winkel mitdreht. Die *Pump-Probe*-Messungen zur Phasenmaske aus [Abb. 7.4 \(c\)](#) mit 3 Teilstrahlen sind in [Abb. 7.5 \(a\)](#) dargestellt. Zu

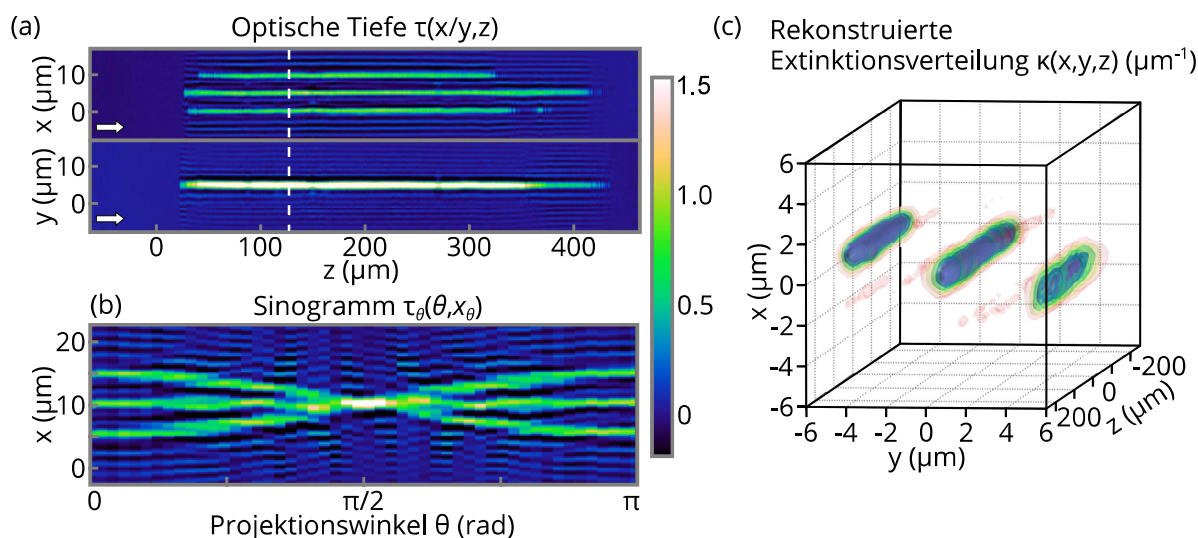


Abbildung 7.5: Messung der optischen Tiefe τ des Strahlprofils mit 3 Teilstrahlen (a) nebeneinander und um 90° gedreht in einer Reihe. Das zusammengesetzte Sinogramm (b) aus 50 äquidistanten Projektionswinkeln zeigt das Profil aus (a) für z -Werte bei der gestrichelten Linie. Durch Rekonstruktion der Sinogramme entlang des gesamten Messbereichs ergibt sich die 3D-Extinktionsverteilung (c) für einen Einzelpuls zum Beobachtungszeitpunkt $\Delta t = 20$ ps.

sehen ist das Extinktionsprofil zum Beobachtungszeitpunkt $\Delta t = 20$ ps nach dem Bearbeitungspulszug. Der eingesetzte Doppelpuls (zeitlicher Abstand 20 ns) trägt eine gleichverteilte Gesamtenergie von $60 \mu\text{J}$ bei je 3 ps Pulsdauer. Dabei reduziert sich die Modifikationslänge im Vergleich zur Bearbeitung mit dem unveränderten Bessel-ähnlichen Strahlprofil (Abb. 5.3) etwa um den Faktor der Anzahl an Teilstrahlen. Die Aufnahmen in Abb. 7.5 (a) zeigen in der oberen Messung deutlich ($\tau(x, z) \approx 0.5$) die 3 voneinander getrennten Teilstrahlen. Im unteren Teilbild liegen die 3 Teilstrahlen um 90° gedreht hintereinander, wodurch die erhöhte Extinktion $\tau(y, z) \geq 1.5$ gemessen wird. Die zwei äußeren Strahlen weisen gegenüber dem mittleren Strahl eine reduzierte Profillänge auf. Grund dafür ist die um den Faktor 0.87 geringere Gesamtintensität [vgl. (x, y) -Querschnittsprofil in Abb. 7.4 (c)]. Das Sinogramm in Abb. 7.5 (b) zeigt die Repräsentation der optischen Tiefe $\tau_\theta(\theta, x_\theta)$ entlang der in Abb. 7.5 (a) skizzierten Trennlinie für 50 äquidistante Rotationswinkel im Bereich $\theta = 0^\circ \dots 180^\circ$. Weitere Messungen sind aufgrund der Spiegelsymmetrie der Phasenmaske nicht erforderlich. Mittels inverser Radon-Transformation kann aus den Sinogrammen entlang der z -Achse das Extinktionsprofil rekonstruiert werden [153]. Die in Abb. 7.5 (c) dargestellte Isoflächen-Rekonstruktion entspricht dabei der gemessenen 3D-Extinktion zum Beobachtungszeitpunkt $\Delta t = 20$ ps nach der Bearbeitung. Weiterhin ist keine negative Beeinflussung durch die Nebenordnungen zu erkennen. Somit können die

segmentierten Phasenmasken trotz des schlechteren Verhältnisses von Hauptordnung zu Nebenordnungen für den UKP-basierten Trennprozess verwendet werden.

7.3 Asymmetrische Strahlformung durch Doppelbrechung

Bisher wurde die Erzeugung der asymmetrischen Strahlprofile durch die Verwendung des SLM realisiert. Dies hatte zum einen den Vorteil, dass der bestehende Messaufbau direkt genutzt werden konnte. Zum anderen bot sich somit die größtmögliche Flexibilität, da die unterschiedlichen Phasenmasken sehr schnell gewechselt werden konnten. Im Allgemeinen ergeben sich durch die SLM-basierte Strahlprofilerzeugung jedoch auch Nachteile im Vergleich zur Erzeugung durch ein Axicon oder ein DOE. Beispielsweise können bei den zuvor verwendeten Phasenmasken Leistungsverluste am SLM durch ungewollte Beugungsordnungen von bis zu 20% auftreten [154]. Zusätzlich sinkt bei Hochenergieanwendungen und damit verbundenen hohen Fluenzen auf dem Kristalldisplay die Konversionseffizienz aufgrund thermischer Effekte. Bei den in dieser Arbeit gezeigten Messungen (mittlere Leistung $P_{avg} < 50 \text{ W}$, Pulsspitzenfluenz $\hat{F} < 0.01 \text{ J/cm}^2$) wurde allerdings keine negative Beeinflussung festgestellt.

Im folgenden Kapitel wird daher zunächst eine weitere Möglichkeit zur Erzeugung von asymmetrischen Bessel-ähnlichen Strahlprofilen diskutiert. Zur Umsetzung wurde der DOE-basierte Messaufbau [vgl. [Abb. 5.1 \(a\)](#)] durch ausschließlich ein weiteres optisches Element ergänzt. Die anschließende Untersuchung der physikalischen Effekte zur Laser-Material-Wechselwirkung mit asymmetrischen Strahlprofilen ist für beide Strahlformungskonzepte gültig.

7.3.1 Theoretisches Konzept und Setup

Im zweiten Ansatz erfolgte der Symmetriebruch unabhängig von der Strahlformung des Bearbeitungsprofils. Dabei wurde der initale, symmetrische Bessel-ähnliche Strahl in zwei Teilstrahlen aufgeteilt. Durch lateralen Versatz der zwei Teilstrahlen entlang einer Achse verändert sich die ursprünglich radialsymmetrische Verteilung zu einer spiegelsymmetrischen Verteilung, wodurch die Profilausrichtung unterscheidbar wird. Ein aus der nichtlinearen Optik bekanntes Element zur Aufteilung eines Strahls in zwei Teilstrahlen sind doppelbrechende Kristalle, die z.B. in Wellenplatten oder

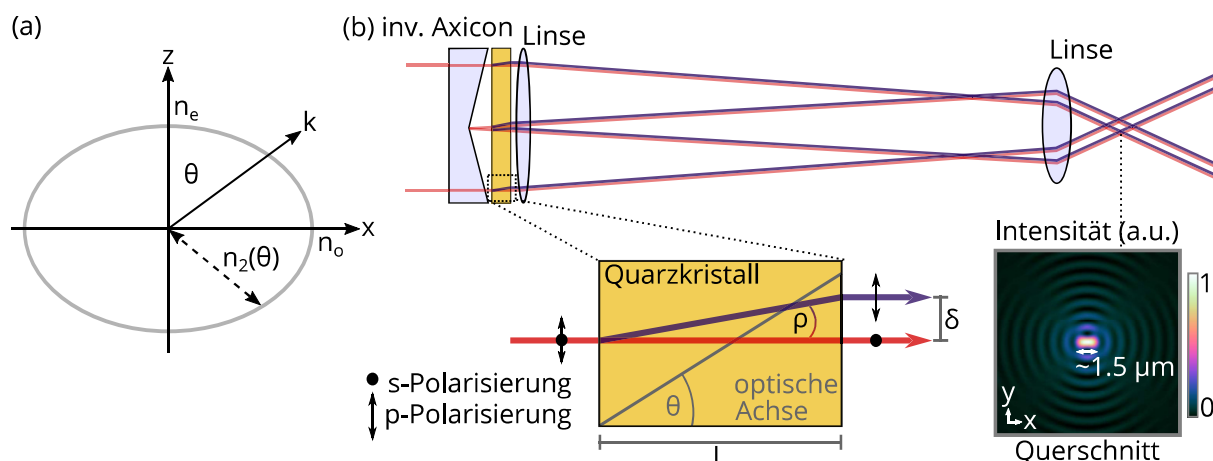


Abbildung 7.6: Darstellung der Doppelbrechungsindizes (a) und schematischer Aufbau (b) zur Erzeugung eines asymmetrischen lateralen Querschnittsprofils durch Kombination von Bessel-ähnlichen Strahlprofilen mit einem doppelbrechenden Kristall. Durch die Länge des Kristalls kann der Strahlversatz δ zwischen den zwei Teilstrahlen variiert werden.

Polarisatoren eingesetzt werden [67, 155]. Im Gegensatz zu isotropen Medien, lassen sich bei doppelbrechenden Kristallen verschiedene Hauptbrechachsen definieren, d.h. die Polarisation \mathbf{P} und die elektrische Feldstärke \mathbf{E} müssen nicht zwangsläufig parallel zueinander sein. Aufgrund ihrer Anisotropie werden Systeme mit 2 Hauptbrechachsen als uniaxial und Systeme mit 3 Hauptbrechachsen als biaxial bezeichnet [155]. Im Folgenden werden ausschließlich uniaxiale Kristalle verwendet und diskutiert. Im uniaxialen Kristallsystem verändert sich die in Gleichung 2.7 beschriebene Permittivitätszahl zu

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_1 \neq \epsilon_{zz} = \epsilon_2. \quad (7.2)$$

Zusammen mit Gleichung 2.9 existiert für $\epsilon_{1,2}$ ein zugehöriger komplexer Brechungsindex $n_{1,2}$.

Trifft eine ebene Welle mit Ausbreitungsrichtung \mathbf{k} auf den doppelbrechenden Kristall erfährt sie abhängig von der Schwingebene der Polarisation entweder n_1 oder n_2 als Brechungsindex. Als ordentlichen Strahl ($n_1 = n_o$) wird die Polarisationsrichtung bezeichnet, die senkrecht zur optischen Achse des Kristalls steht. Die zweite Polarisationsrichtung wird als außerordentlicher Strahl bezeichnet. Der zugehörige Brechungsindex n_e ist abhängig vom Winkel θ zwischen der optischen Achse des Kristalls und der Ausbreitungsrichtung der Welle [vgl. Abb. 7.6 (a)]. Nach [66, 156] lässt sich der Brechungsindex in sphärischen Koordinaten mit

$$\frac{1}{n_2^2(\theta)} = \frac{\cos^2(\theta)}{n_o^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{n_e^2} \quad (7.3)$$

beschreiben. Für eine Ausbreitung entlang der optischen Achse erfährt die ebene Welle nach [Gleichung 7.3](#) den einheitlichen Brechungsindex n_o . Für den außerordentlichen Strahl gilt das Snelliussche Brechungsgesetz im Allgemeinen jedoch nicht mehr, wodurch sich auch beim senkrechten Auftreffen auf die Oberfläche eines Kristalls mit Dicke L ein räumlicher Versatz δ ergibt. Diesen Versatz nennt man im Englischen *walk-off*. Nach [\[156\]](#) ergibt sich der *walk-off*-Winkel ρ zu

$$\tan(\rho) = \frac{1}{n} \frac{dn}{d\Theta}. \quad (7.4)$$

Unter Verwendung von [Gleichung 7.3](#) mit [7.4](#) lässt sich der *walk-off*-Winkel weiter zu

$$\tan(\rho) = \frac{\sin(\Theta) \cos(\Theta) (n_o^2 - n_e^2)}{n_e^2 \cos^2(\Theta) + n_o^2 \sin^2(\Theta)} = \left(1 - \frac{n_o^2}{n_e^2}\right) \frac{\tan(\Theta)}{1 + \frac{n_o^2}{n_e^2} \tan^2(\Theta)} \quad (7.5)$$

umformulieren.

[Abbildung 7.6 \(b\)](#) zeigt den optischen Aufbau zur Erzeugung asymmetrischer Strahlprofile mittels doppelbrechendem Kristall. Über die Dicke L des Kristalls lässt sich nach

$$\delta = L \tan(\rho) \quad (7.6)$$

der Versatz δ bestimmen. Anschaulich ist dies im Einschub von [Abb. 7.6 \(b\)](#) zu sehen. Bei dem in den Versuchen verwendeten Kristall handelt es sich um einen Quarzkristall. Da $n_e > n_o$ gilt, bezeichnet man den Kristall auch als positiven Kristall. Wie in [Kapitel 6](#) beschrieben sind die Unterschiede in den Fresnel-Verlusten an der Grenzfläche bei senkrechtem Einfall für beide Polarisationsrichtungen zu vernachlässigen.

7.3.2 Vorzugsrichtung durch asymmetrisches Strahlprofil

Zunächst wurden die Schädigungen von räumlich voneinander getrennten Einzelpulsen bzw. Pulszügen untersucht. Hierzu wurde der Abstand zwischen den Strahlprofilen durch einen Kristall von $L = 3.62$ mm erzeugt, wodurch gemäß [Gleichung 7.6](#) ein räumlicher Versatz $\delta = 1.5$ μm entsteht. Die zwei polarisationsgetrennten Teilprofile überlappen sich wie in [Abb. 7.6 \(b\)](#) dargestellt zu einem asymmetrischen Profil. Die ursprünglich lineare Polarisation der Laserstrahlung wurde durch eine $\lambda/4$ -Platte beeinflusst. Das Verhältnis von s- zu p-Polarisation wurde dabei durch Leistungsmessung nach einem polarisationsabhängigen Strahlteiler (Thorlabs) eingestellt. Messfehler bei der Leistungsmessung können zu einer leicht ungleichen Verteilung der zwei

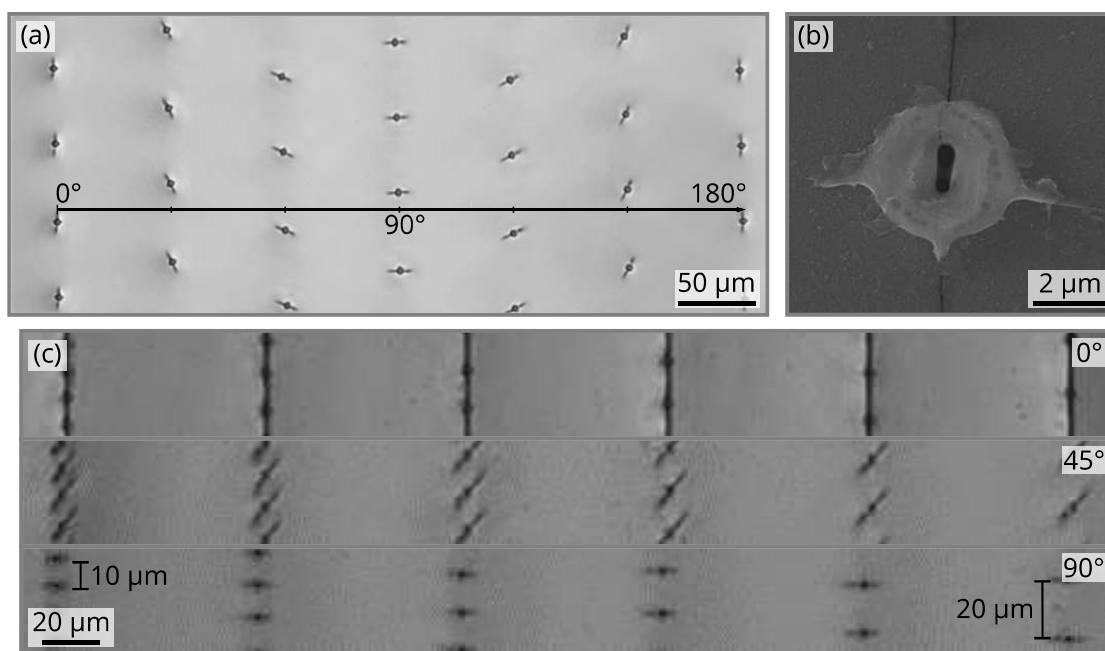


Abbildung 7.7: Transmissionslichtmikroskopaufnahme (a) der Glasoberfläche. Zu sehen sind permanente Modifikationen nach Bearbeitung mit einem Laserpulszug bestehend aus 8 Einzelpulsen. In jeder Spalte ist die Orientierung der Ellipse um 30° gedreht. Die Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme (b) zeigt vergrößert den Materialaufwurf an der Oberfläche sowie einen Riss durch die Modifikation. Die Bildreihe in (c) zeigt unter Vorschub eingeschriebene Modifikationen bei verschiedenen räumlichen Pulsabständen ($10\ \mu\text{m}$ bis $20\ \mu\text{m}$ in $2\ \mu\text{m}$ -Schritten) bei Profilrotation um 0° , 45° und 90° zur Bearbeitungsrichtung.

Teilstrahlprofile führen. Wie Vergleichssimulationen gemäß [Abb. 7.1](#) und [7.2](#) zur Auswirkung einer ungleichen Profilverteilung auf die Spannungsverteilung zeigen, ist der zu erwartende Einfluss jedoch vernachlässigbar.

Die Transmissionslichtmikroskopaufnahme in [Abb. 7.7 \(a\)](#) zeigt permanente Modifikationen nach der Bearbeitung mit je einem Pulszug bestehend aus 8 gleichen Einzelpulsen (Gesamtenergie $180\ \mu\text{J}$) mit einer Pulsdauer von 3 ps. Bei jeder eingeschriebenen Spalte ist das Strahlprofil um 30° zur benachbarten Spalte gedreht und folgt somit direkt der Ausrichtung des Quarzkristalls. Pro Einzelschuss ist ein dunkler zentraler Bereich sowie eine schmale Linie, die den Bereich durchquert, sichtbar. Die REM-Aufnahme in [Abb. 7.7 \(b\)](#) zeigt diesen Bereich mit 10^4 -facher Vergrößerung. In einem Bereich von $1\ \mu\text{m}$ bis $2\ \mu\text{m}$ um die zentrale Modifikation ist ein Materialaufwurf erkennbar. Als mögliche Begründung für das Austreiben des zuvor geschmolzenen Materials wurde die thermomechanische Abscheidung der oberflächennahen Materialschicht durch konstruktive Interferenz von Schallwellen diskutiert [[16](#), [157](#), [158](#)]. Bei dem länglichen Bereich durch die Modifikation handelt es sich um einen Riss, wie in den

vergrößerten Aufnahmen sichtbar wird. Durch die Verwendung von Strahlprofilen mit asymmetrischer lateraler Verteilung können somit Risse gezielt generiert und ausgerichtet werden.

Ein typischer Trennprozess umfasst das Aneinanderreihen der Modifikationen entlang einer Wunschkontur. Üblich sind hierbei räumliche Pulsabstände im Bereich von wenigen Mikrometern [45–47]. Neu hinzu kommt bei Verwendung von asymmetrischen Strahlprofilen, dass die Ausrichtung der Profile einen wesentlichen Einfluss auf das Zusammenspiel der Modifikationen nehmen kann. Dies ist in [Abb. 7.7 \(c\)](#) verdeutlicht. Zu sehen sind Durchlichtmikroskopaufnahmen der permanenten Schädigung an der Oberfläche, die bei verschiedenen räumlichen Pulsabständen und für verschiedene Profilausrichtungen unter Bewegung der Glasprobe eingeschrieben wurden. Die restlichen Prozessparameter bleiben unverändert. Dabei entspricht 0° einer Ausrichtung der Längsachse der asymmetrischen Verteilung parallel zur Vorschubrichtung der Glasprobe, die zwei verbleibenden Ausrichtungen ($45^\circ, 90^\circ$) einer entsprechenden Rotation im Uhrzeigersinn. Letztere weisen deutlich von einander getrennte Modifikationen gemäß dem räumlichen Pulsabstand auf. Demgegenüber ist bei 0° -Ausrichtung eine permanente Verbindung zwischen den Modifikationen über den kompletten Messbereich von $10\ \mu\text{m}$ bis $20\ \mu\text{m}$ sichtbar. Interessanterweise liegt die permanent sichtbare Länge der Risse im Bereich von $10\ \mu\text{m}$ und reicht somit nicht aus, um die durchgehende Verbindung an der Oberfläche bei den gezeigten Pulsabständen in [Abb. 7.7 \(c\)](#) zu erklären.

7.3.3 *In situ* Diagnostik des Modifikationsprozesses

Erneut wird daher die *Pump-Probe*-Mikroskopie verwendet, um zusätzliche transiente Informationen beim Modifikationsprozess zu erhalten. Zur möglichst realitätsnahen Abbildung eines typischen Trennprozesses erfolgte die Beobachtung der Bearbeitung unter Translation der Glasprobe. Die Beobachtungsrichtung war transversal zur Bewegungsrichtung. Beide Laser sowie die Hochgeschwindigkeitskamera (HSC) wurden bei einer Taktrate von 50 kHz betrieben. Um störende Einflüsse zu minimieren wurde ein Bandpassfilter ($\pm 1\ \text{nm}$) verwendet und ebenfalls die Verschlusszeit der HSC auf 370 ns gesetzt. [Abbildung 7.8](#) zeigt Messungen der optischen Tiefe $\tau(x, z)$ 5 ns nach Bearbeitung mit 50 Pulszügen. Jeder Pulszug besteht aus 4 gleichen Einzelpulsen (20 ns zeitlicher Versatz) mit einer Gesamtenergie von $120\ \mu\text{J}$ und 1 ps Pulsdauer. Die Versuche wurden bei unterschiedlichen Geschwindigkeiten der bewegten Glasprobe

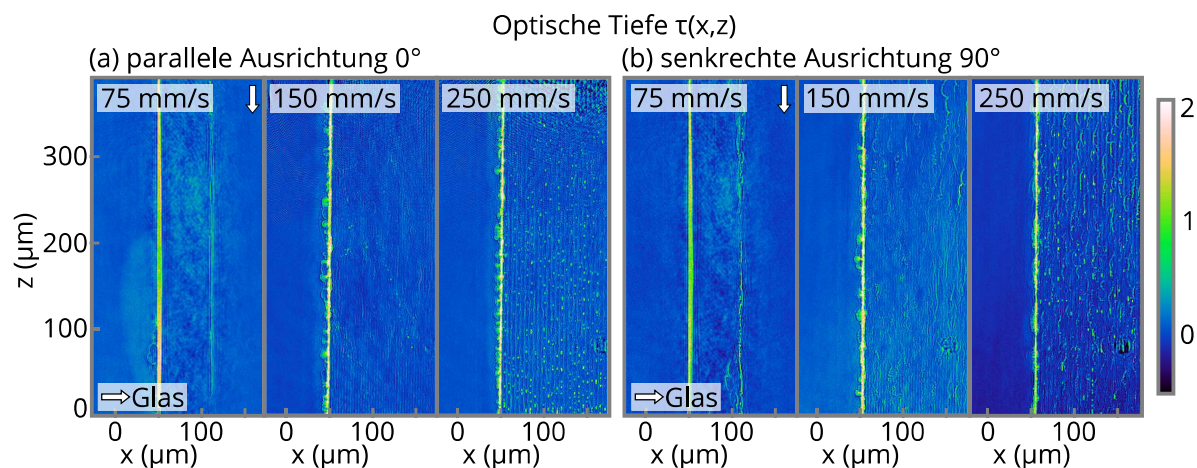


Abbildung 7.8: Pump-Probe-Messungen der optischen Tiefe für Ausrichtungen der Vorzugsrichtung parallel (a) und senkrecht (b) zur Vorschubrichtung der Glasprobe. Die Pulszüge wurden mit einer fixen Repetitionsrate $f_{\text{Rep}} = 50 \text{ kHz}$ ausgelöst, woraus durch die unterschiedliche Probengeschwindigkeit ein räumlicher Pulsabstand zwischen zwei Pulszügen von $d = 1.5 \mu\text{m}$, $3 \mu\text{m}$ und $5 \mu\text{m}$ resultiert. Dies führt zu unterschiedlicher permanenter Schädigung des Materials (Bereich rechts der Absorptionszone).

von $v_{\text{Glas}} = 75 \text{ mm/s}$, 150 mm/s und 250 mm/s durchgeführt. Aufgrund der festgelegten Taktrate von 50 kHz ergeben sich $1.5 \mu\text{m}$, $3 \mu\text{m}$, $5 \mu\text{m}$ als räumlicher und $20 \mu\text{s}$ als zeitlicher Pulsabstand. Wie in Kapitel 7.3.2 bezeichnet auch hier die Profilarichtung von 0° (90°) die Ausrichtung parallel (senkrecht) zur Vorschubrichtung.

Für beide Profilarrichtungen gibt es Gemeinsamkeiten, die im wesentlichen von der Vorschubgeschwindigkeit abhängig sind. Die Messungen der optischen Tiefe $\tau(x, z)$ für eine Vorschubgeschwindigkeit von $v = 75 \text{ mm/s}$ in Abb. 7.8 (a) und (b) zeigen den kompletten Wirkungsbereich der 50 Pulse. Durch die gewählte Vorschubgeschwindigkeit trifft der nachfolgende Laserpuls teilweise mit Material zusammen, dass durch Wechselwirkungs- und Zerfallsprozesse des vorausgegangenen Pulses bereits veränderte Eigenschaften, wie zum Beispiel erhöhte Temperatur, aufweist [75, 98, 159]. Eine permanente Schädigung des Materials ist für den ersten der 50 Pulse erkennbar (rechts im jeweiligen Bild). Die gemessene optische Tiefe $\tau(x, z) > 0.7$ erstreckt sich im gesamten Wirkungsbereich des letzten Laserpulses, durch die Zerfallsprozesse des zuvor erzeugten Elektronenplasmas.

Mit Erhöhen der Vorschubgeschwindigkeit werden weitere strukturelle Schädigungen über den gesamten Bearbeitungsbereich erkennbar. Bei einer Profilarichtung $\theta = 0^\circ$ zeigen die Messungen mehrere punktförmige Defekte, die sich entlang von Kanälen in longitudinaler Bearbeitungsrichtung verteilen. Auch hier zeigt der Wechselwirkungsbereich des letzten Pulszugs eine erhöhte optische Tiefe $\tau(x, z) > 0.7$, die abweichend

zu der glatten Verteilung bei 75 mm/s nun in Vorschubrichtung gewandte Ausbrüche aufweist [vgl. [Abb. 7.8 \(a\)](#)].

Diese deutliche und einheitliche Ausrichtung der Ausbrüche verschwindet bei Drehung des Strahlprofils um $\theta = 90^\circ$ und ist in [Abb. 7.8 \(b\)](#) dargestellt. Hier befindet sich die Vorzugsrichtung des Profils longitudinal zur Beobachtungsrichtung (lateral zum Vorschub) und wächst aus der Fokuszone des Abbildungsmikroskops heraus. Dies führt zu messbaren Bereichen der optischen Tiefe $\tau(x, z)$, die sich zu beiden Seiten des Strahlprofils ausbilden. Zusätzlich unterscheidet sich die Ausprägung der strukturellen Schädigungen. Die Anzahl an Punktdefekten geht im Vergleich zur Ausrichtung $\theta = 0^\circ$ deutlich zurück und bauchige Auswölbungen, die teilweise in benachbarte Kanäle hineinragen, treten stattdessen auf.

Weiter zeigen sich in [Abb. 7.8 \(a\)](#) bei Profilausrichtung parallel zum Vorschub einzelne Bereiche mit optischer Tiefe $\tau(x, z) \approx 0.2$, die vorauslaufend zur Wechselwirkungszone auftreten. Dieser Bereich ist bei Vorschubgeschwindigkeit von $v_{\text{Glas}} = 75 \text{ mm/s}$ mit lateraler Ausdehnung von knapp $50 \mu\text{m}$ am stärksten ausgeprägt, besteht jedoch auch bei höheren Vorschubgeschwindigkeiten.

Sowohl die permanenten Messungen in [Abb. 7.7 \(c\)](#) als auch die transienten Mikroskopaufnahmen aus [Abb. 7.8 \(a\)](#) zeigen die Abhängigkeit der Materialwechselwirkung von der Profilausrichtung. Um weitere Kenntnisse über die Rissentstehung und das Risswachstum zu erhalten, wurde die spannungsinduzierte Doppelbrechung während der Bearbeitung gemessen. Die Laserparameter von *Pump*- und *Probe*-Puls blieben dabei unverändert. Damit der vorauslaufende Bereich möglichst große laterale Ausdehnung aufweist und somit deutlich von der Wechselwirkungszone unterscheidbar ist, wurde eine Vorschubgeschwindigkeit von $v_{\text{Glas}} = 75 \text{ mm/s}$ gewählt.

[Abbildung 7.9 \(a\)](#) zeigt eine Aufnahmesequenz der HSC bei der Bearbeitung mit paralleler Ausrichtung unter Vorschub. Das erste Bild der Messreihe wurde $\Delta t = 5 \text{ ns}$ nach dem 48. Pulszug aufgenommen. Links der Wechselwirkungszone ist die longitudinale Druckwelle der Wechselwirkung des letzten Pulses sichtbar, die sich zerstörungsfrei und radialsymmetrisch ausbreitet. Im Bereich der vorausgegangenen Pulse rechts der Wechselwirkungszone wird die höchste optische Verzögerung gemessen. Dieser Wert ist durch die stress-induzierte Doppelbrechung bei thermischer Akkumulation gegeben. Die ungleiche Verteilung ist auf die bewegte Glasprobe zurückzuführen, da bei Vergleichsmessungen ohne Vorschub in [Kapitel 5.2.2](#) eine radialsymmetrische Spannungsverteilung nachgewiesen wurde.

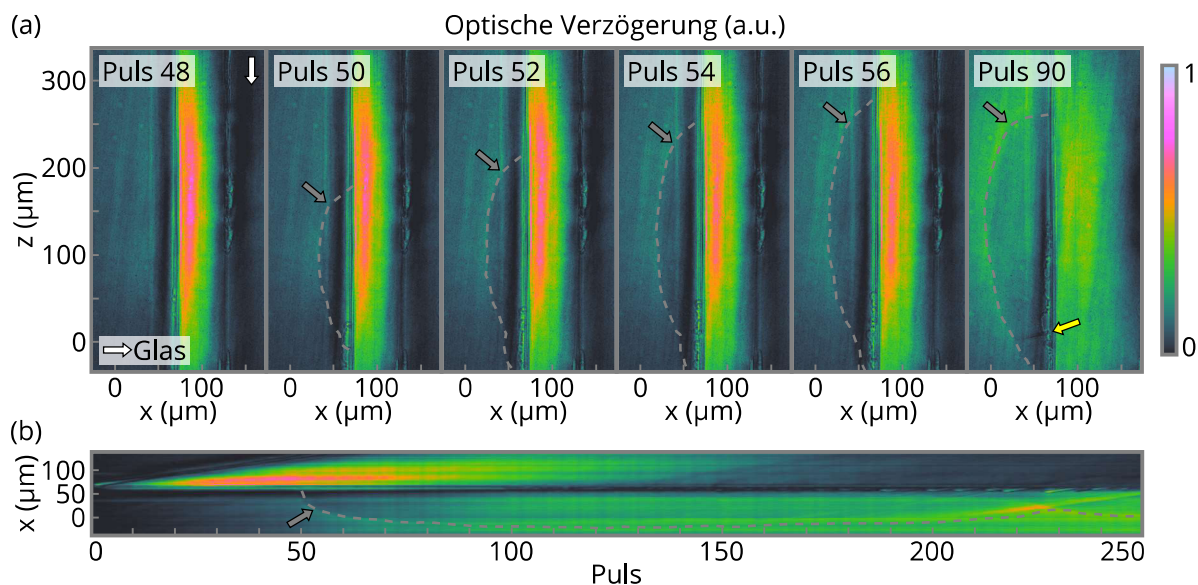


Abbildung 7.9: Hochgeschwindigkeits-Aufnahmen der transienten Spannungsverteilung (a) bei Asymmetrie-Vorzugsrichtung parallel zur Vorschubrichtung der Glasprobe. Die Messreihe zeigt die Entstehung eines transienten Risses (Pulszug #48 - Pulszug #90). Die komplette Messreihe über 250 Pulszüge ist für $z = 150 \mu\text{m}$ im Funktionsgraphen (b) dargestellt. Auf den Spannungsaufbau bis zur Rissentstehung folgt sukzessive ein Spannungsabbau. Die gestrichelte Linie verdeutlicht die Umriss des transienten Rissprofils.

Die nachfolgenden Aufnahmen der Sequenz zeigen die Entstehung und Weiterentwicklung der vorauslaufenden Zone mit reduzierter optischer Verzögerung. Nach 56 Pulsen erstreckt sich dieser Bereich über die gesamte Länge der detektierten Wechselwirkungszone. Der Funktionsgraph in [Abb. 7.9 \(b\)](#) zeigt die gemessene optische Verzögerung mitsamt der vorauslaufenden Zone bei $z = 150 \mu\text{m}$ für die komplette Messreihe bestehend aus 250 Pulszügen zu je 4 Einzelpulsen. Weiter zeigt [Abb. 7.9 \(b\)](#) die sukzessive Verlagerung der gemessenen starken Verzögerung im bereits modifizierten Bereich (vgl. [Abb. 7.9 \(a\)](#) 90. Puls).

Bereits in [Kapitel 4.2](#) wurde der Spannungsabbau durch die Entstehung von Rissen diskutiert. Aus [Abb. 7.9 \(b\)](#) wird weiter ersichtlich, dass die Risse über eine Vielzahl an Pulsen hinweg vorauslaufend geführt werden können, sodass sich weitere Spannungen zunehmend an der Rissfront entwickeln. Darüber hinaus lässt sich die Diskrepanz zwischen permanenter Risslänge bei Einzelschussmodifikation und unter Vorschub aus [Kapitel 7.3.2](#) erklären. Durch den vorauslaufenden (transienten) Riss bei Bearbeitung unter Vorschub werden die atomaren Verbindungen zwischen den Molekülen bereits geschwächt [88, 160, 161]. Der durch den Nachfolgepuls initiierte Riss kann somit bei gleicher Energie eine größere Wirkung entfalten. Der Riss verläuft dabei, wie die Vorzugsrichtung des Strahlprofils vorgibt, parallel zur Vorschubrichtung. Ferner ist es

möglich transversal verlaufende Risse zu detektieren. Ein Beispiel ist in [Abb. 7.9 \(a\)](#) Puls 90 dargestellt (gelber Pfeil). Hier zeigt sich ebenfalls ein vorauslaufender Bereich mit Verzögerung nahe Null, der sich durch die nachfolgenden Pulse jedoch nicht weiterführen lässt. Um eine möglichst schädigungsarme Trennfläche beim Separationsprozess zu erhalten, sollten transversale Risse auf ein Minimum reduziert werden.

7.4 Anwendungsuntersuchungen

Die folgenden Versuche thematisieren die Anwendbarkeit der asymmetrischen Strahlprofile. Speziell die einfache Integration durch nur marginale Veränderungen im optischen Strahlengang macht die präsentierten Strahlformungskonzepte zu interessanten Alternativen beim UKP-Separieren von Gläsern. Die Bewertung der asymmetrischen Strahlprofile erfolgt durch Bruchtests unterschiedlicher Gläser im direkten Vergleich zu einem typischen symmetrischen Profil (siehe [Abb. 5.7](#)), wie es auch in der Industrie Verwendung findet [121]. Insbesondere die Erhaltung der nichtbeugenden Eigenschaften der neuen Strahlprofile soll durch die Modifikation und anschließende Separation von unterschiedlichen Glasdicken validiert werden.

Die direkte Erzeugung der Strahlprofile mittels SLM-Phasenmaske (vgl. [Kapitel 7.2](#)) wurde zum Trennen von 0.55 mm Gorilla[®] Glas verwendet. Die Grundfläche der Glasproben betrug 100 mm × 10 mm. Als Bearbeitungsstrahlquelle diente hierbei das flexible Lasersystem auf Basis der TRUMPF TruMicro 2000 Serie, das bei fester Repetitionsrate von $f_{\text{Rep}} = 50 \text{ kHz}$ und $\tau_{\text{Puls}} = 3 \text{ ps}$ Pulsdauer genutzt wurde. Die gesamte Pulszugenergie war gleichmäßig auf 4 Einzelpulse im Burst verteilt und wurde gemäß der berechneten Intensitätsverteilung aus [Abb. 7.4](#) so angepasst, dass eine Modifikation über die gesamte Substratdicke gewährleistet war. Dies ergab für die symmetrische Referenzprobe eine Gesamtenergie von $E_{\text{Ref}} = 40 \text{ }\mu\text{J}$. Die elliptischen Strahlprofile (Aspektverhältnis der Halbachsen 1.5 : 1) und das 3 Spot-Profil wurden daher mit einer Pulszugenergie von $E_{\text{Ell}} = 90 \text{ }\mu\text{J}$ bzw. $E_{3\text{Spot}} = 100 \text{ }\mu\text{J}$ verwendet.

[Abbildung 7.10](#) zeigt die notwendige Trennkraft zur Separation für die genannten Strahlprofile bei unterschiedlichem räumlichen Abstand zwischen den Modifikationen. Jeder Messwert entspricht dem Mittelwert aus 3 Messungen bei identischen Laserparametern. Der Modifikationsabstand beim Trennen mit symmetrischen Strahlprofilen beträgt typischerweise einige Mikrometer [45–47]. Die Messwerte mit der Referenzoptik bestätigen dieses Prozessfenster. Die beste Trennbarkeit wird bei 3 μm

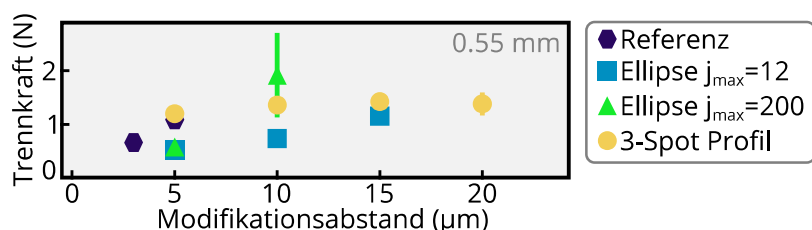


Abbildung 7.10: Analyse des Bruchverhaltens von 0.55 mm dickem Corning Gorilla® Glas mit dem 4-Punkt-Biegetester. Dargestellt ist die notwendige Trennkraft für unterschiedlichen räumlichen Pulsabstand zwischen den Modifikationen. Die asymmetrischen Strahlprofile sind in [Abb. 7.4](#) dargestellt. Als Referenz dient das symmetrische Strahlprofil aus [Abb. 5.7](#).

räumlichem Abstand erzielt. Eine erfolgreiche Separation mit Abstand $d > 5 \mu\text{m}$ ist mit dem symmetrischen Profil hingegen nicht mehr möglich. Demgegenüber zeigen alle asymmetrischen Profile der Messreihe eine erhöhte Toleranz bis mindestens $d = 10 \mu\text{m}$. Des Weiteren ist die notwendige Trennkraft bei den elliptischen Profilen im Vergleich zur besten Referenzprobe reduziert. Das 3 Spot-Profil liegt bei einem Modifikationsabstand von $d = 5 \mu\text{m}$ zwar nur auf dem Niveau der Referenz, lässt den Pulsabstand jedoch bis auf $20 \mu\text{m}$ ausweiten, ohne die notwendige Trennkraft signifikant zu erhöhen.

Ergänzend wurde auch die in [Kapitel 7.3](#) vorgestellte Asymmetrierzeugung durch Doppelbrechung für Trennversuche genutzt, um nun 1.1 mm Gorilla® Glas zu trennen. Dazu wurde die Gesamtenergie auf $E_{\text{Asym}} = 180 \mu\text{J}$ ($E_{\text{Ref}} = 0.5 E_{\text{Asym}}$) erhöht und auf nunmehr 8 Pulse im Pulszug verteilt. Die restlichen Laserparameter und die Glasproben-Grundfläche blieben unverändert. Die Messreihe umfasst Bruchtests mit unterschiedlichem Modifikationsabstand von $d = \{1 \mu\text{m}, 2.5 \mu\text{m}, 5 \mu\text{m}, 10 \mu\text{m}, 20 \mu\text{m}, 30 \mu\text{m}\}$ und ist in [Abb. 7.11](#) dargestellt.

Auch das dickere Glas kann durch die Verwendung des asymmetrischen Strahlprofils mit nur der halben notwendigen Trennkraft separiert werden, die bei der Referenzmessung benötigt wird. Die minimale Trennkraft von $F_{\min} = 9 \text{ N}$ wird bei einem räumlichen Pulsabstand $d = 5 \mu\text{m}$ erreicht. Mit zunehmendem Abstand steigt die notwendige Trennkraft auf einen Wert von $F \approx 15 \text{ N}$ bei $d = 30 \mu\text{m}$ an. Auffällig ist die Reproduzierbarkeit der Trennergebnisse. Jeder Messwert entspricht dem Mittelwert aus 5 Glasproben. Beim Trennen mit asymmetrischem Strahlprofil beträgt die mittlere Abweichung $\Delta F_{\text{err}} < 1.1 \text{ N}$ und ist daher in der Darstellung nicht erkennbar. Zusätzlich zeigt [Abb. 7.11 \(i\)-\(vi\)](#) zu jedem Trennergebnis eine Auflichtmikroskop-Aufnahme der Trennfläche sowie die zugehörige gemittelte Oberflächenrauheit R_a . Ab einem räumlichen Pulsabstand $d > 10 \mu\text{m}$ werden die einzelnen Modifikationslinien er-

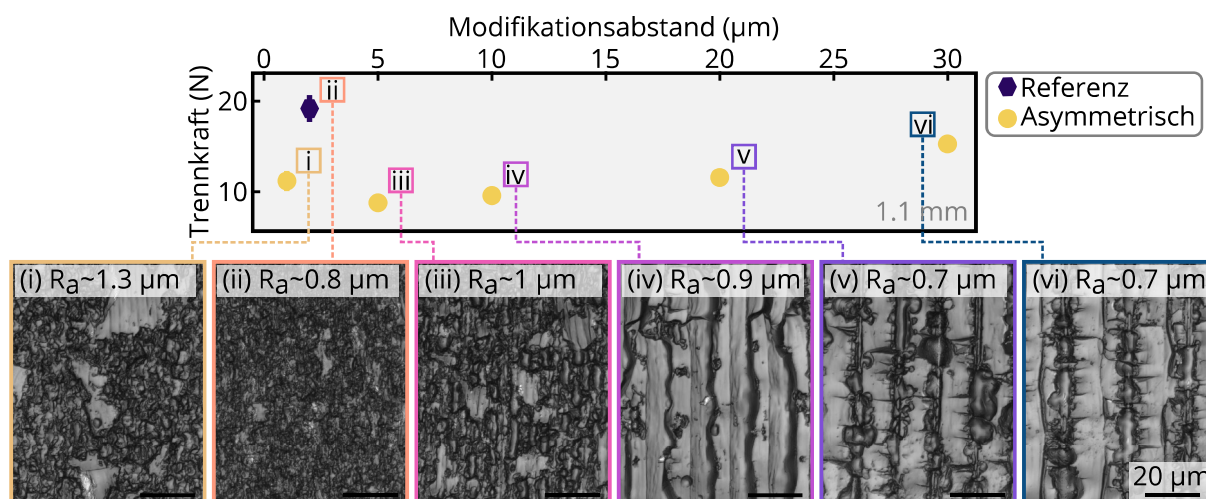


Abbildung 7.11: Analyse des Bruchverhaltens von 1.1 mm dickem Corning Gorilla® Glas mit dem 4-Punkt-Biegetester. Die asymmetrischen Strahlprofile werden durch Doppelbrechung erzeugt und benötigen weniger Kraft zur Separation der Glasprobe als die Referenzschnitte mit symmetrischem Strahlprofil. Die Einschübe (i)-(vi) zeigen LSM-Aufnahmen der Trennfläche für die unterschiedlichen Modifikationsabstände.

kennbar. Zwischen ihnen bricht das Glas aufgrund der teilweise sichtbaren Risse in Vorschubrichtung ohne größere Ausreißer. Daher bleibt die gemittelte Oberflächenrauheit $R_a \approx 1 \mu\text{m}$ auch bei großem räumlichen Pulsabstand im gewünschten Bereich (Kapitel 1.1).

Der Trennprozess konnte weiter auf Borofloat® Glas mit Glasdicke von bis zu 3.8 mm übertragen werden. Dazu wurde das modifizierte Lasersystem der TruMicro 5000 Serie verwendet. Wieder wurde der Modifikationsabstand bei gleichbleibender Gesamtenergie im 4er-Burst von $E_{\text{Asym}} = 1.5 \text{ mJ}$ variiert. Die Messergebnisse aus je zwei separierten Glasproben in Abb. 7.12 (a) bestätigen die Ergebnisse der bisherigen Trennversuche. Erneut brachen die mit dem asymmetrischen Profil modifizierten Glasproben bei geringerer Trennkraft, obwohl die Modifikationsabstände um ein Vielfaches erhöht waren. Je nach Anforderung an den Trennprozess kann beispielsweise die Vorschubgeschwindigkeit um eine Größenordnung im Vergleich zur Referenzprobe gesteigert werden.

Als abschließendes Applikationsbeispiel wurden die asymmetrischen Strahlprofile zum Trennen von Glasfolie mit 50 µm Dicke (auch Dünnglas genannt) verwendet. Diese speziellen Gläser zeichnen sich durch hohe Flexibilität und Stärke aus und bieten weiter die Möglichkeit in Rolle-zu-Rolle Prozessen eingesetzt zu werden [65, 162]. Das Dünnglas kann sowohl mit symmetrischen als auch asymmetrischen Profilen modifiziert und vereinzelt werden. Die notwendige Bruchkraft zum Trennen der

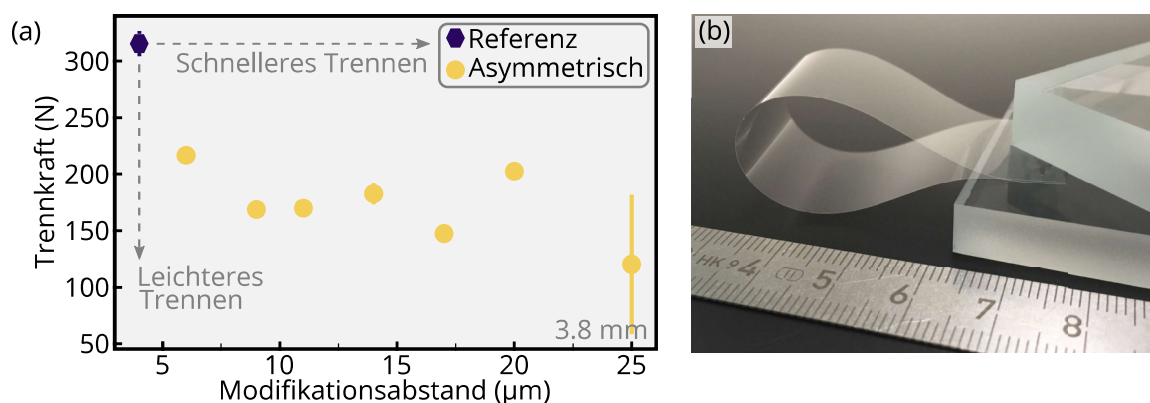


Abbildung 7.12: Analyse des Bruchverhaltens (a) von 3.8 mm dickem Schott Borofloat® Glas mit dem 4-Punkt-Biegetester. Durch Verwendung der asymmetrischen Strahlprofile kann das Glas auch bei räumlichem Modifikationsabstand von bis zu 25 μm erfolgreich getrennt werden. (b) Aufgrund der guten Kantenqualität kann durch die Trennoptik mit ausrichtbarem Quarzkristall getrenntes Dünnglas [65] separiert und in engen Radien gebogen werden.

Gläser kann mit dem verfügbaren 4-Punkt-Biegetester aufgrund der hohen Flexibilität der Proben jedoch nicht bestimmt werden. Die Modifikation mit dem asymmetrischen Strahlprofil führt allerdings zu einer verbesserten Bruchfestigkeit der Schnittkante. Dazu wurde die Bruchfestigkeit in Versuchen qualitativ durch Biegung an speziell geformten Bruchkanten mit unterschiedlichen Radien untersucht. Ein Beispiel für eine mit QBD-Optik getrennte Glasprobe und Biegeradius von $r_{\text{bend}} \approx 5 \text{ mm}$ ist in [Abb. 7.12 \(b\)](#) dargestellt. Ähnliche Biegeradien waren mit Proben, die mit symmetrischen Strahlprofilen getrennt wurden, nicht realisierbar.

Diese Beispiele veranschaulichen das große Potenzial, das sich durch die Einführung einer Vorzugsrichtung beim UKP-Glastrennen ergibt. Weiterhin können die zwei Methoden zur Erzeugung der asymmetrischen Strahlprofile aus den [Kapiteln 7.2](#) und [7.3](#) kombiniert werden, wodurch der Asymmetriegrad weiter gesteigert wird. Gerade in Kombination mit Optikmodulen, die eine gezielte Rotation der Rissorientierung im Trennprozess ermöglichen, bieten asymmetrische Strahlprofile enorme Entwicklungsmöglichkeiten für das einfache bzw. industrietaugliche Trennen von beliebig geformten Schnittkanten.

7.5 Fazit

Im Rahmen dieses Kapitels wurde die Erzeugung nichtbeugender Strahlprofile mit asymmetrischem lateralem Querschnitt sowie deren Verwendungsmöglichkeiten zum

UKP-basierten Glastrennen untersucht. Anhand eines Simulationsmodells wurden zunächst radialsymmetrische und asymmetrische Strahlprofile verglichen. Dabei zeigte sich, dass sowohl die statische Spannungsverteilung beim Separationsprozess sowie die dynamische, thermo-mechanische Spannungsverteilung beim Modifikationsprozess von einer asymmetrischen Strahlform profitieren können.

Zur Erzeugung einer solchen asymmetrischen Verteilung wurde in [Kapitel 7.2](#) zunächst die gezielte Manipulation der Phasenfront durch segmentierte Phasenmasken verwendet. Die Funktionsweise wurde durch strukturelle Schädigungen des Glases sowie einer raum-zeitlichen 3D-Rekonstruktion des Extinktionsprofils überprüft.

Ein alternativer Ansatz zur Asymmetrieerzeugung durch Doppelbrechung wurde in [Kapitel 7.3](#) untersucht. Mit beiden Verfahren konnten Rissbildung und Ausrichtung des Profils reproduzierbar gesteuert werden. *Pump-Probe*-Messungen unter Vorschub der Glasprobe zeigten erstmals die dynamische Rissentstehung und Rissausbreitung bei elliptischem Strahlquerschnitt. Beim Vergleich der Trennfähigkeit zeigte sich weiter, dass bei Verwendung von asymmetrischen Profilen die Prozessgeschwindigkeit gesteigert sowie die Trennkraft bei der Separation der Glasproben reduziert werden kann.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Ultrakurzpulslaser ermöglichen die präzise Lasermaterialbearbeitung von Glas und weiteren transparenten Werkstoffen. Besonders die Möglichkeit das Material direkt im Volumen zu modifizieren kann zum Einschreiben eines Modifikationspfades genutzt werden, entlang dessen die anschließende Separation des Werkstücks erfolgt. Die Voraussetzung für den effizienten Einsatz dieser Technologie ist die erfolgreiche und homogene Bearbeitung durch den UKP-Laser.

In der vorliegenden Arbeit wurden die grundlegenden Wechselwirkungsprozesse von einzelnen und multiplen ultrakurzen Laserpulsen sowie die damit verknüpfte Wechselwirkungsdynamik untersucht. Die Ergebnisse liefern neue Erkenntnisse über die gegenseitige Beeinflussung der Pulse bei Akkumulation und zur sowohl transienten Rissbildung als auch permanenten Schädigung im Material.

Als primäres Analysetool wurde ein neuartiges *Pump-Probe*-System verwendet, dessen Synchronisation durch die gemeinsame Seed-Kopplung zweier Laser umgesetzt wurde. In Kombination mit einer variablen Verzögerungsstrecke konnte somit der Beobachtungspuls (zeitliche Auflösung von 200 fs) erstmals über mehrere Größenordnungen hinweg kontinuierlich verzögert werden. Dies ermöglichte die durchgehende *in situ* Beobachtung der initialen Wechselwirkung im Pikosekundenbereich bis hin zu thermischen Effekten nach einigen Mikrosekunden. Neu ist zudem die Erweiterung des Beobachtungs-Setups zu einem Polarisationsmikroskop. Somit konnten detaillierte Messungen von transienten Doppelbrechungseffekten durchgeführt werden.

Mithilfe dieser Methodik wurde die Rissbildung in Corning Gorilla[®] Glas bei der Bearbeitung durch Laserpulse mit gaussförmiger Intensitätsverteilung nachgewiesen. Bereits bei der Absorption einzelner Laserpulse zeigte sich, dass die Pulsintensität die Ausbildung der Modifikation beeinflusst. So führt eine Erhöhung der Pulsdauer im Bereich $\tau_{\text{Puls}} = \{300 \text{ fs} \dots 20 \text{ ps}\}$ zu einer veränderten Gewichtung der Ionisationsmechanismen und auch zu einer reduzierten Pulsintensität, wodurch sich die erreichbare Modifikationslänge aufgrund der gleichbleibenden Ionisationsschwelle

des Materials verkürzt. Ebenfalls wurde jedoch eine erhöhte optische Verzögerung der sich ausbreitenden Druckwelle festgestellt. Daran erkennt man, dass insgesamt mehr freie Ladungsträger in verkleinertem Volumen erzeugt werden.

Bei der Bearbeitung durch multiple Laserpulse wird dieser Effekt noch deutlicher. So konnte durch die Wahl der Pulsdauer der Spannungsaufbau im Material gezielt über die Zerstörschwelle gesetzt werden, wodurch erstmals die Rissentstehung beobachtet werden konnte. Aufgrund der Akkumulation der Pulse wächst das Bearbeitungsvolumen zunächst hin zur Strahleinfallsrichtung, was durch die veränderte Ausbreitungsrichtung und das verschobene Zentrum der Druckwelle bewiesen werden konnte. Ebenfalls wurde erfolgreich demonstriert, dass die spannungsinduzierte Rissbildung zusätzlich durch zeitliche Strahlformung (Verwendung von Doppelpulsen) und Erhöhung der Repetitionsfrequenz verstärkt werden kann.

Durch räumliche Strahlformung mittels diffraktiver Optiken oder eines *Spatial-Light-Modulators* wurden in dieser Arbeit Bessel-ähnliche Strahlprofile erzeugt. Aufgrund des hohen Aspektverhältnisses im Bereich Millimeter zu Mikrometer (Länge zu Breite) eignet sich diese Strahlform, um Gläser mit einer Einzelüberfahrt entlang der gesamten Substratdicke zu modifizieren. Um eine möglichst homogene Schädigung erzeugen zu können, wurde der Zusammenhang der transienten Extinktionslänge zur permanenten Schädigung in Abhängigkeit der Pulsdauer und der Puls(zug)energie untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass die Aufteilung in 4 und mehr Pulse im Pulszug auch dann zur homogenen Schädigung führen kann, wenn dies aufgrund der Einzelpulsenergie nicht zu erwarten war.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die statischen Messungen erstmals durch detaillierte Untersuchungen unter dynamischem Vorschub der Glasprobe erweitert. So konnte nachgewiesen werden, dass die gegenseitige Beeinflussung der gaussförmigen Bearbeitungspulse zu einer asymmetrischen Spannungsverteilung führt, die dem Modifikationsbereich vorausläuft. Durch die dynamische Visualisierung der Wechselwirkung von Bessel-ähnlichen Strahlprofilen gewinnt man Einblick in den Modifikationsprozess beim Einschreiben einer Trennebene. Dadurch wurde deutlich, dass permanente Schädigungen auf einzelne Plasmaausbrüche zurückzuführen sind und ebenfalls transiente Risse beim Modifikationsprozess auftreten, die in *ex situ* Messungen nicht mehr nachweisbar sind.

In Ergänzung zu diesen grundlegenden Untersuchungen mit senkrechter Schnittfläche wurde ein UKP-basierter Trennprozess mit angestellter Bruchkante erfolgreich demonstriert. Dazu wurde die Veränderung des Strahlprofils analysiert, die verantwortlichen Störfaktoren in einem Modell ermittelt und daraus eine Korrekturphasenmaske

erzeugt. Durch die Vorkompensation der Aberrationen wurde so erstmals das Trennen von bis zu 30° verkippten Trennflächen ermöglicht.

Deutliche Vorteile im Hinblick auf das Einschreiben der Sollbruchebene konnte durch die gezielte Risskontrolle bei der Verwendung von nicht-beugenden Strahlprofilen mit lateral asymmetrischem Querschnitt erzielt werden. Im Modell wurde gezeigt, dass die Spannungsentwicklung bei der Modifikation durch den Symmetriebruch eine Vorzugsrichtung besitzt. Es wurden unterschiedliche Methoden zur Erzeugung der asymmetrischen Strahlprofile eruiert und mittels *in situ* sowie *ex situ* Experimenten validiert. Durch Drehung des Strahlprofils konnten die Risse gezielt entlang der Trennkontur ausgerichtet werden, wodurch die Prozessgeschwindigkeit um bis zu einer Größenordnung gesteigert werden konnte. Ein weiterer Vorteil ist die um Faktor 2 reduzierte Trennkraft zum Vereinzeln der Glasproben.

In dieser Arbeit wurden verschiedene Gläser mit Substratdicken im Bereich von $30\ \mu\text{m}$ bis $12\ \text{mm}$ erfolgreich mechanisch getrennt. Letzteres Ergebnis stellt den aktuellen Trennrekord bei Einzelmodifikation dar. Die Trennfläche wies dabei keine Fehler und eine gleichbleibend gute Oberflächenqualität (mittlere Rauheit $R_a \approx 1\ \mu\text{m}$) auf.

Um das große Anwendungspotential dieser Technologie für die industrielle Nutzung zu verdeutlichen, wurde das Optik-Konzept mit einem in der Entwicklung befindlichen Hochleistungs-UKP-Lasersystem (mittlere Leistung $P = 1\ \text{kW}$, Burst-Energie $E_{\text{burst}} = 30\ \text{mJ}$) kombiniert. Hierdurch konnte die Vorschubgeschwindigkeit bei der Bearbeitung von $3.8\ \text{mm}$ Schott Borofloat[®] Glas um etwa eine Größenordnung auf $1200\ \text{mm/s}$ gesteigert werden. Bei geringerem Vorschub gelang hingegen erstmals die Modifikation von $30\ \text{mm}$ dickem Borofloat Glas.

Der Umfang prozessierter Gläser in dieser Arbeit illustriert die enorme Bandbreite an Applikationen, die durch die UKP-Bearbeitung adressierbar wird. Die parallele Entwicklung neuer Lasersysteme und Optik-Konzepte verdeutlicht, dass zukünftig ultrakurze Laserpulse z.B. zur Erzeugung von filigranen Modifikationen oder der Separation von dickem Architekturglas eingesetzt werden können. Die dazu notwendigen Grundlagen wurden im Rahmen dieser Arbeit gelegt.

Eine zusätzliche Verbesserung der Trennbarkeit und Prozessgeschwindigkeit könnte durch die Kombination der zwei vorgestellten Asymmetrie-Konzepte erfolgen. Ebenso könnten zukünftige Trennflächen gebogene Konturen besitzen. Als weiterer, langfristiger Arbeitspunkt sollte die Entwicklung eines vollständig UKP-basierten Separationsprozesses angestrebt werden. Somit würde der komplette Trennprozess auf ein einzelnes, universelles Lasersystem vereinfacht.

Literatur

- [1] T. H. Maiman: *Stimulated Optical Radiation in Ruby*, Nature **187**, 493–494 (1960), DOI: [10.1038/187493a0](https://doi.org/10.1038/187493a0).
- [2] K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto und K. Hirao: *Writing waveguides in glass with a femtosecond laser*, Optics Letters **21**, 1729 (1996), DOI: [10.1364/OL.21.001729](https://doi.org/10.1364/OL.21.001729).
- [3] X. Liu, D. Du und G. Mourou: *Laser ablation and micromachining with ultrashort laser pulses*, IEEE Journal of Quantum Electronics **33**, 1706–1716 (1997), DOI: [10.1109/3.631270](https://doi.org/10.1109/3.631270).
- [4] S. Nolte, C. Momma, H. Jacobs, A. Tünnermann, B. N. Chichkov, B. Welleghausen und H. Welling: *Ablation of metals by ultrashort laser pulses*, Journal of the Optical Society of America B **14**, 2716 (1997), DOI: [10.1364/JOSAB.14.002716](https://doi.org/10.1364/JOSAB.14.002716).
- [5] M. Sparkes und W. Steen, „“Light” Industry: An Overview of the Impact of Lasers on Manufacturing“, *Advances in Laser Materials Processing*, Second Edi, Elsevier, 2018, S. 1–22, DOI: [10.1016/B978-0-08-101252-9.00001-7](https://doi.org/10.1016/B978-0-08-101252-9.00001-7).
- [6] M. Malinauskas, A. Žukauskas, S. Hasegawa, Y. Hayasaki, V. Mizeikis, R. Buividas und S. Juodkazis: *Ultrafast laser processing of materials: From science to industry*, Light: Science and Applications **5**, 3–5 (2016), DOI: [10.1038/lsa.2016.133](https://doi.org/10.1038/lsa.2016.133).
- [7] B. Franta, E. Mazur und S. K. Sundaram: *Ultrafast laser processing of silicon for photovoltaics*, International Materials Reviews **63**, 227–240 (2018), DOI: [10.1080/09506608.2017.1389547](https://doi.org/10.1080/09506608.2017.1389547).
- [8] I. Dey, K. Jana, V. Y. Fedorov, A. D. Koulouklidis, A. Mondal, M. Shaikh, D. Sarkar, A. D. Lad, S. Tzortzakis, A. Couairon und G. R. Kumar: *Highly efficient broadband terahertz generation from ultrashort laser filamentation in liquids*, Nature Communications **8**, 1184 (2017), DOI: [10.1038/s41467-017-01382-x](https://doi.org/10.1038/s41467-017-01382-x).

- [9] S. Hallmann, P. Glockner, C. Daniel, V. Seyda und C. Emmelmann: *Manufacturing of Medical Implants by Combination of Selective Laser Melting and Laser Ablation*, Lasers in Manufacturing and Materials Processing **2**, 124–134 (2015), DOI: [10.1007/s40516-015-0010-7](https://doi.org/10.1007/s40516-015-0010-7).
- [10] C. Ferrante, A. Virga, L. Benfatto, M. Martinati, D. De Fazio, U. Sassi, C. Fasolato, A. K. Ott, P. Postorino, D. Yoon, G. Cerullo, F. Mauri, A. C. Ferrari und T. Scopigno: *Raman spectroscopy of graphene under ultrafast laser excitation*, Nature Communications **9**, 308 (2018), DOI: [10.1038/s41467-017-02508-x](https://doi.org/10.1038/s41467-017-02508-x).
- [11] K. C. Phillips, H. H. Gandhi, E. Mazur und S. K. Sundaram: *Ultrafast laser processing of materials: a review*, Advances in Optics and Photonics **7**, 684 (2015), DOI: [10.1364/AOP.7.000684](https://doi.org/10.1364/AOP.7.000684).
- [12] E. Mazur und R. Gattass: *Femtosecond laser micromachining in transparent materials*, Nature Photonics **2**, 219–225 (2008), DOI: [10.1038/nphoton.2008.48](https://doi.org/10.1038/nphoton.2008.48).
- [13] C. B. Schaffer, A. Brodeur und E. Mazur: *Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses*, Measurement Science and Technology **12**, 1784–1794 (2001), DOI: [10.1088/0957-0233/12/11/305](https://doi.org/10.1088/0957-0233/12/11/305).
- [14] K. Itoh, W. Watanabe, S. Nolte und C. B. Schaffer: *Ultrafast Processes for Bulk Modification of Transparent Materials*, MRS Bulletin **31**, 620–625 (2006), DOI: [10.1557/mrs2006.159](https://doi.org/10.1557/mrs2006.159).
- [15] M. Beresna, M. Gecevičius und P. G. Kazansky: *Ultrafast laser direct writing and nanostructuring in transparent materials*, Advances in Optics and Photonics **6**, 293 (2014), DOI: [10.1364/AOP.6.000293](https://doi.org/10.1364/AOP.6.000293).
- [16] C. Schaffer, J. García und E. Mazur: *Bulk heating of transparent materials using a high-repetition-rate femtosecond laser*, Applied Physics A: Materials Science & Processing **76**, 351–354 (2003), DOI: [10.1007/s00339-002-1819-4](https://doi.org/10.1007/s00339-002-1819-4).
- [17] G. Matthäus, H. Kämmer, K. A. Lammers, C. Vetter, W. Watanabe und S. Nolte: *Inscription of silicon waveguides using picosecond pulses*, Optics Express **26**, 24089 (2018), DOI: [10.1364/OE.26.024089](https://doi.org/10.1364/OE.26.024089).
- [18] S. Richter, S. Döring, A. Tünnermann und S. Nolte: *Bonding of glass with femtosecond laser pulses at high repetition rates*, Applied Physics A **103**, 257–261 (2011), DOI: [10.1007/s00339-011-6369-1](https://doi.org/10.1007/s00339-011-6369-1).

-
- [19] A. H. A. Lutey, L. Gemini, L. Romoli, G. Lazzini, F. Fuso, M. Faucon und R. Kling: *Towards Laser-Textured Antibacterial Surfaces*, Scientific Reports **8**, 10112 (2018), DOI: [10.1038/s41598-018-28454-2](https://doi.org/10.1038/s41598-018-28454-2).
- [20] Y. Shimotsuma, P. G. Kazansky, J. Qiu und K. Hirao: *Self-Organized Nanogratings in Glass Irradiated by Ultrashort Light Pulses*, Physical Review Letters **91**, 247405 (2003), DOI: [10.1103/PhysRevLett.91.247405](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.247405).
- [21] S. Juodkazis, K. Nishimura, S. Tanaka, H. Misawa, E. G. Gamaly, B. Luther-Davies, L. Hallo, P. Nicolai und V. T. Tikhonchuk: *Laser-induced microexplosion confined in the bulk of a sapphire crystal: Evidence of multimegabar pressures*, Physical Review Letters **96**, 1–4 (2006), DOI: [10.1103/PhysRevLett.96.166101](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.166101).
- [22] E. G. Gamaly, S. Juodkazis, K. Nishimura, H. Misawa, B. Luther-Davies, L. Hallo, P. Nicolai und V. T. Tikhonchuk: *Laser-matter interaction in the bulk of a transparent solid: Confined microexplosion and void formation*, Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics **73**, 1–15 (2006), DOI: [10.1103/PhysRevB.73.214101](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.214101).
- [23] L. Wondraczek, J. C. Mauro, J. Eckert, U. Kühn, J. Horbach, J. Deubener und T. Rouxel: *Towards Ultrastrong Glasses*, Advanced Materials **23**, 4578–4586 (2011), DOI: [10.1002/adma.201102795](https://doi.org/10.1002/adma.201102795).
- [24] Corning: Gorilla[®] Glass, https://www.corning.com/microsites/csm/gorillaglass/PI_Sheets/2020/Gorilla_Glass_3_ProdSheet.pdf, Accessed: 2020-11-18.
- [25] Schott: Borofloat[®] 33, <https://www.schott.com/d/borofloat/6efaa32b-9b5e-43a6-acdf-175104f246b5/schott-borofloat-technical-data-sheet-english-26032019.pdf>, Accessed: 2020-11-18.
- [26] F. Yuan, J. A. Johnson, D. D. Allred und R. H. Todd: *Waterjet cutting of cross-linked glass*, Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films **13**, 136–139 (1995), DOI: [10.1116/1.579427](https://doi.org/10.1116/1.579427).
- [27] S. Nisar, L. Li und M. A. Sheikh: *Laser glass cutting techniques—A review*, Journal of Laser Applications **25**, 042010 (2013), DOI: [10.2351/1.4807895](https://doi.org/10.2351/1.4807895).
- [28] J. Durnin, J. J. Miceli und J. H. Eberly: *Diffraction-free beams*, Physical Review Letters **58**, 1499–1501 (1987), DOI: [10.1103/PhysRevLett.58.1499](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.1499).

- [29] A. Marcinkevičius, S. Juodkazis, S. Matsuo, V. Mizeikis und H. Misawa: *Application of Bessel Beams for Microfabrication of Dielectrics by Femtosecond Laser*, Japanese Journal of Applied Physics **40**, L1197–L1199 (2001), DOI: [10.1143/JJAP.40.L1197](https://doi.org/10.1143/JJAP.40.L1197).
- [30] F. E. Lytle, R. M. Parrish und W. T. Barnes: *An Introduction to Time-Resolved Pump/Probe Spectroscopy*, Applied Spectroscopy **39**, 444–451 (1985), DOI: [10.1366/0003702854248511](https://doi.org/10.1366/0003702854248511).
- [31] J. Liang und L. V. Wang: *Single-shot ultrafast optical imaging*, Optica **5**, 1113 (2018), DOI: [10.1364/OPTICA.5.001113](https://doi.org/10.1364/OPTICA.5.001113).
- [32] V. I. Kondrashov, L. A. Shitova, V. A. Litvinov und V. V. Surkov: *Characteristics of cutting parameters and their effect on the glass edge quality*, Glass and Ceramics (English translation of Steklo i Keramika) **58**, 303–305 (2001), DOI: [10.1023/A:1013926908241](https://doi.org/10.1023/A:1013926908241).
- [33] W. Vogel, *Glaschemie 3., völlig überarbeitete und aktualisierte Auflage*. Springer Verlag, Berlin - Heidelberg - New York, 1992.
- [34] S. Nikumb, Q. Chen, C. Li, H. Reshef, H. Zheng, H. Qiu und D. Low: *Precision glass machining, drilling and profile cutting by short pulse lasers*, Thin Solid Films **477**, 216–221 (2005), DOI: [10.1016/j.tsf.2004.08.136](https://doi.org/10.1016/j.tsf.2004.08.136).
- [35] A. A. Abramov, M. L. Black und G. Scott Glaesemann: *Laser separation of chemically strengthened glass*, Physics Procedia **5**, 285–290 (2010), DOI: [10.1016/j.phpro.2010.08.054](https://doi.org/10.1016/j.phpro.2010.08.054).
- [36] K. Yamamoto, N. Hasaka, H. Morita und E. Ohmura: *Influence of thermal expansion coefficient in laser scribing of glass*, Precision Engineering **34**, 70–75 (2010), DOI: [10.1016/j.precisioneng.2009.03.005](https://doi.org/10.1016/j.precisioneng.2009.03.005).
- [37] M. B. Strigin und A. N. Chudinov: *Laser processing of glass by picosecond pulses*, Quantum Electronics **24**, 732–735 (1994), DOI: [10.1070/qe1994v024n08abeh.000178](https://doi.org/10.1070/qe1994v024n08abeh.000178).
- [38] S. Butkus, E. Gaižauskas, D. Paipulas, Ž. Viburys, D. Kaškelyė, M. Barkauskas, A. Alesnikov und V. Sirutkaitis: *Rapid microfabrication of transparent materials using filamented femtosecond laser pulses*, Applied Physics A **114**, 81–90 (2014), DOI: [10.1007/s00339-013-8108-2](https://doi.org/10.1007/s00339-013-8108-2).

- [39] M. Kumkar, L. Bauer, S. Russ, M. Wendel, J. Kleiner, D. Grossmann, K. Bergner und S. Nolte, *Comparison of different processes for separation of glass and crystals using ultrashort pulsed lasers*, *Frontiers in Ultrafast Optics: Biomedical, Scientific, and Industrial Applications XIV*, A. Heisterkamp, P. R. Herman, M. Meunier und S. Nolte, Hrsg., Bd. 8972, 2014, S. 897-214, DOI: [10.1117/12.2044187](https://doi.org/10.1117/12.2044187).
- [40] R. Stoian, M. K. Bhuyan, G. Zhang, G. Cheng, R. Meyer und F. Courvoisier: *Ultrafast Bessel beams: advanced tools for laser materials processing*, *Advanced Optical Technologies* **7**, 165–174 (2018), DOI: [10.1515/aot-2018-0009](https://doi.org/10.1515/aot-2018-0009).
- [41] M. K. Bhuyan, F. Courvoisier, H. S. Phing, O. Jedrkiewicz, S. Recchia, P. Di Trapani und J. M. Dudley: *Laser micro- and nanostructuring using femtosecond Bessel beams*, *The European Physical Journal Special Topics* **199**, 101–110 (2011), DOI: [10.1140/epjst/e2011-01506-0](https://doi.org/10.1140/epjst/e2011-01506-0).
- [42] J. Li, E. Ertorer und P. R. Herman: *Ultrafast laser burst-train filamentation for non-contact scribing of optical glasses*, *Optics Express* **27**, 25078 (2019), DOI: [10.1364/OE.27.025078](https://doi.org/10.1364/OE.27.025078).
- [43] J. A. Davis, J. Guertin und D. M. Cottrell: *Diffraction-free beams generated with programmable spatial light modulators*, *Applied Optics* **32**, 6368 (1993), DOI: [10.1364/AO.32.006368](https://doi.org/10.1364/AO.32.006368).
- [44] A. Trichili, T. Mhlanga, Y. Ismail, F. S. Roux, M. McLaren, M. Zghal und A. Forbes: *Detection of Bessel beams with digital axicons*, *Optics Express* **22**, 17553 (2014), DOI: [10.1364/OE.22.017553](https://doi.org/10.1364/OE.22.017553).
- [45] K. Bergner, M. Müller, R. Klas, J. Limpert, S. Nolte und A. Tünnerman: *Scaling ultrashort laser pulse induced glass modifications for cleaving applications*, *Applied Optics* **57**, 5941 (2018), DOI: [10.1364/ao.57.005941](https://doi.org/10.1364/ao.57.005941).
- [46] A. Feuer, J. U. Thomas, C. Freitag, R. Weber und T. Graf: *Single-pass laser separation of 8 mm thick glass with a millijoule picosecond pulsed Gaussian–Bessel beam*, *Applied Physics A: Materials Science and Processing* **125**, 1–6 (2019), DOI: [10.1007/s00339-019-2624-7](https://doi.org/10.1007/s00339-019-2624-7).
- [47] R. Meyer, L. Froehly, R. Giust, J. Del Hoyo, L. Furfaro, C. Billet und F. Courvoisier: *Extremely high-aspect-ratio ultrafast Bessel beam generation and stealth dicing of multi-millimeter thick glass*, *Applied Physics Letters* **114**, 201105 (2019), DOI: [10.1063/1.5096868](https://doi.org/10.1063/1.5096868).

- [48] R. Vasilyeu, A. Dudley, N. Khilo und A. Forbes: *Generating superpositions of higher-order Bessel beams*, *Optics Express* **17**, 23389 (2009), DOI: [10.1364/OE.17.023389](https://doi.org/10.1364/OE.17.023389).
- [49] C. Xie, V. Jukna, C. Milián, R. Giust, I. Ouadghiri-Idrissi, T. Itina, J. M. Dudley, A. Couairon und F. Courvoisier: *Tubular filamentation for laser material processing*, *Scientific Reports* **5**, 8914 (2015), DOI: [10.1038/srep08914](https://doi.org/10.1038/srep08914).
- [50] F. Hendricks, V. V. Matylitsky, M. Domke und H. P. Huber, *Time-resolved study of femtosecond laser induced micro-modifications inside transparent brittle materials*, *Frontiers in Ultrafast Optics: Biomedical, Scientific, and Industrial Applications XVI*, A. Heisterkamp, P. R. Herman, M. Meunier und S. Nolte, Hrsg., Bd. 9740, 2016, 97401A, DOI: [10.1117/12.2214081](https://doi.org/10.1117/12.2214081).
- [51] R. Meyer, M. Jacquot, R. Giust, J. Safioui, L. Rapp, L. Furfaro, P.-A. Lacourt, J. M. Dudley und F. Courvoisier: *Single-shot ultrafast laser processing of high-aspect-ratio nanochannels using elliptical Bessel beams*, *Optics Letters* **42**, 4307 (2017), DOI: [10.1364/ol.42.004307](https://doi.org/10.1364/ol.42.004307).
- [52] J. Dudutis, P. Gečys und G. Račiukaitis: *Non-ideal axicon-generated Bessel beam application for intra-volume glass modification*, *Optics Express* **24**, 28433 (2016), DOI: [10.1364/OE.24.028433](https://doi.org/10.1364/OE.24.028433).
- [53] A. Mathis, F. Courvoisier, L. Froehly, L. Furfaro, M. Jacquot, P. A. Lacourt und J. M. Dudley: *Micromachining along a curve: Femtosecond laser micromachining of curved profiles in diamond and silicon using accelerating beams*, *Applied Physics Letters* **101**, 071110 (2012), DOI: [10.1063/1.4745925](https://doi.org/10.1063/1.4745925).
- [54] D. Grossmann, M. Reininghaus, C. Kalupka, M. Kumkar und R. Poprawe: *Transverse pump-probe microscopy of moving breakdown, filamentation and self-organized absorption in alkali aluminosilicate glass using ultrashort pulse laser*, *Optics Express* **24**, 23221 (2016), DOI: [10.1364/oe.24.023221](https://doi.org/10.1364/oe.24.023221).
- [55] K. Bergner, B. Seyfarth, K. A. Lammers, T. Ullsperger, S. Döring, M. Heinrich, M. Kumkar, D. Flamm, A. Tünnermann und S. Nolte: *Spatio-temporal analysis of glass volume processing using ultrashort laser pulses*, *Applied Optics* **57**, 4618 (2018), DOI: [10.1364/AO.57.004618](https://doi.org/10.1364/AO.57.004618).
- [56] C. B. Schaffer, N. Nishimura, E. N. Glezer, A. M.-T. Kim und E. Mazur: *Dynamics of femtosecond laser-induced breakdown in water from femtoseconds to microseconds*, *Optics Express* **10**, 196 (2002), DOI: [10.1364/oe.10.000196](https://doi.org/10.1364/oe.10.000196).

- [57] S. Rapp, M. Kaiser, M. Schmidt und H. P. Huber: *Ultrafast pump-probe ellipsometry setup for the measurement of transient optical properties during laser ablation*, *Optics Express* **24**, 17572 (2016), DOI: [10.1364/OE.24.017572](https://doi.org/10.1364/OE.24.017572).
- [58] J. Bonse, T. Seuthe, M. Grehn, M. Eberstein, A. Rosenfeld und A. Mermillod-Blondin: *Time-resolved microscopy of fs-laser-induced heat flows in glasses*, *Applied Physics A* **124**, 60 (2018), DOI: [10.1007/s00339-017-1465-5](https://doi.org/10.1007/s00339-017-1465-5).
- [59] C. Kurkjian, P. Gupta, R. Brow und N. Lower: *The intrinsic strength and fatigue of oxide glasses*, *Journal of Non-Crystalline Solids* **316**, 114–124 (2003), DOI: [10.1016/S0022-3093\(02\)01943-9](https://doi.org/10.1016/S0022-3093(02)01943-9).
- [60] J. E. Shelby, *Introduction to Glass Science and Technology*. Royal Society of Chemistry, Cambridge, 2007.
- [61] H. Scholze, *Glas: Natur, Struktur und Eigenschaften*. Springer Verlag, Berlin - Heidelberg - New York, 1988.
- [62] B. P. Feuston und S. H. Garofalini: *Empirical three-body potential for vitreous silica*, *The Journal of Chemical Physics* **89**, 5818–5824 (1988), DOI: [10.1063/1.455531](https://doi.org/10.1063/1.455531).
- [63] A. Zoubir, C. Rivero, R. Grodsky, K. Richardson, M. Richardson, T. Cardinal und M. Couzi: *Laser-induced defects in fused silica by femtosecond IR irradiation*, *Physical Review B* **73**, 224117 (2006), DOI: [10.1103/PhysRevB.73.224117](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.224117).
- [64] M. Grehn, T. Seuthe, W.-J. Tsai, M. Höfner, A. W. Achtstein, A. Mermillod-Blondin, M. Eberstein, H. J. Eichler und J. Bonse: *Nonlinear absorption and refraction of binary and ternary alkaline and alkaline earth silicate glasses*, *Optical Materials Express* **3**, 2132 (2013), DOI: [10.1364/ome.3.002132](https://doi.org/10.1364/ome.3.002132).
- [65] Schott: AF[®] 32 eco thin glass, https://www.schott.com/d/advanced_optics/5b420dd5-2a84-4c81-98e4-9efdcc011e61/1.4/schott-af-32-eco-thin-glass-may-2013-eng.pdf, Accessed: 2020-11-18.
- [66] B. E. Saleh und M. C. Teich, *Fundamentals of photonics*. John Wiley & Sons, 2007.
- [67] E. Hecht, *Optik. 5., verbesserte Auflage*. Oldenbourg Verlag, München, 2009.
- [68] J.-C. Diels und W. Rudolph, *Ultrashort laser pulse phenomena, 2nd edition*. Elsevier Science, 2006.
- [69] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, München, 2006.
- [70] L. V. Keldysh: *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*, *Sov. Phys. JETP* **20**, 1307–1314 (1965).

- [71] L. Skuja: *Optically active oxygen-deficiency-related centers in amorphous silicon dioxide*, Journal of Non-Crystalline Solids **239**, 16–48 (1998), DOI: [10.1016/S0022-3093\(98\)00720-0](https://doi.org/10.1016/S0022-3093(98)00720-0).
- [72] B. Rethfeld: *Free-Electron Generation in Laser-Irradiated Dielectrics*, Contributions to Plasma Physics **47**, 360–367 (2007), DOI: [10.1002/ctpp.200710048](https://doi.org/10.1002/ctpp.200710048).
- [73] S. K. Sundaram und E. Mazur: *Inducing and probing non-thermal transitions in semiconductors using femtosecond laser pulses*, Nature Materials **1**, 217–224 (2002), DOI: [10.1038/nmat767](https://doi.org/10.1038/nmat767).
- [74] A. N. Trukhin: *Excitons in SiO₂: a review*, Journal of Non-Crystalline Solids **149**, 32–45 (1992), DOI: [10.1016/0022-3093\(92\)90052-L](https://doi.org/10.1016/0022-3093(92)90052-L).
- [75] S. Mao, F. Quéré, S. Guizard, X. Mao, R. Russo, G. Petite und P. Martin: *Dynamics of femtosecond laser interactions with dielectrics*, Applied Physics A **79**, 1695–1709 (2004), DOI: [10.1007/s00339-004-2684-0](https://doi.org/10.1007/s00339-004-2684-0).
- [76] J. B. Lonzaga, S. M. Avanesyan, S. C. Langford und J. T. Dickinson: *Color center formation in soda-lime glass with femtosecond laser pulses*, Journal of Applied Physics **94**, 4332–4340 (2003), DOI: [10.1063/1.1603962](https://doi.org/10.1063/1.1603962).
- [77] D. Wortmann, M. Ramme und J. Gottmann: *Refractive index modification using fs-laser double pulses*, Optics Express **15**, 10149 (2007), DOI: [10.1364/OE.15.010149](https://doi.org/10.1364/OE.15.010149).
- [78] S. Richter, F. Jia, M. Heinrich, S. Döring, U. Peschel, A. Tünnermann und S. Nolte: *The role of self-trapped excitons and defects in the formation of nanogratings in fused silica*, Optics Letters **37**, 482 (2012), DOI: [10.1364/OL.37.000482](https://doi.org/10.1364/OL.37.000482).
- [79] A. Kaiser und B. Rethfeld: *Microscopic processes in dielectrics under irradiation by subpicosecond laser pulses*, Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics **61**, 11437–11450 (2000), DOI: [10.1103/PhysRevB.61.11437](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.11437).
- [80] B. N. Chichkov, C. Momma, S. Nolte, F. Alvensleben und A. Tünnermann: *Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids*, Applied Physics A Materials Science & Processing **63**, 109–115 (1996), DOI: [10.1007/BF01567637](https://doi.org/10.1007/BF01567637).
- [81] D. von der Linde und H. Schüler: *Breakdown threshold and plasma formation in femtosecond laser–solid interaction*, Journal of the Optical Society of America B **13**, 216 (1996), DOI: [10.1364/josab.13.000216](https://doi.org/10.1364/josab.13.000216).
- [82] B. Stuart, M. Feit, S. Herman, A. Rubenchik, B. Shore und M. Perry: *Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics*, Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics **53**, 1749–1761 (1996), DOI: [10.1103/PhysRevB.53.1749](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.53.1749).

- [83] E. N. Glezer und E. Mazur: *Ultrafast-laser driven micro-explosions in transparent materials*, Applied Physics Letters **71**, 882–884 (1997), DOI: [10.1063/1.119677](https://doi.org/10.1063/1.119677).
- [84] M. Sakakura und M. Terazima: *Initial temporal and spatial changes of the refractive index induced by focused femtosecond pulsed laser irradiation inside a glass*, Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics **71**, (2005), DOI: [10.1103/PhysRevB.71.024113](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.024113).
- [85] D. Krol: *Femtosecond laser modification of glass*, Journal of Non-Crystalline Solids **354**, 416–424 (2008), DOI: [10.1016/j.jnoncrysol.2007.01.098](https://doi.org/10.1016/j.jnoncrysol.2007.01.098).
- [86] TRUMPF: TruMicro Series 2000, https://www.trumpf.com/en_INT/products/lasers/short-and-ultrashort-pulse-laser/trumicro-series-2000/, Accessed: 2020-11-18.
- [87] TRUMPF: TruMicro Series 5000, https://www.trumpf.com/en_INT/products/lasers/short-and-ultrashort-pulse-laser/trumicro-series-5000/, Accessed: 2020-11-18.
- [88] D. Grossmann, M. Reininghaus, C. Kalupka, M. Jenne und M. Kumkar: *In-situ microscopy of front and rear side ablation processes in alkali aluminosilicate glass using ultra short pulsed laser radiation*, Optics Express **25**, 28478 (2017), DOI: [10.1364/OE.25.028478](https://doi.org/10.1364/OE.25.028478).
- [89] W. Singer, M. Totzeck und H. Gross, *Handbook of Optical Systems, Volume 2: Physical Image Formation*. John Wiley & Sons, 2006.
- [90] M. Shribak und R. Oldenbourg: *Techniques for fast and sensitive measurements of two-dimensional birefringence distributions*, Applied Optics **42**, 3009 (2003), DOI: [10.1364/AO.42.003009](https://doi.org/10.1364/AO.42.003009).
- [91] D. McGloin und K. Dholakia: *Bessel beams: Diffraction in a new light*, Contemporary Physics **46**, 15–28 (2005), DOI: [10.1080/0010751042000275259](https://doi.org/10.1080/0010751042000275259).
- [92] T. Čižmár, V. Kollárová, X. Tsampoula, F. Gunn-Moore, W. Sibbett, Z. Bouchal und K. Dholakia: *Generation of multiple Bessel beams for a biophotonics workstation*, Optics Express **16**, 14024 (2008), DOI: [10.1364/OE.16.014024](https://doi.org/10.1364/OE.16.014024).
- [93] O. Brzobohatý, T. Čižmár und P. Zemánek: *High quality quasi-Bessel beam generated by round-tip axicon*, Optics Express **16**, 12688 (2008), DOI: [10.1364/OE.16.012688](https://doi.org/10.1364/OE.16.012688).

- [94] C. L. Arnold, S. Akturk, A. Mysyrowicz, V. Jukna, A. Couairon, T. Itina, R. Stoian, C. Xie, J. M. Dudley, F. Courvoisier, S. Bonanomi, O. Jedrkiewicz und P. D. Trapani: *Nonlinear Bessel vortex beams for applications*, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **48**, 094006 (2015), DOI: [10.1088/0953-4075/48/9/094006](https://doi.org/10.1088/0953-4075/48/9/094006).
- [95] M. Garcia-Lechuga, O. Utéza, N. Sanner und D. Grojo: *Evidencing the nonlinearity independence of resolution in femtosecond laser ablation*, Optics Letters **45**, 952 (2020), DOI: [10.1364/OL.382610](https://doi.org/10.1364/OL.382610).
- [96] O. M. Efimov, K. Gabel, S. V. Garnov, L. B. Glebov, S. Grantham, M. Richardson und M. J. Soileau: *Color-center generation in silicate glasses exposed to infrared femtosecond pulses*, Journal of the Optical Society of America B **15**, 193 (1998), DOI: [10.1364/JOSAB.15.000193](https://doi.org/10.1364/JOSAB.15.000193).
- [97] O. Efimov, L. Glebov, S. Grantham und M. Richardson: *Photoionization of silicate glasses exposed to IR femtosecond pulses*, Journal of Non-Crystalline Solids **253**, 58–67 (1999), DOI: [10.1016/S0022-3093\(99\)00343-9](https://doi.org/10.1016/S0022-3093(99)00343-9).
- [98] I. Miyamoto, Y. Okamoto, R. Tanabe, Y. Ito, K. Cvecek und M. Schmidt: *Mechanism of dynamic plasma motion in internal modification of glass by fs-laser pulses at high pulse repetition rate*, Optics Express **24**, 25718 (2016), DOI: [10.1364/oe.24.025718](https://doi.org/10.1364/oe.24.025718).
- [99] V. Garcés-Chávez, D. McGloin, H. Melville, W. Sibbett und K. Dholakia: *Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self-reconstructing light beam*, Nature **419**, 145–147 (2002), DOI: [10.1038/nature01007](https://doi.org/10.1038/nature01007).
- [100] D. Flamm, D. Grossmann, M. Jenne, F. Zimmermann, J. Kleiner, M. Kaiser, J. Hellstern, C. Tillkorn und M. Kumkar, *Beam shaping for ultrafast materials processing, Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XXI*, A. V. Kudryashov, A. H. Paxton und V. S. Ilchenko, Hrsg., SPIE, 2019, S. 50, DOI: [10.1117/12.2511516](https://doi.org/10.1117/12.2511516).
- [101] M. A. Purvis, V. N. Shlyaptsev, R. Hollinger, C. Bargsten, A. Pukhov, A. Prieto, Y. Wang, B. M. Luther, L. Yin, S. Wang und J. J. Rocca: *Relativistic plasma nanophotonics for ultrahigh energy density physics*, Nature Photonics **7**, 796–800 (2013), DOI: [10.1038/nphoton.2013.217](https://doi.org/10.1038/nphoton.2013.217).
- [102] A. Ancona, F. Röser, K. Rademaker, J. Limpert, S. Nolte und A. Tünnermann: *High speed laser drilling of metals using a high repetition rate, high average power ultrafast fiber CPA system*, Optics Express **16**, 8958 (2008), DOI: [10.1364/OE.16.008958](https://doi.org/10.1364/OE.16.008958).

- [103] A. Mermillod-Blondin, C. Mauclair, A. Rosenfeld, J. Bonse, I. V. Hertel, E. Audouard und R. Stoian: *Size correction in ultrafast laser processing of fused silica by temporal pulse shaping*, Applied Physics Letters **93**, 021921 (2008), DOI: [10.1063/1.2958345](https://doi.org/10.1063/1.2958345).
- [104] I. M. Burakov, N. M. Bulgakova, R. Stoian, A. Mermillod-Blondin, E. Audouard, A. Rosenfeld, A. Husakou und I. V. Hertel: *Spatial distribution of refractive index variations induced in bulk fused silica by single ultrashort and short laser pulses*, Journal of Applied Physics **101**, 043506 (2007), DOI: [10.1063/1.2436925](https://doi.org/10.1063/1.2436925).
- [105] A. Couairon und A. Mysyrowicz: *Femtosecond filamentation in transparent media*, Physics Reports **441**, 47–189 (2007), DOI: [10.1016/j.physrep.2006.12.005](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2006.12.005).
- [106] M. Sakakura, M. Terazima, Y. Shimotsuma, K. Miura und K. Hirao: *Observation of pressure wave generated by focusing a femtosecond laser pulse inside a glass*, Optics Express **15**, 5674 (2007), DOI: [10.1364/oe.15.005674](https://doi.org/10.1364/oe.15.005674).
- [107] C. Mauclair, K. Mishchik, A. Mermillod-Blondin, A. Rosenfeld, I. V. Hertel, E. Audouard und R. Stoian: *Optimization of the energy deposition in glasses with temporally-shaped femtosecond laser pulses*, Physics Procedia **12**, 76–81 (2011), DOI: [10.1016/j.phpro.2011.03.108](https://doi.org/10.1016/j.phpro.2011.03.108).
- [108] S. M. Eaton, H. Zhang, P. R. Herman, F. Yoshino, L. Shah, J. Bovatsek und A. Y. Arai: *Heat accumulation effects in femtosecond laser-written waveguides with variable repetition rate*, Optics Express **13**, 4708 (2005), DOI: [10.1364/OPEX.13.004708](https://doi.org/10.1364/OPEX.13.004708).
- [109] S. M. Eaton, H. Zhang, M. L. Ng, J. Li, W.-J. Chen, S. Ho und P. R. Herman: *Transition from thermal diffusion to heat accumulation in high repetition rate femtosecond laser writing of buried optical waveguides*, Optics Express **16**, 9443 (2008), DOI: [10.1364/OE.16.009443](https://doi.org/10.1364/OE.16.009443).
- [110] A. Rosenfeld, M. Lorenz, R. Stoian und D. Ashkenasi: *Ultrashort-laser-pulse damage threshold of transparent materials and the role of incubation*, Applied Physics A: Materials Science & Processing **69**, S373–S376 (1999), DOI: [10.1007/s003390051419](https://doi.org/10.1007/s003390051419).
- [111] K. Cvecek, S. Dehmel, I. Miyamoto und M. Schmidt: *A review on glass welding by ultra-short laser pulses*, International Journal of Extreme Manufacturing **1**, 042001 (2019), DOI: [10.1088/2631-7990/ab55f6](https://doi.org/10.1088/2631-7990/ab55f6).
- [112] I. Miyamoto, K. Cvecek und M. Schmidt: *Crack-free conditions in welding of glass by ultrashort laser pulse*, Optics Express **21**, 14291 (2013), DOI: [10.1364/OE.21.014291](https://doi.org/10.1364/OE.21.014291).

- [113] K. Cvecek, I. Alexeev, I. Miyamoto und M. Schmidt: *Defect formation in glass welding by means of ultra short laser pulses*, *Physics Procedia* **5**, 495–502 (2010), DOI: [10.1016/j.phpro.2010.08.172](https://doi.org/10.1016/j.phpro.2010.08.172).
- [114] S. Richter, F. Zimmermann, R. Eberhardt, A. Tünnermann und S. Nolte: *Toward laser welding of glasses without optical contacting*, *Applied Physics A: Materials Science and Processing* **121**, 1–9 (2015), DOI: [10.1007/s00339-015-9377-8](https://doi.org/10.1007/s00339-015-9377-8).
- [115] K. Mishchik, R. Beuton, O. Dematteo Caulier, S. Skupin, B. Chimier, G. Duchateau, B. Chassagne, R. Kling, C. Hönniger, E. Mottay und J. Lopez: *Improved laser glass cutting by spatio-temporal control of energy deposition using bursts of femtosecond pulses*, *Optics Express* **25**, 33271 (2017), DOI: [10.1364/oe.25.033271](https://doi.org/10.1364/oe.25.033271).
- [116] M. Sakakura, M. Shimizu, Y. Shimotsuma, K. Miura und K. Hirao: *Temperature distribution and modification mechanism inside glass with heat accumulation during 250kHz irradiation of femtosecond laser pulses*, *Applied Physics Letters* **93**, 231112 (2008), DOI: [10.1063/1.3046101](https://doi.org/10.1063/1.3046101).
- [117] F. Ahmed, M. S. Lee, H. Sekita, T. Sumiyoshi und M. Kamata: *Display glass cutting by femtosecond laser induced single shot periodic void array*, *Applied Physics A* **93**, 189–192 (2008), DOI: [10.1007/s00339-008-4672-2](https://doi.org/10.1007/s00339-008-4672-2).
- [118] E. G. Gamaly, A. V. Rode, B. Luther-Davies und V. T. Tikhonchuk: *Ablation of solids by femtosecond lasers: Ablation mechanism and ablation thresholds for metals and dielectrics*, *Physics of Plasmas* **9**, 949–957 (2002), DOI: [10.1063/1.1447555](https://doi.org/10.1063/1.1447555).
- [119] B. Neuenschwander, G. F. Bucher, C. Nussbaum, B. Joss, M. Mural, U. W. Hunziker und P. Schuetz, *Processing of metals and dielectric materials with ps-laserpulses: results, strategies, limitations and needs*, *Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing XV*, H. Niino, M. Meunier, B. Gu und G. Hennig, Hrsg., Bd. 7584, 2010, 75840R, DOI: [10.1117/12.846521](https://doi.org/10.1117/12.846521).
- [120] Yan Li, K. Itoh und W. Watanabe, *Hole drilling of silica glass with infrared femtosecond laser pulses*, *Technical Digest. CLEO/Pacific Rim 2001. 4th Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics (Cat. No.01TH8557)*, Bd. 1, IEEE, 2001, S. I-304–I-305, DOI: [10.1109/CLEOPR.2001.967846](https://doi.org/10.1109/CLEOPR.2001.967846).
- [121] TRUMPF: TOP Cleave cutting optics, https://www.trumpf.com/en_US/products/laser/processing-optics/top-leave-cutting-optics/, Accessed: 2020-11-18.

- [122] P. K. Velpula, M. K. Bhuyan, F. Courvoisier, H. Zhang, J. P. Colombier und R. Stoian: *Spatio-temporal dynamics in nondiffractive Bessel ultrafast laser nanoscale volume structuring*, *Laser & Photonics Reviews* **10**, 230–244 (2016), DOI: [10.1002/lpor.201500112](https://doi.org/10.1002/lpor.201500112).
- [123] Y. Yu, L. Jiang, Q. Cao, B. Xia, Q. Wang und Y. Lu: *Pump-probe imaging of the fs-ps-ns dynamics during femtosecond laser Bessel beam drilling in PMMA*, *Optics Express* **23**, 32728 (2015), DOI: [10.1364/OE.23.032728](https://doi.org/10.1364/OE.23.032728).
- [124] M. Jenne, F. Zimmermann, D. Flamm, D. Großmann, J. Kleiner, M. Kumkar und S. Nolte: *Multi Pulse Pump-Probe Diagnostics for Development of Advanced Transparent Materials Processing*, *Journal of Laser Micro/Nanoengineering* **13**, 273–279 (2018), DOI: [10.2961/jlmn.2018.03.0022](https://doi.org/10.2961/jlmn.2018.03.0022).
- [125] J. Pocorni, J. Powell, J. Frostevarg und A. F. Kaplan: *Dynamic laser piercing of thick section metals*, *Optics and Lasers in Engineering* **100**, 82–89 (2018), DOI: [10.1016/j.optlaseng.2017.07.012](https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2017.07.012).
- [126] W. Steen, „‘Light’ industry: an introduction to laser processing and its industrial applications“, *Advances in Laser Materials Processing*, Elsevier, 2010, S. 3–19, DOI: [10.1533/9781845699819.1.3](https://doi.org/10.1533/9781845699819.1.3).
- [127] M. Mero: *On the damage behavior of dielectric films when illuminated with multiple femtosecond laser pulses*, *Optical Engineering* **44**, 051107 (2005), DOI: [10.1117/1.1905343](https://doi.org/10.1117/1.1905343).
- [128] M. Sakakura, Y. Ishiguro, N. Fukuda, Y. Shimotsuma und K. Miura: *Modulation of laser induced-cracks inside a LiF single crystal by fs laser irradiation at multiple points*, *Optics Express* **21**, 26921 (2013), DOI: [10.1364/OE.21.026921](https://doi.org/10.1364/OE.21.026921).
- [129] ASTM International: ASTM C158-02(2017), Standard Test Methods for Strength of Glass by Flexure (Determination of Modulus of Rupture), <https://www.astm.org/Standards/C158.htm>, Accessed: 2020-11-18.
- [130] AZo Materials: Properties: Silica - Fused Silica, <https://www.azom.com/properties.aspx?ArticleID=1387>, Accessed: 2020-11-18.
- [131] S. Richter, F. Zimmermann, S. Döring, A. Tünnermann und S. Nolte: *Ultrashort high repetition rate exposure of dielectric materials: laser bonding of glasses analyzed by micro-Raman spectroscopy*, *Applied Physics A* **110**, 9–15 (2013), DOI: [10.1007/s00339-012-7478-1](https://doi.org/10.1007/s00339-012-7478-1).

- [132] T. Dietz, M. Jenne, D. Bauer, M. Scharun, D. Sutter und A. Killi: *Ultrafast thin-disk multi-pass amplifier system providing 1.9 kW of average output power and pulse energies in the 10 mJ range at 1 ps of pulse duration for glass-cleaving applications*, *Optics Express* **28**, 11415 (2020), DOI: [10.1364/OE.383926](https://doi.org/10.1364/OE.383926).
- [133] M. Jenne, D. Flamm, M. Faber, D. Grossmann, J. Kleiner, F. Zimmermann, M. Kumkar und S. Nolte, *Pump-probe microscopy of tailored ultrashort laser pulses for glass separation processes*, *Laser-based Micro- and Nanoprocessing XIII*, U. Klotzbach, R. Kling und A. Watanabe, Hrsg., SPIE, 2019, S. 52, DOI: [10.1117/12.2506991](https://doi.org/10.1117/12.2506991).
- [134] M. Kumkar, M. Kaiser, J. Kleiner, D. Grossmann, D. Flamm, K. Bergner und S. Nolte, *Ultrafast laser processing of transparent materials supported by in-situ diagnostics*, *Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XXI*, B. Neuenschwander, S. Roth, C. P. Grigoropoulos und T. Makimura, Hrsg., Bd. 9735, 2016, 97350P, DOI: [10.1117/12.2209507](https://doi.org/10.1117/12.2209507).
- [135] C. Hnatovsky, R. S. Taylor, E. Simova, V. R. Bhardwaj, D. M. Rayner und P. B. Corkum: *High-resolution study of photoinduced modification in fused silica produced by a tightly focused femtosecond laser beam in the presence of aberrations*, *Journal of Applied Physics* **98**, 013517 (2005), DOI: [10.1063/1.1944223](https://doi.org/10.1063/1.1944223).
- [136] H. Itoh, N. Matsumoto und T. Inoue: *Spherical aberration correction suitable for a wavefront controller*, *Optics Express* **17**, 14367 (2009), DOI: [10.1364/OE.17.014367](https://doi.org/10.1364/OE.17.014367).
- [137] D. Homoelle, S. Wielandy, A. L. Gaeta, N. F. Borrelli und C. Smith: *Infrared photosensitivity in silica glasses exposed to femtosecond laser pulses*, *Optics Letters* **24**, 1311 (1999), DOI: [10.1364/OL.24.001311](https://doi.org/10.1364/OL.24.001311).
- [138] M. Kumkar, F. Zimmermann, J. Kleiner, D. Flamm, M. Jenne, D. Grossmann und S. Nolte, *Beam shaping and in-situ diagnostics for development of transparent materials processing*, *Frontiers in Ultrafast Optics: Biomedical, Scientific, and Industrial Applications XVIII*, P. R. Herman, M. Meunier und R. Osellame, Hrsg., SPIE, 2018, S. 15, DOI: [10.1117/12.2300733](https://doi.org/10.1117/12.2300733).
- [139] F. Wyrowski und C. Hellmann: *Geometrical Optics Reloaded*, *Optik & Photonik* **10**, 43–47 (2015), DOI: [10.1002/opph.201500036](https://doi.org/10.1002/opph.201500036).
- [140] R. J. Noll: *Zernike polynomials and atmospheric turbulence**, *Journal of the Optical Society of America* **66**, 207 (1976), DOI: [10.1364/JOSA.66.000207](https://doi.org/10.1364/JOSA.66.000207).

- [141] C. Schulze, A. Dudley, D. Flamm, M. Duparré und A. Forbes: *Reconstruction of laser beam wavefronts based on mode analysis*, Applied Optics **52**, 5312 (2013), DOI: [10.1364/AO.52.005312](https://doi.org/10.1364/AO.52.005312).
- [142] M. Jenne, D. Flamm, T. Ouaj, J. Hellstern, J. Kleiner, D. Grossmann, M. Koschig, M. Kaiser, M. Kumkar und S. Nolte: *High-quality tailored-edge cleaving using aberration-corrected Bessel-like beams*, Optics Letters **43**, 3164 (2018), DOI: [10.1364/OL.43.003164](https://doi.org/10.1364/OL.43.003164).
- [143] J. Dudutis, R. Stonys, G. Račiukaitis und P. Gečys: *Glass dicing with elliptical Bessel beam*, Optics & Laser Technology **111**, 331–337 (2019), DOI: [10.1016/j.optlastec.2018.10.007](https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2018.10.007).
- [144] R. Meyer, R. Giust, M. Jacquot, J. M. Dudley und F. Courvoisier: *Submicron-quality cleaving of glass with elliptical ultrafast Bessel beams*, Applied Physics Letters **111**, 231108 (2017), DOI: [10.1063/1.5008921](https://doi.org/10.1063/1.5008921).
- [145] S. Inaba, S. Fujino und K. Morinaga: *Young's Modulus and Compositional Parameters of Oxide Glasses*, Journal of the American Ceramic Society **82**, 3501–3507 (2004), DOI: [10.1111/j.1151-2916.1999.tb02272.x](https://doi.org/10.1111/j.1151-2916.1999.tb02272.x).
- [146] K. K. Phani und S. K. Niyogi: *Young's modulus of porous brittle solids*, Journal of Materials Science **22**, 257–263 (1987), DOI: [10.1007/BF01160581](https://doi.org/10.1007/BF01160581).
- [147] C.-E. Athanasiou und Y. Bellouard: *A Monolithic Micro-Tensile Tester for Investigating Silicon Dioxide Polymorph Micromechanics, Fabricated and Operated Using a Femtosecond Laser*, Micromachines **6**, 1365–1386 (2015), DOI: [10.3390/mi6091365](https://doi.org/10.3390/mi6091365).
- [148] P. A. Sanchez-Serrano, D. Wong-Campos, S. Lopez-Aguayo und J. C. Gutiérrez-Vega: *Engineering of nondiffracting beams with genetic algorithms*, Optics Letters **37**, 5040 (2012), DOI: [10.1364/OL.37.005040](https://doi.org/10.1364/OL.37.005040).
- [149] J. P. Amaral, J. C. A. Rocha, E. J. S. Fonseca und A. J. Jesus-Silva: *Method to define non-diffracting optical beams mimicking the shape of simple plane curves*, Applied Optics **58**, 3659 (2019), DOI: [10.1364/AO.58.003659](https://doi.org/10.1364/AO.58.003659).
- [150] A. F. Martínez-Herrera, A. Céspedes-Mota und S. Lopez-Aguayo: *Divide and conquer algorithm for nondiffracting beams*, Journal of the Optical Society of America A **36**, 1968 (2019), DOI: [10.1364/JOSAA.36.001968](https://doi.org/10.1364/JOSAA.36.001968).
- [151] K. Chen, M. Jenne, D. G. Grossmann und D. Flamm: *Generalized axicon-based generation of nondiffracting beams*, 1–4 (2019), Adresse: <http://arxiv.org/abs/1911.03103>.

- [152] K. Bergner, D. Flamm, M. Jenne, M. Kumkar, A. Tünnermann und S. Nolte: *Time-resolved tomography of ultrafast laser-matter interaction*, Optics Express **26**, 2873 (2018), DOI: [10.1364/oe.26.002873](https://doi.org/10.1364/oe.26.002873).
- [153] A. C. Kak und M. Slaney, *Principles of Computerized Tomographic Imaging*. IEEE Press, 1988.
- [154] M. Jenne, D. Flamm, K. Chen, M. Schäfer, M. Kumkar und S. Nolte: *Facilitated glass separation by asymmetric Bessel-like beams*, Optics Express **28**, 6552 (2020), DOI: [10.1364/OE.387545](https://doi.org/10.1364/OE.387545).
- [155] R. Boyd, *Nonlinear Optics*. Elsevier Science, 2008.
- [156] A. V. Smith, *Crystal Nonlinear Optics with SNLO examples*. AS-Photonics, Albuquerque, 2015.
- [157] S. I. Kudryashov, G. Mourou, A. Joglekar, J. F. Herbstman und A. J. Hunt: *Nanochannels fabricated by high-intensity femtosecond laser pulses on dielectric surfaces*, Applied Physics Letters **91**, 141111 (2007), DOI: [10.1063/1.2790741](https://doi.org/10.1063/1.2790741).
- [158] K. Sokolowski-Tinten, J. Bialkowski, A. Cavalleri, D. von der Linde, A. Oparin, J. Meyer-ter-Vehn und S. I. Anisimov: *Transient States of Matter during Short Pulse Laser Ablation*, Physical Review Letters **81**, 224–227 (1998), DOI: [10.1103/PhysRevLett.81.224](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.224).
- [159] I. Miyamoto, K. Cvecek und M. Schmidt: *Evaluation of nonlinear absorptivity in internal modification of bulk glass by ultrashort laser pulses*, Optics Express **19**, 10714 (2011), DOI: [10.1364/OE.19.010714](https://doi.org/10.1364/OE.19.010714).
- [160] S. G. Demos, R. A. Negres, R. N. Raman, A. M. Rubenchik und M. D. Feit: *Material response during nanosecond laser induced breakdown inside of the exit surface of fused silica*, Laser & Photonics Reviews **7**, 444–452 (2013), DOI: [10.1002/lpor.201200100](https://doi.org/10.1002/lpor.201200100).
- [161] R. A. Negres, M. D. Feit und S. G. Demos: *Dynamics of material modifications following laser-breakdown in bulk fused silica*, Optics Express **18**, 10642 (2010), DOI: [10.1364/OE.18.010642](https://doi.org/10.1364/OE.18.010642).
- [162] D. Flamm, F. Zimmermann, M. Kaiser, D. G. Grossmann, K. Chen, M. Jenne, J. Kleiner und M. Kumkar, *Structured light concepts for ultrafast production of micro-optical components*, Photonic Instrumentation Engineering VII, Y. Soskind und L. E. Busse, Hrsg., SPIE, 2020, S. 44, DOI: [10.1117/12.2547351](https://doi.org/10.1117/12.2547351).

Publikationsliste

Peer-reviewed Journals

- [P1] M. Jenne, D. Flamm, K. Chen, M. Schäfer, M. Kumkar und S. Nolte: *Facilitated glass separation by asymmetric Bessel-like beams*, Optics Express **28**, 6552 (2020), DOI: [10.1364/OE.387545](https://doi.org/10.1364/OE.387545).
- [P2] T. Dietz, M. Jenne, D. Bauer, M. Scharun, D. Sutter und A. Killi: *Ultrafast thin-disk multi-pass amplifier system providing 1.9 kW of average output power and pulse energies in the 10 mJ range at 1 ps of pulse duration for glass-cleaving applications*, Optics Express **28**, 11415 (2020), DOI: [10.1364/OE.383926](https://doi.org/10.1364/OE.383926).
- [P3] M. Jenne, D. Flamm, T. Ouaj, J. Hellstern, J. Kleiner, D. Grossmann, M. Koschig, M. Kaiser, M. Kumkar und S. Nolte: *High-quality tailored-edge cleaving using aberration-corrected Bessel-like beams*, Optics Letters **43**, 3164 (2018), DOI: [10.1364/OL.43.003164](https://doi.org/10.1364/OL.43.003164).
- [P4] M. Jenne, F. Zimmermann, D. Flamm, D. Großmann, J. Kleiner, M. Kumkar und S. Nolte: *Multi Pulse Pump-Probe Diagnostics for Development of Advanced Transparent Materials Processing*, Journal of Laser Micro/Nanoengineering **13**, 273–279 (2018), DOI: [10.2961/jlmm.2018.03.0022](https://doi.org/10.2961/jlmm.2018.03.0022).
- [P5] K. Bergner, D. Flamm, M. Jenne, M. Kumkar, A. Tünnermann und S. Nolte: *Time-resolved tomography of ultrafast laser-matter interaction*, Optics Express **26**, 2873 (2018), DOI: [10.1364/oe.26.002873](https://doi.org/10.1364/oe.26.002873).
- [P6] D. Grossmann, M. Reininghaus, C. Kalupka, M. Jenne und M. Kumkar: *In-situ microscopy of front and rear side ablation processes in alkali aluminosilicate glass using ultra short pulsed laser radiation*, Optics Express **25**, 28478 (2017), DOI: [10.1364/OE.25.028478](https://doi.org/10.1364/OE.25.028478).

Konferenzbeiträge

- [K1] M. Kumkar, M. Jenne, D. G. Grossmann, S. Hecker, F. Zimmermann, J. Kleiner, D. Flamm, M. Kaiser, M. Schäfer, S. Beer und S. Nolte, *Advances in transparent materials processing by ultrashort laser pulses, Laser-based Micro- and Nanoprocessing XIV*, U. Klotzbach, R. Kling und A. Watanabe, Hrsg., SPIE, 2020, S. 13, DOI: [10.1117/12.2543672](https://doi.org/10.1117/12.2543672).
- [K2] D. Flamm, K. Chen, M. Jenne, M. Schäfer, D. G. Grossmann, J. Hellstern, C. Tillkorn und M. Kumkar, *Generalized non-diffracting beams for ultrafast materials processing, Frontiers in Ultrafast Optics: Biomedical, Scientific, and Industrial Applications XX*, P. R. Herman, M. Meunier und R. Osellame, Hrsg., SPIE, 2020, S. 34, DOI: [10.1117/12.2548951](https://doi.org/10.1117/12.2548951).
- [K3] D. Flamm, F. Zimmermann, M. Kaiser, D. G. Grossmann, K. Chen, M. Jenne, J. Kleiner und M. Kumkar, *Structured light concepts for ultrafast production of micro-optical components, Photonic Instrumentation Engineering VII*, Y. Soskind und L. E. Busse, Hrsg., SPIE, 2020, S. 44, DOI: [10.1117/12.2547351](https://doi.org/10.1117/12.2547351).
- [K4] K. Chen, M. Jenne, D. G. Grossmann und D. Flamm: *Generalized axicon-based generation of nondiffracting beams*, 1–4 (2019), Adresse: <http://arxiv.org/abs/1911.03103>.
- [K5] M. Jenne, D. Flamm, M. Faber, D. Grossmann, J. Kleiner, F. Zimmermann, M. Kumkar und S. Nolte, *Pump-probe microscopy of tailored ultrashort laser pulses for glass separation processes, Laser-based Micro- and Nanoprocessing XIII*, U. Klotzbach, R. Kling und A. Watanabe, Hrsg., SPIE, 2019, S. 52, DOI: [10.1117/12.2506991](https://doi.org/10.1117/12.2506991).
- [K6] M. Jenne, M. Kumkar, D. Grossmann, F. Zimmermann, J. Kleiner, D. Flamm, M. Kaiser und S. Nolte, *In-situ diagnostic supported tailoring of spatial and temporal pulse shaping for materials processing, Laser-based Micro- and Nanoprocessing XIII*, U. Klotzbach, R. Kling und A. Watanabe, Hrsg., SPIE, 2019, S. 42, DOI: [10.1117/12.2513537](https://doi.org/10.1117/12.2513537).
- [K7] D. Flamm, D. Grossmann, M. Jenne, F. Zimmermann, J. Kleiner, M. Kaiser, J. Hellstern, C. Tillkorn und M. Kumkar, *Beam shaping for ultrafast materials processing, Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XXI*, A. V. Kudryashov, A. H. Paxton und V. S. Ilchenko, Hrsg., SPIE, 2019, S. 50, DOI: [10.1117/12.2511516](https://doi.org/10.1117/12.2511516).

- [K8] M. Kaiser, M. Kumkar, R. Leute, J. Schmauch, R. Priester, J. Kleiner, M. Jenne, D. Flamm und F. Zimmermann, *Selective etching of ultrafast laser modified sapphire*, *Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XXIV*, G. Račiukaitis, T. Makimura und C. Molpeceres, Hrsg., SPIE, 2019, S. 14, DOI: [10.1117/12.2509415](https://doi.org/10.1117/12.2509415).
- [K9] F. Zimmermann, S. Hecker, M. Jenne, D. Flamm, J. Kleiner und M. Schäfer: *Towards industrial usage of ultrashort pulse welding*, (2019).
- [K10] D. H. Sutter, T. Dietz, D. Bauer, R. Scelle, A. Budnicki, A. Killi, M. Jenne, J. Kleiner, D. Flamm, M. Sailer und M. Kumkar, *High Power and High Energy Ultrafast Disk Lasers for Industrial Applications*, *Conference on Lasers and Electro-Optics*, Washington, D.C.: OSA, 2019, JM3E.2, DOI: [10.1364/CLEO_AT.2019.JM3E.2](https://doi.org/10.1364/CLEO_AT.2019.JM3E.2).
- [K11] M. Jenne, D. G. Grossmann, J. Hellstern, T. Ouaj, M. Kumkar, S. Nolte und D. Flamm, *Glass cutting optimization with pump-probe microscopy and Bessel beam profiles*, *Frontiers in Ultrafast Optics: Biomedical, Scientific, and Industrial Applications XVIII*, P. R. Herman, M. Meunier und R. Osellame, Hrsg., SPIE, 2018, S. 39, DOI: [10.1117/12.2289943](https://doi.org/10.1117/12.2289943).
- [K12] D. Grossmann, M. Jenne, D. Flamm, J. Kleiner, F. Zimmermann und M. Kumkar, *Advanced in-situ diagnostics of ultra short pulsed micromachining in glass*, *Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XXIII*, B. Neuenschwander, G. Račiukaitis, T. Makimura und C. P. Grigoropoulos, Hrsg., SPIE, 2018, S. 11, DOI: [10.1117/12.2289801](https://doi.org/10.1117/12.2289801).
- [K13] M. Kumkar, F. Zimmermann, J. Kleiner, D. Flamm, M. Jenne, D. Grossmann und S. Nolte, *Beam shaping and in-situ diagnostics for development of transparent materials processing*, *Frontiers in Ultrafast Optics: Biomedical, Scientific, and Industrial Applications XVIII*, P. R. Herman, M. Meunier und R. Osellame, Hrsg., SPIE, 2018, S. 15, DOI: [10.1117/12.2300733](https://doi.org/10.1117/12.2300733).
- [K14] A. Gruber, F. Zimmermann, M. Jenne, D. G. Grossmann und M. Kumkar, *Advanced welding of transparent materials by ultrashort laser pulses*, *Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XXIII*, B. Neuenschwander, G. Račiukaitis, T. Makimura und C. P. Grigoropoulos, Hrsg., SPIE, 2018, S. 5, DOI: [10.1117/12.2291451](https://doi.org/10.1117/12.2291451).
- [K15] D. Flamm, K. Bergner, D. Grossmann, J. Hellstern, J. Kleiner, M. Jenne, S. Nolte und M. Kumkar, *Higher-order Bessel-like beams for optimized ultrafast processing of transparent materials*, *2017 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*, Bd. Part F82-C, IEEE, 2017, S. 1–1, DOI: [10.1109/CLEOE-EQEC.2017.8087233](https://doi.org/10.1109/CLEOE-EQEC.2017.8087233).

Conclusion

Ultrashort pulse lasers enable the precise laser material processing of glass and further transparent materials. Especially their possibility to modify the material inside the volume can be used to inscribe a modification path along which a subsequent separation can occur. To use this technology efficiently, a successful and homogeneous modification by the USP laser is required.

The presented work examines the fundamental interaction processes from single and multiple ultrashort laser pulses together with their interaction dynamics. The results reveal new findings about the mutual influence of the accumulated pulses and of the transient crack formation as well as the permanent damage inside the material.

A newly developed pump-probe-system serves as the primary analytical tool. Its synchronization is realized by a common seed-module for both lasers. In combination with a mechanical delay line it was possible for the first time to cohesively delay the probe pulse (temporal resolution of 200 fs) over several orders of magnitude. This enabled the *in situ* detection of the initial interaction in the range of picoseconds up to thermal effects after several microseconds. Also new is the extension of the probe-setup to a polarization microscope. Thus, additional detailed measurements of transient birefringence-effects could be implemented.

With the help of this method, the crack formation in Corning Gorilla[®] Glass by modification with a Gaussian shaped laser pulse could be proofed. The absorption of single laser pulses already demonstrated that the pulse intensity affects the formation of the modification. Thus an increase of the pulse duration in the range of $\tau_{\text{Puls}} = \{300 \text{ fs} \dots 20 \text{ ps}\}$ leads to a shifted emphasis of the ionization mechanisms and also to a reduced pulse intensity. This in turn leads to a reduced modification length, because the material dependent ionization threshold remains unaffected. However, an increased optical retardation of the propagating pressure wave was detected. This shows that more free charge carriers are generated in a reduced volume.

This effect becomes even more pronounced by modification with multiple laser pulses.

Consequently, the resulting build-up of the stress distribution inside of the material could be affected by the pulse duration. This effect becomes even more pronounced by modification with multiple laser pulses. Consequently, the resulting build-up of the stress distribution inside of the material could be affected by the pulse duration until it overcame the damage threshold. As a result, the first observation of the crack formation was achieved. Due to the accumulation of the laser pulses, the modification zone grows in the direction of the incident laser radiation. The shifted center and propagation direction of the pressure waves proves this observation. In addition, it was successfully demonstrated that the tension induced crack formation could further be increased by the usage of temporal beam shaping (use of double pulses) and by increasing the repetition rate.

In this thesis, Bessel-like beam profiles were generated by spatial beam shaping using diffractive optical elements or a spatial light modulator. Due to their high aspect ratio in the range of millimeters to micrometers (length to width) this beam shape is predestinated to modify glasses along the whole substrate thickness with only one single path. To create the permanent modification as homogeneous as possible, the interconnection between the transient extinction length and the permanent damage was examined in dependency to the pulse duration and the pulse (train) energy. It was shown that the distribution of the total energy to 4 or more pulses in a pulse train configuration can lead to a homogenous modification, even if it was not to be expected due to the reduced single pulse energy.

Detailed studies under dynamic movement of the glass samples were made possible for the first time in this thesis and complemented the static measurements. Thus, it could be proven that the mutual influence of Gaussian shaped modification pulses leads to an asymmetrical, preceding stress distribution. The dynamical visualization of the interaction of Bessel-like beam profiles provides information about the modification process when inscribing a separation plane. This made clear that permanent modifications could be traced back to single plasma outbursts and that transient cracks, which can't be detected in *ex situ* measurements, occur during the modification process.

A USP-based separation process with chamfered edges was successfully demonstrated in addition to the fundamental studies with perpendicular cutting edges. To overcome the changes of the beam profile, a model was created to analyze the responsible disturbance factors and to design a phase correction mask. A pre-compensation of the aberrations made it possible for the first time to separate chamfers of up to 30° inclination angles.

The tailored crack control, by using nondiffracting beam profiles with an asymmetrical transverse cross section, led to significant advantages regarding the inscription of the desired separation planes. In the theoretical model it was shown that due to the symmetry break the stress development has a preferred direction during the modifications. Different methods to generate asymmetrical beam profiles were elicited and validated by performing in situ as well as ex situ experiments. Cracks could be aligned along the separation contour by rotation of the beam profile. This increased the processing speed of the glass sample by up to one order of magnitude. In addition, the necessary force to separate the glass samples could be reduced by a factor of 2. In this thesis different glasses with substrate thicknesses in the range of 30 μm to 12 mm were successfully mechanically separated. The latter result represents the current separation record by single path modification. The separation plane did not show any defects and had a uniformly good surface roughness (mean roughness $R_a \approx 1 \mu\text{m}$). The optic-concept was combined with a high-power USP laser-system under development (average power $P = 1 \text{ kW}$, burst-energy $E_{\text{burst}} = 30 \text{ mJ}$) in order to demonstrate the wide range of industrial applications that can be addressed with this technology. This allowed to increase the sample velocity for the processing of 3.8 mm Schott Borofloat[®] Glass by roughly one order of magnitude to 1200 mm/s. At lower feed rates, the single pass modification of 30 mm thick borofloat glass was achieved for the first time.

The scope of processed glasses throughout this thesis illustrates the enormous range of applications that become accessible with ultrashort pulsed lasers. The ongoing and parallel development of new laser systems and optic-concepts underlines the future use of ultrashort laser pulses, e.g., the generation of filigree modifications or the separation of thick architectural glass. The necessary fundamentals were laid in the presented work.

An additional improvement of the separability and processing time could be achieved by the combination of the two asymmetry-concepts presented in this work. Likewise, future cutting planes could have curved contours. Another long-term goal should be the development of an exclusively USP-based separation process. Thus, the whole separation process would be simplified to one universal laser system.

Danksagung

Ich freue mich aufrichtig an dieser Stelle die Chance zu bekommen, mich bei all denen zu bedanken, die mich auf dem Weg zu dieser Arbeit begleitet und unterstützt haben. Vielen Dank für die tollen Erfahrungen, offene Diskussionen sowie viel Hilfsbereitschaft.

Zunächst gilt mein besonderer Dank Prof. Dr. Stefan Nolte für die Betreuung und das Ermöglichen dieser Arbeit. Bereits bei meinem ersten Besuch am IAP konnte ich seine freundliche, offene und hilfsbereite Art kennenlernen. Dabei fand sich auch trotz der räumlichen Trennung zwischen Stuttgart und Jena stets die Möglichkeit für ein Gespräch, das erst beendet wurde, wenn alle Fragen geklärt waren. Danke, dass ich mich trotz der *externen* Arbeit niemals als ein Solcher fühlen musste.

Weiterhin gilt mein Dank Dr. Malte Kumkar, der die direkte Betreuung in der TRUMPF-Gruppe übernahm. Dank ihm war bereits zu Beginn der Arbeit der Grundstein für ein hervorragendes Forschungslabor, die Doktorandenstelle und ein spannendes Thema gegeben. Ich kann mich an keinen Moment erinnern, an dem nicht Zeit für die Diskussion der neuesten *Pump-Probe*-Messungen oder anderer Ergebnisse gefunden werden konnte. Meistens endeten diese Gespräche zwar mit einer Vielzahl an neuen Fragen, die es zu klären galt, doch daraus entstanden ebenso oft weitere Ideen und Entwicklungsmöglichkeiten für diese Arbeit.

Zusätzlich danke ich Dr. Tim Hesse und Dr. Marcel Schäfer, die neben dem Firmenalltag stets auch das strukturierte Voranschreiten dieser Arbeit im Blick hatten und durch Diskussionen sowie Motivation geholfen haben.

Ebenfalls gilt mein weiterer Dank den Schramberger Kollegen Dr. Dominik Bauer, Dr. Aleksander Budnicki, Holger Diekamp, Chuong Tan, Dr. Dirk Sutter und Martin Wolf, ohne deren Hilfe die in dieser Arbeit verwendeten Laser nicht in dem einwandfreien Zustand nutzbar gewesen wären.

Mein Dank gilt außerdem Dr. Klaus Bergner, Dr. Matthäus Gabor, Kim Lammers, Lisa Schade, Malte Siems und Tobias Ullsperger vom Institut für Angewandte Physik in

Jena für ihre Hilfe bei Fragen rund um die Doktorandenwelt in Jena. Durch sie waren die Reisen nach Jena nicht nur lehrreich, sondern auch sehr angenehm.

Bei Dr. Thomas Dietz, Frieder Reichenzer und Frederick Struckmeier sowie sämtlichen weiteren TRUMPF-Doktoranden bedanke ich mich für den tollen Zusammenhalt in unserer doch überschaubaren Gruppe. Egal ob beim Mittagessen, Kolloquium oder den abendlichen Veranstaltungen war es nicht nur eine Möglichkeit dem Arbeitsalltag zu entfliehen, sondern stets auch eine unterhaltsame Zeit.

Besonders glücklich kann ich mich schätzen, in der Gruppe der Vor(aus)entwicklung untergekommen zu sein. Neben exzellenten Experten mit verschiedensten Schwerpunkten, handelt es sich bei den Mitgliedern ebenfalls um wunderbare Menschen. Daher danke ich Dr. Myriam Kaiser, Dr. Daniel Flamm, Daniel "Günni" Großmann, Jonas Kleiner und Dr. Felix Zimmermann für die gemeinsame Zeit. In diesem Umfeld war es zudem möglich dem physikalischen Arbeitsalltag mit Humor und jedmöglichen weiteren Themen zu begegnen und nicht selten führten die gemeinsamen Aktivitäten auch über das Arbeitsumfeld hinaus.

Vielen Dank an die mittlerweile weitverstreuten Freunde der KA-Crew: Isabel Arnst, Robert Eschbach, Philipp Gasch, Dr. Moritz Hackenjoos, Dr. Rainer Kraft, Dr. Malte Langenhorst und Max Reimer, die sowohl das Studium als auch Karlsruhe mit vielen positiven Erinnerungen füllen. Ebenso gilt mein Dank Dr. Lukas Grünhaupt, dessen unkomplizierte Art beim Praktikum, Studium, Feierabend oder (wie mittlerweile mehrfach bewiesen) beim Reisen rund um die Welt jederzeit eine Bereicherung war. Besonders bedanke ich mich bei meinen Kaiserstühler Freunden Fabian Ipser, Jakob Scherzinger, Lukas Scherzinger und Markus Vogel. Auch wenn ich oft nicht mit dabei sein konnte, war ich jedoch auch nie wirklich weg. Die Zeit mit euch war und ist stets königlich.

Mama und Papa. Euch möchte ich an dieser Stelle danken, dass ich mit eurer Liebe und Unterstützung aufwachsen durfte und ihr niemals an meinem Weg gezweifelt hab. Dank eurem Rückhalt konnte ich meine Ziele jederzeit frei wählen und umsetzen. Ebenfalls danke ich meiner großen Schwester, denn nur mit dir ist diese tolle Familie auch komplett.

Zum Schluss gilt mein ehrlicher Dank dir, Laura. Mit dir in meinem Leben ist es problemlos möglich stressige Zeiten zu bewältigen und wunderbarerweise auch gleichzeitig völlig unkompliziert die weniger stressigen Zeiten zu genießen. Ich freue mich auf die bevorstehenden gemeinsamen Wege mit Dir und bin gespannt, wohin uns die Reise noch führt.

Ehrenwörtliche Erklärung

Ich erkläre hiermit ehrenwörtlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig, ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel und Literatur angefertigt habe. Die aus anderen Quellen direkt oder indirekt übernommenen Daten und Konzepte sind unter Angabe der Quellen gekennzeichnet. Bei der Auswahl und Auswertung des folgenden Materials haben mir die nachstehend aufgeführten Personen in der jeweils beschriebenen Weise unentgeltlich geholfen:

1. Die EDX-Messung [Abb. 2.1 (b)] sowie die zwei REM-Aufnahmen [vgl. Abb. 6.7 und Abb. 7.7 (b)] wurden von Dr. Myriam Kaiser, TRUMPF Laser- und Systemtechnik GmbH, Ditzingen durchgeführt.
2. Die verwendeten Nanogitter zur Kalibration des Polarisationsmikroskops (Kapitel 3.2.2) wurden von Dr. Felix Zimmermann, TRUMPF Laser- und Systemtechnik GmbH, Ditzingen, hergestellt.
3. Die Phasenmasken zur Aberrationskorrektur (Kapitel 6.2.1) wurden von Dr. Daniel Flamm, TRUMPF Laser- und Systemtechnik GmbH, Ditzingen, berechnet und erstellt.
4. Das theoretische Modell zur Erzeugung nicht-beugender Strahlprofile mit asymmetrischem Querschnitt, deren simulierte Intensitätsverteilung [Abb. 7.4] sowie die dazugehörigen Phasenmasken [Abb. 7.3(a)-(c)] wurden von Dr. Daniel Flamm, TRUMPF Laser- und Systemtechnik GmbH, Ditzingen, zur Verfügung gestellt.
5. Der in Kapitel 5.3 eingesetzte Laser wurde von der Arbeitsgruppe *R&D Disk Laser Amplifier* unter der Leitung von Dr. Dominik Bauer, TRUMPF Laser GmbH, Schramberg bereitgestellt. Die Trennversuche erfolgten in Zusammenarbeit mit Thomas Dietz, TRUMPF Laser GmbH, Schramberg.

Weitere Personen waren an der inhaltlich-materiellen Erstellung der vorliegenden Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich hierfür nicht die entgeltliche Hilfe von Vermittlungs- bzw. Beratungsdiensten (Promotionsberater oder anderen Personen) in Anspruch genommen. Niemand hat von mir unmittelbar oder mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen. Teile dieser Arbeit wurden aus Prioritätsgründen bereits veröffentlicht oder zur Veröffentlichung eingereicht [124, 132, 142, 151, 154]. Die Arbeit wurde bisher weder im In- noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt. Die geltende Promotionsordnung der Physikalisch-Astronomischen Fakultät ist mir bekannt. Ich versichere ehrenwörtlich, dass ich nach bestem Wissen die reine Wahrheit gesagt und nichts verschwiegen habe.

Ditzingen, den 18.11.2020

Michael Jenne